

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
CENTRO TECNOLÓGICO DE JOINVILLE
CURSO DE ENGENHARIA NAVAL

FREDI CENCI

**ESTUDO NUMÉRICO DO MODELO DE GERAÇÃO DE VÓRTICES EM
CILINDROS FIXOS**

Joinville
2017

FREDI CENCI

**ESTUDO NUMÉRICO DO MODELO DE GERAÇÃO DE VÓRTICES EM
CILINDROS FIXOS**

Trabalho apresentado como requisito para obtenção do título de bacharel no Curso de Graduação em Engenharia Naval do Centro Tecnológico de Joinville da Universidade Federal de Santa Catarina.

Orientador: Dr. André Luís Condino Fugarra.

Joinville

2017

FREDI CENCI

**ESTUDO NUMÉRICO DO MODELO DE GERAÇÃO DE VÓRTICES EM
CILINDROS FIXOS**

Este Trabalho de Conclusão de Curso foi julgado adequado para obtenção do título de bacharel em Engenharia Naval, na Universidade Federal de Santa Catarina, Centro Tecnológico de Joinville.

Joinville, 23 de Junho de 2017:

Dr. Luis Fernando Peres Calil
Coordenador do Curso

Banca Examinadora:

Dr. André Luís Condino Fugarra
Orientador

Dr. Luis Orlando Emerich dos Santos
Membro
Universidade Federal de Santa Catarina

Dra. Talita Sauter Possamai
Membro
Universidade Federal de Santa Catarina

Dedico este trabalho a toda a minha família que esteve presente durante todos estes anos, principalmente ao meu irmão Francis por todos os conselhos, suporte e compreensão.

AGRADECIMENTOS

Ao meu professor e orientador André Luís Condino Fugarra por toda ajuda, ensinamentos e paciência neste período de aprendizado.

À Universidade Federal de Santa Catarina e todos os professores que contribuíram para a minha formação acadêmica.

Ao LabMAD e todos os professores participantes, pelo espaço concedido e o apoio na realização deste trabalho.

RESUMO

As geometrias cilíndricas estão presentes em diversas estruturas como plataformas, prédios e torres. O escoamento de fluido sobre estas geometrias pode resultar em sistemas complexos de desprendimento de vórtices, causando vibrações e movimentos indesejados, conhecidos como fenômenos de Vortex Induction Vibration (VIV) e Vortex Induction Motion (VIM). Estes fenômenos são objeto de estudo nas fases de projeto de muitas estruturas, como as plataformas monocolumnas e spar, a partir de cilindros de seção transversal circular. Portanto, é de interesse o entendimento do modelo de geração de vórtices que originam os fenômenos de VIV e VIM nas estruturas cilíndricas como forma de compreensão de sua origem física. Neste cenário, o presente trabalho tem o objetivo de estudar o modelo de emissão de vórtices em um cilindro engastado utilizando o programa OpenFOAM, que é gratuito e de código aberto, com uma abordagem didática e de fácil reprodução. Primeiramente procede-se a um estudo qualitativo e quantitativo de um cilindro bidimensional engastado com $Re = 10000$, validando e verificando os resultados obtidos. Posteriormente é estudado qualitativamente a simulação de um cilindro tridimensional com razão de aspecto, comprimento sobre diâmetro (L/D) igual a cinco, também com $Re = 10000$ e engastado. Este último é conduzido de forma preliminar e dentro dos recursos computacionais disponíveis. A abordagem do estudo é eminentemente baseada em simulações numéricas, a partir da metodologia Computational Fluid Dynamics (CFD), utilizando o método Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes (URANS), aplicando processos de verificação e validação. O modelo bidimensional reproduziu o desprendimentos dos vórtices principais presentes em dados experimentais e também apresentou vórtices secundários próximo à parede do cilindro, este último reportado em estudos numéricos na literatura. Quando analisado quantitativamente em seus coeficientes de arrasto, sustentação e número de Strouhal o modelo não foi completamente validado, devido a erros associados ao modelo de turbulência $k - \omega$ SST. No estudo do modelo tridimensional recuperou-se algumas estruturas típicas do modelo de emissão de vórtices em cilindros finitos enquanto outras estruturas foram insinuadas. Por fim, verificou-se possíveis melhoras para simulações futuras.

Palavras-chave: Vórtices. Cilindros fixos. Modelo fluido. Computer fluid dynamics.

ABSTRACT

Cylindrical geometries are frequently present in structures such as oil platforms, buildings and towers. The flow around these type of geometries may result in complex vortex shedding systems, hence resulting in undesirable motion and vibration known as Vortex Induction Vibration (VIV) and Vortex Induction Motion (VIM) phenomena. These phenomena are studied in the early project's stages of many structures, such as monocolumns and spar oil platforms, using circular cylinders. Therefore, there is interest to understand the vortex system that initiate the VIV and VIM phenomena in cylindrical geometries, in order to identify their physical source. The goal of this paper is to study flow model in circular clamped cylinder using the software OpenFOAM, which is freeware and open source, approaching the problem in a didactic way and easily reproducible. Firstly, a qualitative and quantitative study is performed in a two-dimensional clamped circular cylinder for $Re = 10000$, verifying and validating the results. Secondly, a three-dimensional simulation is performed and qualitatively analyzed. This simulation is conducted in a three-dimensional clamped circular cylinder with an aspect ratio length per diameter (L/D) equal to five, also for $Re = 10000$. This study is based on numerical simulations, using the Computer Fluid Dynamics (CFD) and the Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes (URANS) method, verified and validated. The two-dimensional simulation recovers the main vortex shedding presented in experiments. Also finds secondary vortex presented in the near wall behind the cylinder, the last reported in others numerical studies. When analyzed quantitatively upon the drag and lift coefficients and the Strouhal number, the simulation could not be completely validated because of turbulence modeling errors from the turbulence model $k - \omega$ SST. The three-dimensional study could not be deeply analyzed with the computational resources available, however some typical structures of vortex in finite cylinders were recovered meanwhile, some structures were indicated but not developed. Finally, improve for future simulations in finite cylinders have been identified.

Key-words: Vortex. Clamped cylinders. Fluid model. Computer fluid dynamics.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Variação do número de Strouhal de um cilindro circular, St , como função do número de Reynolds, Re	14
Figura 2 – Regime de escoamento sobre um cilindro bidimensional, liso e circular com escoamento constante.	15
Figura 3 – Estruturas de vórtices em cilindros finitos.	17
Figura 4 – Topologia de emissão de vórtice na ponta livre.	18
Figura 5 – Vórtices na tampa da ponta livre.	18
Figura 6 – Resultados obtidos para o cilindro curto $L/D = 2$	19
Figura 7 – Esquema de vórtices em um cilindro curto.	19
Figura 8 – Topo de um cilindro, escoamento da esquerda para a direita.	20
Figura 9 – Vetores de velocidade a $x/D = 0.5$ ($U=20$ m/s).	21
Figura 10 – Domínio computacional, fronteiras e célula.	22
Figura 11 – Inclinação de células bidimensionais.	23
Figura 12 – Malhas híbridas.	24
Figura 13 – Desenvolvimento do escoamento em placa plana.	25
Figura 14 – Regiões da camada limite turbulenta - linha pontilhada: $u^+ = y^+$. Linha tracejada: $u^+ = \frac{1}{k} \ln(y^+) + B$. Linha sólida: Dados experimentais.	26
Figura 15 – Escalas de escoamentos turbulentos.	28
Figura 16 – Técnica LES, solução de vórtices de grandes escalas.	29
Figura 17 – Tempo médio para regime permanente (esquerda) e transiente (direita).	31
Figura 18 – Processo de verificação e validação.	34
Figura 19 – Domínio Computacional.	40
Figura 20 – Sistema PISO.	42
Figura 21 – Topologia da malha bidimensionnal.	43
Figura 22 – Resíduos da malha M_3 tempo t_1	44
Figura 23 – Variação de C_D e C_L para M_3 e t_1	45
Figura 24 – FFT para M_3 e t_1	45
Figura 25 – Variação do coeficiente médio de arrasto com $\frac{h_i}{h_1}$ e $\frac{t_i}{t_1}$	46
Figura 26 – Variação do coeficiente de sustentação com $\frac{h_i}{h_1}$ e $\frac{t_i}{t_1}$	47
Figura 27 – Variação do número de Strouhal com $\frac{h_i}{h_1}$ e $\frac{t_i}{t_1}$	47
Figura 28 – Comparação de $\overline{C_D}$ com valores experimentais e numéricos.	50
Figura 29 – Comparação de C_{Lrms} com valores experimentais e numéricos.	51
Figura 30 – Comparação de S_t com valores experimentais e numéricos.	51
Figura 31 – Vorticidade normalizada e as linhas de corrente para $t = 45s$, $Re = 10000$	53
Figura 32 – Vorticidade adimensional para o maior valor de C_{Lrms} , $Re = 10000$	53

Figura 33 – Vorticidade normalizada e as linhas de corrente para o maior valor de C_{Lrms} , Re = 10000.	54
Figura 34 – Vorticidade normalizada e as linhas de corrente para o maior valor de C_{Lrms} , Re = 10000.	55
Figura 35 – Vórtices secundários, Re = 10000.	56
Figura 36 – Domínio computacional do modelo tridimensional.	59
Figura 37 – Topologia da malha tridimensional.	61
Figura 38 – Coeficientes na região central do cilindro $2 \leq L \leq 3$	62
Figura 39 – Vorticidade normalizada, plano localizado à $L = 2, 5$	63
Figura 40 – Vorticidade normalizada, linhas de corrente na tampa do cilindro, vista de topo.	64
Figura 41 – Linhas de corrente, vista lateral na região central do cilindro.	64
Figura 42 – Linhas de corrente.	65

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Métodos de solução e esquemas de discretização.	41
Tabela 2 – Discretização espacial.	42
Tabela 3 – Discretização temporal.	43
Tabela 4 – Erro relativo ao refino da malha e do passo de tempo.	48
Tabela 5 – Propriedades da malha tridimensional.	60
Tabela 6 – Características da simulação.	60

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	11
1.1	Objetivos	12
2	REVISÃO TEÓRICA	13
2.1	Coefficientes adimensionais e regimes de escoamento	13
2.2	Modelos de emissão de vórtices em cilindros finitos	16
2.3	Simulação numérica - Método de volumes finitos para o processo avaliado	21
2.3.1	Parâmetros da malha	22
2.3.2	Courant number	24
2.3.3	Modelagem computacional próximo à parede	24
2.3.4	Coefficientes de arrasto, sustentação e pressão	27
2.4	Modelagem da turbulência	28
2.5	As equações governantes e o método RANS	29
2.5.1	As equações do movimento	29
2.5.2	O método RANS	30
2.5.3	O modelo $k - \omega$ SST	32
2.6	Verificação e validação	33
2.6.1	Verificação	34
2.6.2	Validação	36
3	METODOLOGIA PROPOSTA	37
3.1	Definição da problemática	37
3.2	Modelagem em CFD	37
3.3	Condução das simulações	38
3.4	Análise dos resultados	38
4	MODELO BIDIMENSIONAL NÚMERO DE REYNOLDS 10000	39
4.1	Características gerais	39
4.2	Discretização espacial e temporal	41
4.3	Verificação	43
4.4	Forças e interação fluido-estrutura	50
4.5	Validação	56
5	MODELO TRIDIMENSIONAL NÚMERO DE REYNOLDS 10000	58
5.1	Características gerais	58
5.2	Interação fluido-estrutura	61

6	CONCLUSÃO	67
	Referências	68
	Apêndice A	71

1 INTRODUÇÃO

Existem inúmeras estruturas cilíndricas expostas ao escoamento de fluido, como prédios, chaminés industriais e torres que estão submetidas a ventos (PALAU-SALVADOR et al., 2010). Analogamente, estruturas oceânicas como as plataformas estão submetidas ao escoamento de outro fluido, a água.

A crescente produção de petróleo e gás ao longo dos anos vem desenvolvendo a indústria oceânica para a exploração de recursos naturais em regiões cada vez mais profundas e as plataformas do tipo monocolunas e spar são fruto deste desenvolvimento. As plataformas do tipo monocolunas são estruturas de formato cilíndrico ou poligonal de baixa razão de aspecto (comprimento/diâmetro) utilizadas na perfuração, produção e processamento de óleo e gás em águas profundas. As plataformas do tipo spar também são de formato cilíndrico, e são utilizadas em médias e grandes profundidades, porém, apresentando valores mais diversificados de razões de aspecto (CAMPOS, 2008).

De acordo com Palau-Salvador et al. (2010) existe grande interesse em estudar e prever o comportamento do escoamento de fluido nas estruturas cilíndricas pela variada aplicação na engenharia. Há uma complexidade do problema devido ao fato de ser tridimensional, altamente instável e apresentar interação de variados sistemas de desprendimento de vórtices.

Estes sistemas de desprendimentos de vórtices são fenômenos estudados na literatura. Fujarra (2013) afirma que, devido à interação do fluido com as estruturas cilíndricas ou plataformas flutuantes, surge o fenômeno de Vortex Induction Vibration (VIV). Segundo Gonçalves et al. (2011), VIM e VIV são o mesmo fenômeno, porém o nome VIM é caracterizado para cilindros de baixa razão de aspecto ($L/D < 4$) e razão de massa igual a 1. Fujarra (2013) indica que estes fenômenos possuem comportamento ressonante e são autoexcitados. Eles também são autocontrolados quando a frequência de emissão dos vórtices é próxima da frequência natural do sistema. Ainda segundo o autor, existem lacunas da relação do fenômeno de VIV com o número de Reynolds (Re), número de graus de liberdade da estrutura, fator de escala em testes experimentais de campo, ângulo de incidência da correnteza, razão de massa, razão de aspecto e ação combinada de VIV (ou VIM) e ondas. Rodier, Finnigan e Liapis (2011) evidenciam que existe influência do número de Reynolds, incidência da correnteza, fator de escala e presença de apêndices, quando analisado o fenômeno VIM em plataformas do tipo spar.

O desprendimento destes vórtices geram vibrações e movimentos na estrutura, e são objetos de estudos na fase de projeto para a otimização da geometria. No setor oceânico, as oscilações causadas nas estruturas das plataformas agravam a fadiga das amarrações, umbilicais e risers diminuindo sua vida útil.

A modelagem destes problemas pode ser feita de forma experimental, em tanques de prova, ou de forma numérica, a partir de simulações computacionais. A experimentação em tanques possui um custo alto, tornando o estudo numérico do modelo fluido de geração de

vórtices junto a cilindros geralmente uma opção mais acessível.

Tendo em vista os problemas associados à interação fluido-estrutura apresentados neste texto, justifica-se o estudo numérico em Computational Fluid Dynamics (CFD) do modelo fluido de geração de vórtices em cilindros. E, dada a complexidade encontrada em um estudo preliminar do tema, legitima-se a simplificação do problema quanto a seus graus de liberdade realizando o estudo com o cilindro fixo (engastado). Conforme mencionado, este trabalho é de caráter numérico baseado na abordagem CFD utilizando-se do método Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes (URANS), verificando-se a abordagem executada e validando-se os resultados obtidos.

A primeira etapa deste trabalho é a fundamentação teórica baseada no entendimento da frequência de Strouhal (f_s), número de Reynolds e os modelos de emissão de vórtices em cilindros bidimensionais e tridimensionais. A fundamentação teórica também é feita para a abordagem CFD indicando as questões pertinentes para a modelagem, bem como a descrição dos processos de verificação e validação. A segunda etapa inicia-se com a modelagem de um cilindro bidimensional visando a recuperação dos desprendimentos de vórtices na esteira turbulenta na faixa subcrítica. Após a modelagem bidimensional, é realizada uma simulação tridimensional de um cilindro engastado com razão de aspecto $L/D = 5$, baseando-se nos parâmetros identificados na simulação anterior como forma de aumentar gradativamente a complexidade do problema. O estudo numérico tridimensional é preliminar e ainda qualitativo devido aos recursos computacionais disponíveis e, portanto, nele não são desenvolvidos os processos de verificação e validação. Todas as simulações são feitas com o OpenFOAM Versão 4.1. Finalmente, espera-se recuperar os modelos de desprendimentos de vórtices no cilindro bidimensional e indicar futuras modelagens tridimensionais com $Re = 10000$, contribuindo para o entendimento da fenomenologia do VIV nas plataformas cilíndricas (monocolumnas e/ou spars).

1.1 Objetivos

O objetivo geral é a compreensão do modelo fluido de geração de vórtices junto a cilindros fixos.

Para tanto, os objetivos específicos são:

- Identificar os parâmetros necessários para proceder uma simulação em CFD;
- Compreender a interação fluido-estrutura;
- Montar a problemática no programa OpenFOAM, de distribuição livre e código aberto;
- Apresentar a abordagem computacional e o processo de validação e verificação de forma didática e de fácil reprodução;

2 REVISÃO TEÓRICA

Nesta seção são expostos conceitos que dão base para o entendimento dos próximos capítulos. A revisão bibliográfica está separada em duas partes, uma relacionada à fundamentação da emissão de vórtices e outra relacionada com a abordagem CFD. Na primeira parte é equacionado o número de Strouhal e sua relação com a frequência de emissão de vórtices, o número de Reynolds e seus regimes, e os padrões de emissão de vórtices em cilindros curtos. Na segunda parte são abordados os métodos numéricos e, em específico, o método URANS. Esta seção é então finalizada com a definição dos métodos científicos de verificação e validação.

2.1 Coeficientes adimensionais e regimes de escoamento

O número de Strouhal relaciona o tempo característico com o período de oscilação. Ele é definido pela Equação 2.1 (ÇENGEL; CIMBALA, 2007).

$$S_t = \frac{f_s D}{U} \quad (2.1)$$

Onde D é o diâmetro do cilindro, U a velocidade livre do escoamento, e f_s é a frequência de emissão de vórtices de von Kármán.

Portanto, isolando a variável f_s , encontra-se a frequência de emissão de vórtices em função do diâmetro do cilindro, número de Strouhal e velocidade U livre do escoamento, como mostra a Equação 2.2 (FUJARRA, 2013).

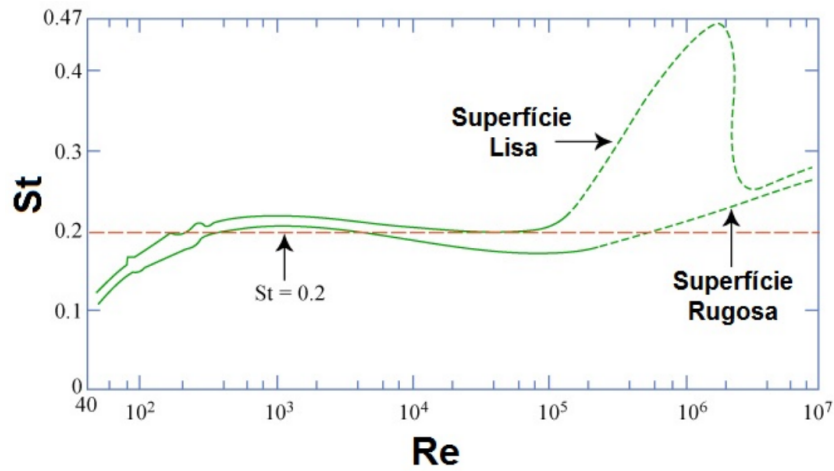
$$f_s = \frac{S_t U}{D} \quad (2.2)$$

Para estruturas cilíndricas circulares, o autor aponta que o número de Strouhal é praticamente invariante para uma grande faixa de Reynolds, como pode ser visto na Figura 1.

Pode-se identificar o valor médio de $S_t = 0,2$ e a sua variação com a rugosidade da superfície. Fujarra (2013 apud PALAU-SALVADOR et al., 2010) afirma que a frequência de emissão em função do número de Strouhal só pode ser expressa quando o padrão de emissão de vórtices de von Kármán está presente, ao passo que, quando isso é possível, o número de Strouhal diminui com a redução da razão de aspecto.

"O número de Reynolds é o parâmetro adimensional mais conhecido e útil na mecânica dos fluidos"(ÇENGEL; CIMBALA, 2007, p. 240). Ele é definido por uma razão entre densidade, velocidade, comprimento característico e a viscosidade. O número de Reynolds relaciona as forças inerciais com as forças viscosas (friccionais) do fluido. No caso estudado por este trabalho, o comprimento característico é o diâmetro do cilindro, portanto o número de Reynolds é dado

Figura 1 – Variação do número de Strouhal de um cilindro circular, St , como função do número de Reynolds, Re .



Fonte: Fujarra (2013, p. 24).

pela Equação 2.3.

$$Re = \frac{UD}{\nu} \quad (2.3)$$

Onde U é a velocidade do escoamento, D o diâmetro do cilindro e ν a viscosidade cinemática do fluido.

O número de Reynolds, bem como a rugosidade do objeto, estão relacionados com o regime de escoamento. Sumer e Fredsoe (2006) trazem uma tabela resumindo o formato da esteira formada em função do número de Reynolds e seu respectivo regime de escoamento para um cilindro circular de superfície lisa imerso em escoamento com velocidade constante, esta tabela pode ser vista na Figura 2.

A Figura 2 apresenta as seguintes regiões de escoamento:

- $Re < 5$: Nesta faixa de Re o escoamento é laminar e sem separação.
- $5 < Re < 40$: Um par de vórtices se forma na esteira do cilindro. O comprimento destes vórtices aumentam com o número de Re .
- $40 < Re < 200$: Com o aumento de Re a esteira se torna instável e os vórtices são emitidos em uma determinada frequência, este fenômeno é chamado de Vortex Shedding. A emissão de vórtices na esteira é laminar.
- $200 < Re < 300$: Nesta faixa a esteira começa a passar do regime laminar para o turbulento.
- $300 < Re < 3 \times 10^5$: Nesta região a esteira é completamente turbulenta mas a camada limite sobre o cilindro ainda é laminar para uma grande faixa de Re .

Figura 2 – Regime de escoamento sobre um cilindro bidimensional, liso e circular com escoamento constante.

a)		Sem separação. Escoamento laminar	$Re < 5$
b)		Um par de vórtices simétricos	$5 < Re < 40$
c)		Esteira de vórtices laminar	$40 < Re < 200$
d)		Transição para turbulento na esteira	$200 < Re < 300$
e)		Esteira completamente turbulenta. A: Ponto de separação da camada limite laminar	$300 < Re < 3 \times 10^5$ Subcrítico
f)		A: Ponto de separação da camada limite laminar. B: Ponto de separação da camada limite turbulenta mas camada limite laminar.	$3 \times 10^5 < Re < 3.5 \times 10^5$ Crítico (Transição inferior)
g)		B: Ponto de separação da camada limite turbulenta; camada limite parcialmente laminar e parcialmente turbulenta.	$3.5 \times 10^5 < Re < 1.5 \times 10^6$ Supercrítico
h)		C: Camada limite completamente turbulenta em um lado.	$1.5 \times 10^6 < Re < 4 \times 10^6$ Transição superior
i)		C: Camada limite completamente turbulenta nos dois lados.	$4 \times 10^6 < Re$ Transcrito

Fonte: O Autor (2017). Adaptado de Sumer e Fredsoe (2006, p. 2).

- $3 \times 10^5 < Re < 3.5 \times 10^5$: Com o aumento do Re a transição da turbulência começa a ocorrer no ponto de separação da camada limite. Nesta faixa de Re a camada limite é turbulenta em um ponto de separação, enquanto o outro continua laminar. Esta assimetria causa uma média não nula no coeficiente de lift do cilindro.
- $3.5 \times 10^5 < Re < 1.5 \times 10^6$: Agora os dois pontos de separação são turbulentos, mas a transição para o regime turbulento na camada limite está entre o ponto de estagnação e o ponto de separação.
- $1.5 \times 10^6 < Re < 4 \times 10^6$: Nesta região a camada limite em um lado do cilindro é totalmente turbulenta enquanto o outro lado permanece parte laminar e parte turbulento.
- $Re > 4 \times 10^6$: Nesta faixa a camada limite dos dois lados do cilindro são totalmente turbulentas.

Pode-se observar a relação da esteira com o número de Reynolds e o surgimento / desprendimentos de vórtices. Na próxima seção serão avaliados os modelos de emissão de vórtices em cilindros finitos.

2.2 Modelos de emissão de vórtices em cilindros finitos

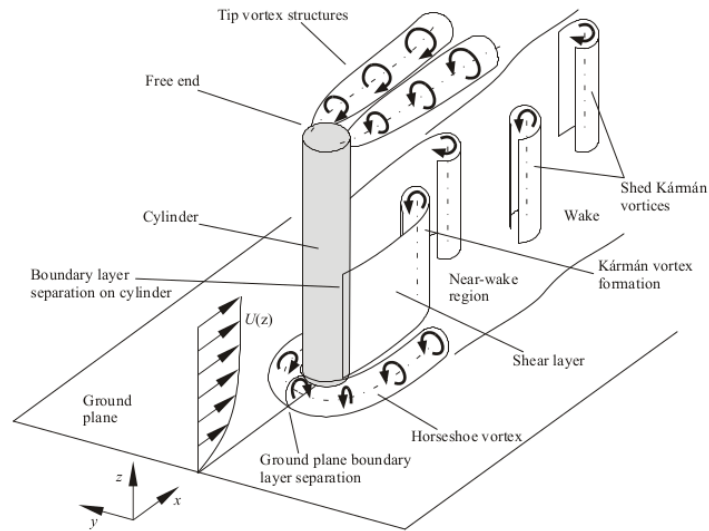
Anteriormente foi verificado o comportamento da esteira em cilindros infinitos, que são considerados bidimensionais, para diferentes faixas de Reynolds. Nestas faixas foi constatado o desprendimento de vórtices a uma frequência (f_s), que por sua vez é introduzida no número adimensional de Strouhal. Gonçalves et al. (2011) comenta que o estudo do escoamento fluido em cilindros estacionários com baixa razão de aspecto ($L/D < 6$) é pouco entendido quando comparado a cilindros infinitos. Em cilindros finitos, existe a perturbação da extremidade livre do cilindro que afeta cada vez mais o modelo de desprendimento de vórtices a medida que a razão de aspecto diminui (SUMNER; DANSEREAU; HESELTINE, 2004a, apud FAVIAR, 1981; KAWAMURA et al., 1984; LEE and WANG, 1987; LUO 1993). Esta seção tem por objetivo identificar os modelos de desprendimento de vórtices encontrados na literatura para uma variada faixa de razão de aspecto L/D .

De acordo com Sumner, Dansereau e Heseltine (2004b, apud ETZOLD and FIEDLER 1976; KAWAMURA et al. 1984; LEE 1997; PARK and LEE 2000, 2002, 2004) na região da ponta livre de cilindros finitos formam-se estruturas periódicas conhecidas como tip vortex. Essas estruturas se formam devido a interação entre as linhas de separação laterais do cilindro que são direcionadas para cima (fenômeno conhecido como upwash) e direcionadas para baixo sobre a aresta do cilindro (downwash). Os tip vortex são um par de vórtices contra-rotativos que interagem com o padrão de von Kármán e são responsáveis por direcionar localmente para baixo (direção da base) o campo de velocidade próximo a ponta livre, este fenômeno é conhecido como downwash.

O padrão de von Kármán pode ser totalmente reprimido em cilindros finitos curtos devido ao efeito da ponta livre, e um novo padrão conhecido como arch type pode se estabelecer na esteira do cilindro (SUMNER; DANSEREAU; HESELTINE, 2004b, apud TANIGUCHI et al. 1981; OKAMOTO and SUNABASHIRI 1992; LEE 1997).

Com o aumento da razão de aspecto a esteira volta a apresentar uma frequência de emissão de vórtices em parte de seu comprimento, pois as estruturas formadas na extremidade livre e o fenômeno de downwash interferem cada vez menos na estrutura de von Kármán ao passo que a razão L/D aumenta. Na extremidade da base fixa, estruturas conhecidas como horseshoe podem ser formadas, estas que são estruturas desenvolvidas na base do cilindro e altamente instáveis (FUJARRA, 2013). A Figura 3 representa as estruturas citadas anteriormente.

Figura 3 – Estruturas de vórtices em cilindros finitos.

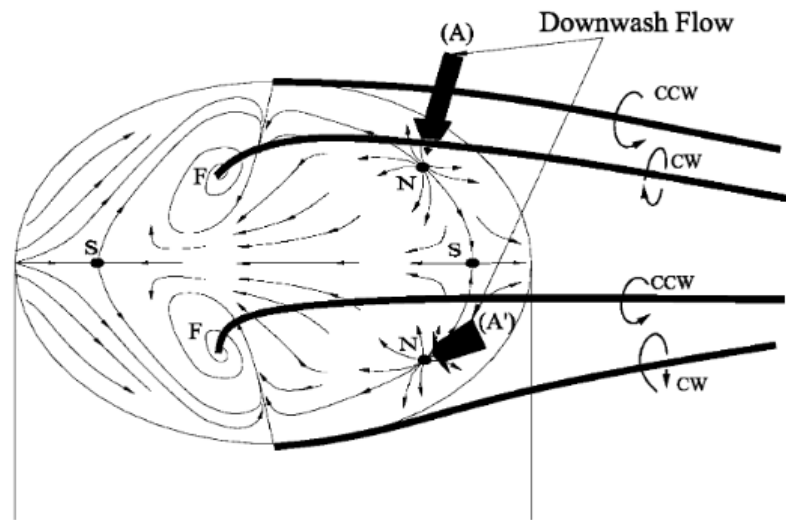


Fonte: Sumner, Dansereau e Heseltine (2004b, p. 2).

Sumner, Dansereau e Heseltine (2004b) em seu estudo de cilindros com $L/D = 3, 5, 7$ e 9 com uma extremidade fixa em uma superfície e a outra livre, submetido a baixa velocidade ($Re = 2 \times 10^4$ a 9×10^4), relatam que os tip vortex foram encontrados para as razões de aspecto $L/D = 3, 5, 7$ e 9 . As estruturas horseshoe vortex foram encontrados apenas nas razões $5, 7$ e 9 , e possuem sentidos rotativos contrários aos tip vortex. Não foram encontrados os vórtices da base para a razão de aspecto 3 , evidenciando mudança na esteira e uma razão de aspecto crítica entre $3 \leq L/D \leq 5$. O cilindro de razão de aspecto igual a 3 teve o menor valor de coeficiente de arrasto enquanto os picos de desprendimento de vórtices se demonstraram ausentes ao longo da maior parte do cilindro, com exceção da base, indicando que não existe o padrão de von Kármán para $L/D = 3$. O autor indica que o fenômeno de downwash dos tip vortex se estendem até o chão e pode ser o mecanismo que reprime o padrão de von Kármán. Seu estudo sustenta a ideia de que os tip vortex são estruturas distintas das de von Kármán. O autor também acredita que devido à ausência dos vórtices na base e do padrão de von Kármán para $L/D = 3$, os vórtices de base para $L/D = 5, 7$ e 9 são uma média temporal dos vórtices de von Kármán com os seus eixos inclinados.

A estrutura formada na ponta do cilindro tem grande importância em cilindros finitos, e a medida que a razão de aspecto diminui ela exerce um papel determinante no modelo de desprendimento de vórtices do cilindro. Roh e Park (2003) conduziram estudos experimentais para $Re = 5.92 \times 10^3$ e 1.48×10^5 para cilindros com razão de aspecto L/D igual a 1.25 e 4.25 . Em seus estudos, os autores indicam que a topologia encontrada na tampa do topo do cilindro é caracterizado por dois focos (F) e um ponto de separação (S) na porção frontal da tampa e dois pontos de reagrupamento (N) com um ponto de separação (S) na região traseira da tampa. A Figura 4 mostra a topologia encontrada.

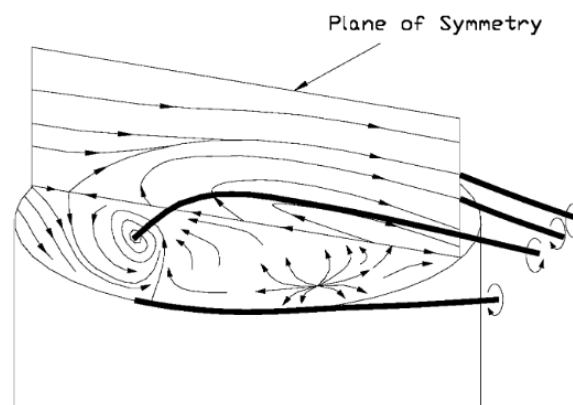
Figura 4 – Topologia de emissão de vórtice na ponta livre.



Fonte: Roh e Park (2003, p. 4).

Os autores sugerem que a topologia do topo é composta por dois vórtices tornado-like que são desprendidos dos dois focos e os tip vortex descritos anteriormente, estas duas estruturas são contra-rotativas entre elas e simétricas em relação ao plano de simetria como mostra a Figura 5. Os autores relatam ainda que estas duas estruturas continuam se desenvolvendo separadamente a jusante do cilindro sem se juntarem.

Figura 5 – Vórtices na tampa da ponta livre.

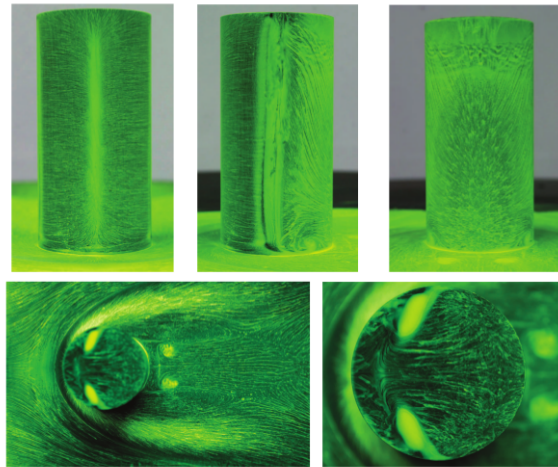


Fonte: Roh e Park (2003, p. 4).

Fujarra (2013 apud RODIER et al., 2008) indica que os resultados obtidos por Roh e Park (2003) foram recuperados no seu estudo em um túnel recirculante de vento para um cilindro fixo com razão de aspecto $L/D = 2$. A Figura 6 mostra a linha da estagnação frontal (foto superior esquerda), a região de separação do escoamento na parte lateral do cilindro (foto superior central) e a influência do topo do cilindro no modelo de emissão ao longo do corpo do

cilindro (foto superior direita). As fotos inferiores indicam a presença do horseshoe vortex na base do cilindro (foto inferior esquerda), e aproximando o topo do cilindro pode ser visto os dois focos, onde iniciam-se dois vórtices contra-rotativos, separados por um ponto de sela na parte frontal, e dois pontos separados por um ponto de sela na parte traseira do topo do cilindro. Devido a feição da tampa superior do cilindro, esta é conhecida como owl-face.

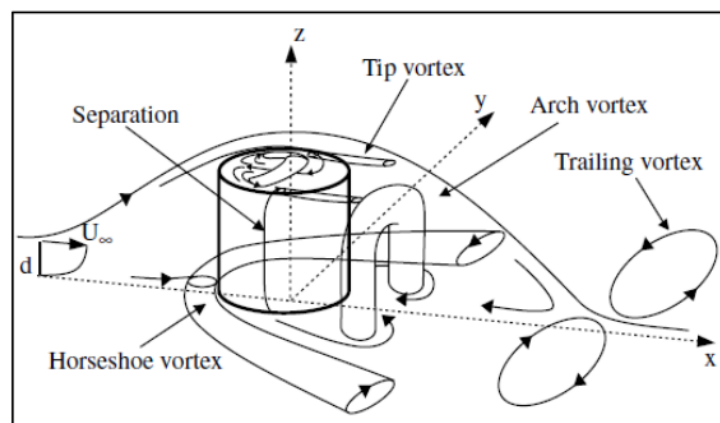
Figura 6 – Resultados obtidos para o cilindro curto $L/D = 2$.



Fonte: Fajarra (2013, apud Rödiger et al., p. 66).

Pattenden, Turnock e Zhang (2005) conduziram experimentos em cilindros de razão de aspecto $L/D = 1$ e com $Re = 200000$. Os autores relatam a presença dos horseshoe vortex, formados na base do cilindro quando ocorre a separação do escoamento devido ao gradiente adverso de pressão; um sistema de vórtices na ponta livre do cilindro, dentro da separação do escoamento; o modelo arch type á jusante do cilindro na região de recirculação; e trailing vortex na região de reagrupamento do fluxo fluido. A Figura 7 mostra o modelo de emissão encontrado pelo autor.

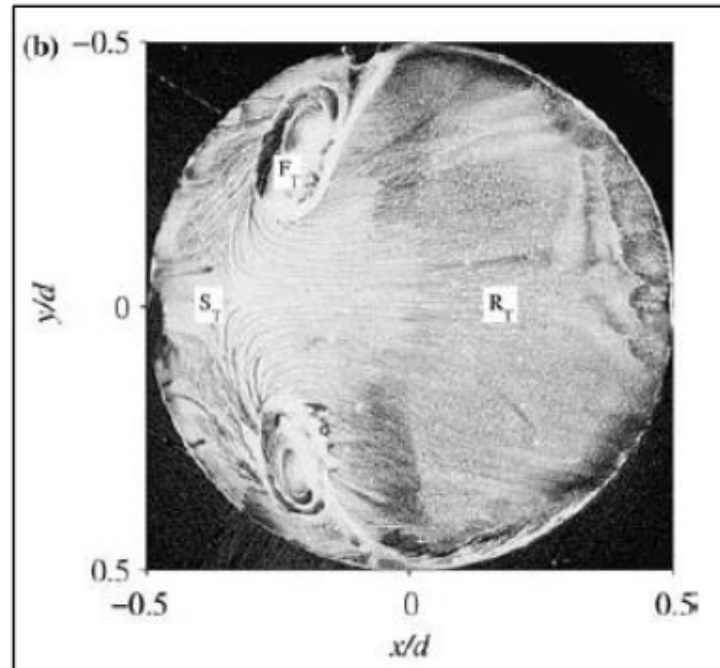
Figura 7 – Esquema de vórtices em um cilindro curto.



Fonte: Pattenden, Turnock e Zhang (2005, p. 14).

O escoamento na extremidade livre é composto por uma separação na borda de ataque que forma uma região de recirculação no topo do cilindro, dando origem a owl-face já descrita anteriormente. A Figura 8 mostra os dois focos (F_T) e um ponto de sela da separação (S_T) entre eles. Este é o lugar onde o fluxo reverso se separa dando origem a pequenos vórtices perto das arestas e revertendo a direção do escoamento fluido. O ponto R_T é onde o escoamento se reencontra da separação da borda de ataque.

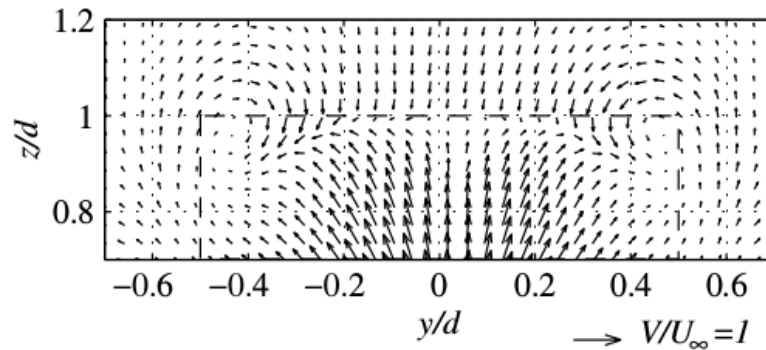
Figura 8 – Topo de um cilindro, escoamento da esquerda para a direita.



Fonte: Pattenden, Turnock e Zhang (2005, p. 15).

A Figura 9 mostra uma vista de jusante para montante do escoamento, onde é visto a formação dos tip vortex devido ao upwash na ponta livre. Os autores indicam que não foi encontrada a topologia sugerida por Roh e Park (2003), pois não foram reproduzidos os tornado-like vórtices dos dois focos. Ao invés disso, os autores apontam que os dois focos identificados parecem ser a base do arch vortex que passa pelo centro da bolha criada na separação do topo.

Figura 9 – Vetores de velocidade a $x/D = 0.5$ ($U=20$ m/s).



Fonte: Pattenden, Turnock e Zhang (2005, p. 18).

Com os modelos de emissão de vórtices para cilindros curtos revisados, parte-se para a revisão da abordagem numérica computacional.

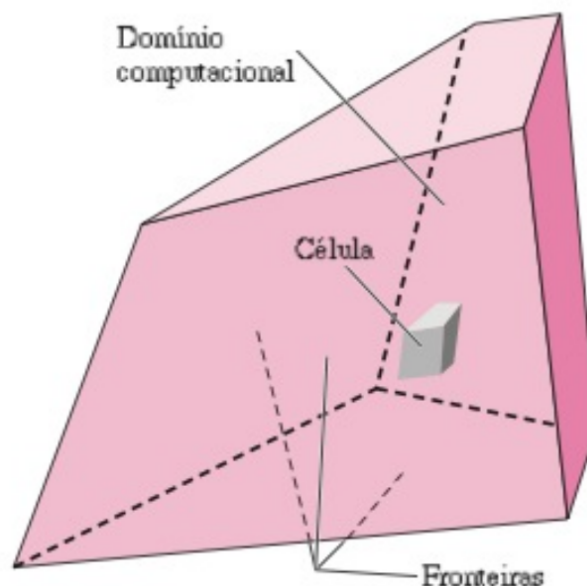
2.3 Simulação numérica - Método de volumes finitos para o processo avaliado

Essa seção tem por objetivo rever como prosseguir com uma modelagem CFD. De acordo com Çengel e Cimbala (2007) a modelagem CFD pode ser separada em 8 etapas, a saber:

1. A seleção do domínio computacional. Esta é a região onde o problema irá ser solucionado. Neste domínio é criada uma malha que é um conjunto de várias células, uma delas mostrada na Figura 10. Elas são pequenos volumes, para modelagens 3D, onde as equações pertinentes ao problema, equações de conservação e transporte, são discretizadas e resolvidas. As células podem adotar diversos formatos, e a modelagem da malha é extremamente importante para a convergência do resultado, por este motivo deve ser avaliada quanto a sua qualidade.
2. Outro passo é a definição das condições de contorno para o domínio criado. Ou seja, em cada face do domínio é definido como esta interage com o ambiente, representando o que acontece na realidade.
3. É necessário fazer a especificação do fluido, atribuindo as propriedades físicas como temperatura, densidade e viscosidade.
4. Com o problema definido, são selecionados os parâmetros numéricos da solução CFD. Esta etapa é a escolha do método numérico pelo qual o problema será solucionado.
5. Especificar os valores iniciais do escoamento para cada célula, se adotado este método, sendo que para regimes não permanentes é necessário que estes valores estejam corretos.

6. Com os valores iniciais prontos, as equações de transporte são resolvidas iterativamente no centro de cada célula, no método de volume finitos. A solução das equações de transportes não é exata, ela gera resíduos. O resíduo representa o quanto uma equação de transporte diverge da equação exata, e ele ajuda o programa a definir quando o problema convergiu para uma solução, ou seja, o resíduo é menor que a tolerância especificada.
7. Quando a solução converge para um resultado, os gráficos das variáveis do campo de escoamento são plotados.
8. As propriedades globais e integrais, como os campos de pressão, as forças de arrasto, sustentação e eventuais momentos, podem ser vistas com o passar das interações da solução do problema, e devem se estabilizar conforme o problema converge para uma solução.

Figura 10 – Domínio computacional, fronteiras e célula.



Fonte: Çengel e Cimbala (2007, p. 718).

Çengel e Cimbala (2007) apontam que em regimes não permanentes é necessário determinar uma variável de tempo físico (passo de tempo ou time step). O passo de tempo é um intervalo de tempo no qual as equações de transporte são resolvidas de forma recorrente (looping). Ele é iniciado com as condições iniciais e calcula a variação do campo de escoamento no intervalo de tempo definido.

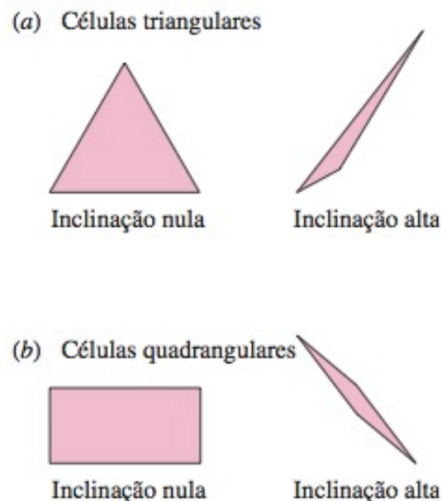
2.3.1 Parâmetros da malha

O esquema de solução CFD exige a geração de uma malha, que nada mais é que a discretização do domínio computacional, como foi descrito anteriormente. As malhas podem ser estruturadas ou não estruturadas. Aguirre (2010) define que, para uma malha ser considerada

estruturada, os volumes (ou célula) devem seguir uma estrutura fixa. De modo que a numeração de um volume seja consecutivo ao seu vizinho, e sua localização seja facilmente encontrada quando seus vizinhos são conhecidos. Portanto, uma malha quadrilátera onde, por algum motivo, foi gerada sem guardar informações sobre a localização de cada célula sabendo seus vizinhos, é uma malha não estruturada composta de elementos quadriláteros. Desta forma, é evidente que a malha ser estruturada ou não é independente do tipo de elemento na qual ela é composta.

Çengel e Cimbala (2007) chamam a atenção para a importância da qualidade da malha, estruturada ou não. O primeiro parâmetro a ser analisado é a inclinação das células. Uma malha que possui células muito inclinadas levam a instabilidade na convergência e imprecisão numérica. A Figura 11 mostra a diferença de células com inclinação nula e altamente inclinadas para casos bidimensionais. Além da inclinação, fatores como variações bruscas do tamanho da célula e altas razões de aspecto podem afetar a qualidade do resultado.

Figura 11 – Inclinação de células bidimensionais.



Fonte: Çengel e Cimbala (2007, p. 722).

Por fim, é possível utilizar malhas estruturadas e não estruturadas de maneira combinada, as chamadas malhas híbridas. Por exemplo, próximo a parede podem ser utilizadas malhas estruturadas, pois apresentam melhor resolução para a camada limite, e malhas não estruturadas para outras regiões, como pode ser visto na Figura 12.

Figura 12 – Malhas híbridas.



Fonte: Çengel e Cimbala (2007, p. 723).

Nesta seção foram avaliados alguns parâmetros importantes relacionados a qualidade da discretização do domínio computacional, um dos principais passos no esquema de solução CFD. O próximo passo é definir a relação desta variável com o passo de tempo.

2.3.2 Courant number

Uma vez introduzidas as definições de passo de tempo e discretização da malha, Anderson (1995) explica que a condição de Courant-Friedrichs-Lewy, ou chamada de Courant Number, relaciona a variável temporal do problema, passo de tempo, e a característica espacial, o refino da malha. O Courant number é dado pela Equação 2.4.

$$C = c \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (2.4)$$

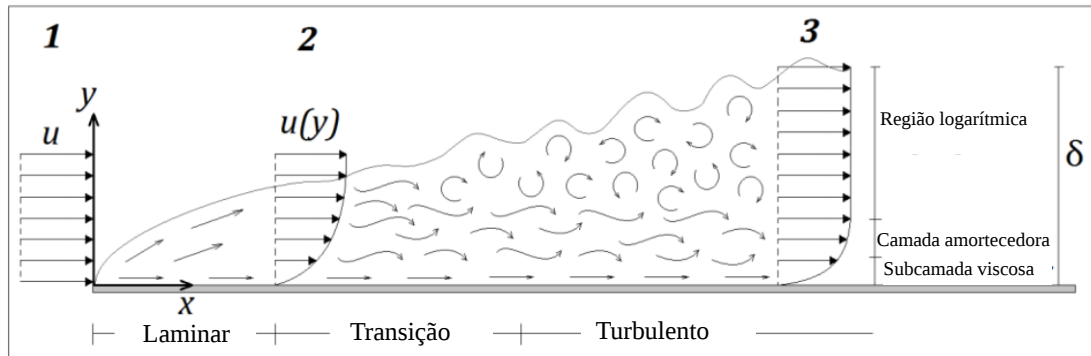
Onde c é a magnitude da velocidade através de uma célula, Δt é o passo de tempo e Δx é o tamanho da menor célula. Esta é uma relação de estabilidade para equações hiperbólicas que deve ser menor ou igual a 1. Visto que C mais próximo de 1 indica melhor precisão. Hystad (2014) afirma que a limitação do Courant number age como um limite da distância percorrida pelo fluido durante uma interação, sendo assim se $C > 1$ o fluido percorre mais que uma célula durante uma interação e, portanto, deve ser mantido abaixo de 1.

2.3.3 Modelagem computacional próximo à parede

Na modelagem CFD para regimes turbulentos é preciso considerar a influência da parede no desenvolvimento do escoamento. Bredberg (2000) explica que, diferentemente do escoamento laminar, que possui perfil de velocidade parabólico, os escoamentos turbulentos possuem origem semi-empíricas e um perfil de velocidades mais complicado. A parede, devido a condição de não escorregamento, imprime uma região de transição com altos gradientes de

velocidade do escoamento de zero para o valor do escoamento de fluido livre. A Figura 13 mostra o desenvolvimento de um escoamento sobre uma placa plana.

Figura 13 – Desenvolvimento do escoamento em placa plana.



Fonte: O Autor (2017). Adaptado de Hystad (2014, p. 13).

Observa-se na Figura 13 que a camada limite turbulenta pode ser separada em três regiões, que são classificadas pela distância da parede. São elas: a subcamada viscosa, camada amortecedora e a região logarítmica.

A subcamada viscosa é o local aonde os efeitos viscosos são dominantes, e seu perfil é de característica linear. Logo após a subcamada viscosa encontra-se a camada amortecedora, aonde os efeitos viscosos ainda são predominantes, porém, os efeitos turbulentos começam a influenciar o escoamento. Acima da camada amortecedora é desenvolvida a camada logarítmica, nesta camada os efeitos viscosos ainda são importantes, mas os efeitos turbulentos passam a possuir uma parcela cada vez mais significativa conforme o perfil de velocidade se desenvolve. Nesta região, a velocidade pode ser encontrada por uma função logarítmica da distância adimensional y^+ . As regiões das camadas em escoamentos turbulentos são identificadas pela distância adimensionalizada y^+ e a velocidade adimensionalizada u^+ . Conforme Çengel e Cimbala (2007) elas possuem os seguintes equacionamentos:

$$y^+ = \frac{yu^*}{\nu} \quad (2.5)$$

y é a distância da parede, ν é a viscosidade cinemática e u^* é a velocidade de fricção ou velocidade de atrito. Esta que pode ser escrita pela seguinte equação:

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (2.6)$$

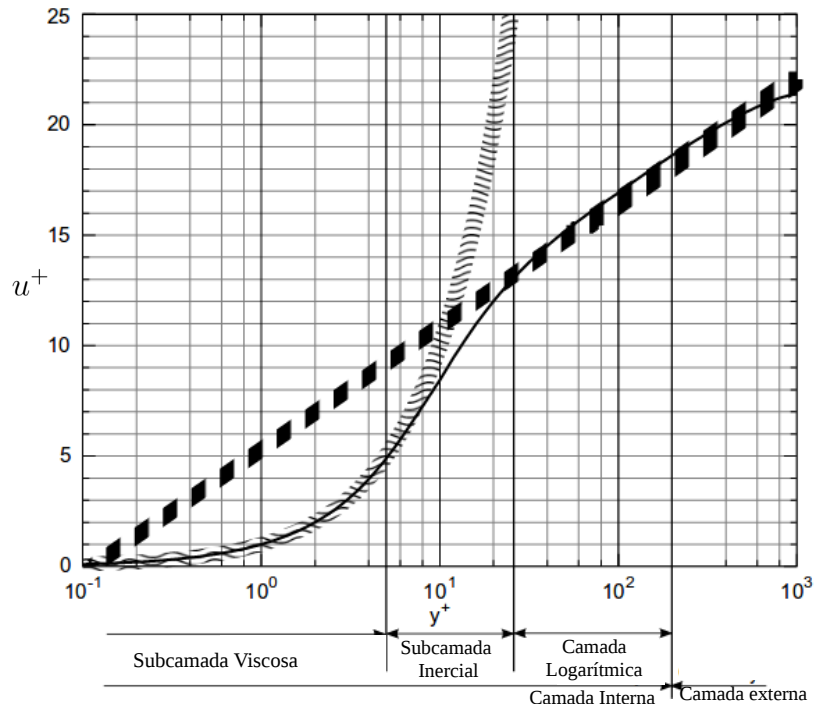
Onde ρ é a densidade e τ_w é a tensão de cisalhamento turbulenta na parede.

Também é possível escrever a velocidade tangencial adimensional como:

$$u^+ = \frac{u}{u^*} \quad (2.7)$$

Onde u é a velocidade tangencial a parede. A Figura 14 mostra a relação entre u^+ e y^+ .

Figura 14 – Regiões da camada limite turbulenta - linha pontilhada: $u^+ = y^+$. Linha tracejada: $u^+ = \frac{1}{k} \ln(y^+) + B$. Linha sólida: Dados experimentais.



Fonte: O Autor (2017). Adaptado de Pas (2016, p. 24).

A região da subcamada viscosa está entre $0 < y^+ < 5$, a camada amortecedora $5 < y^+ < 30 - 50$ e a região logarítmica entre $40 < y^+ < 300$.

Uma das propostas para a solução numérica nesta região é aplicar uma malha muito refinada próxima a parede e utilizar um modelo de turbulência que resolva o escoamento com baixo Reynolds, uma vez que o Reynolds diminui próximo a parede. Essa abordagem necessita de uma grande quantidade de células a fim de obter uma solução precisa. Outra alternativa é a utilização de funções de parede, que são uma aproximação do escoamento, utilizadas por modelos totalmente turbulentos e com uma pequena deterioração dos resultados. As funções de parede têm por objetivo reduzir a capacidade computacional requerida, aumentar a estabilidade numérica e acelerar a convergência. Elas são implementadas quando o primeiro nó está dentro da camada inercial, aonde os efeitos viscosos são dominantes, possibilitando o uso das aproximações descritas anteriormente (BREDBERG, 2000). Ainda de acordo com Leading Engineering Application Providers - LEAP (2012), o uso de funções de parede deve ser feito colocando-se a primeira célula da malha dentro da camada limite. Por outro lado, se forem utilizados valores menores de y^+ a primeira célula estará dentro da camada viscosa e as funções

de parede não são validadas com a física real. As funções de parede devem ser evitadas se forem esperados pontos de separação com alto gradiente adverso de pressão, uma vez que os pontos de separação, coeficientes de arrasto e sustentação podem não ser precisos. Pas (2016) afirma que o uso de funções de parede podem causar incertezas, pois assumem que o escoamento é totalmente turbulento e a equação logarítmica da função de parede é inválida para casos tridimensionais com forte separação.

2.3.4 Coeficientes de arrasto, sustentação e pressão

“A força que um fluido em movimento exerce sobre um corpo na direção do escoamento é chamada de arrasto” (ÇENGEL; CIMBALA, 2007, p. 492). Portanto, qualquer corpo que está submetido a um escoamento fluido possui arrasto devido as forças de pressão e das tensões tangenciais de cisalhamento na superfície do objeto. Analogamente, a sustentação é a força gerada devido as forças de cisalhamento e forças de pressões na direção normal ao escoamento. Estas forças são dependentes de variáveis geométricas do objeto, do fluido e do escoamento. Assim sendo, é conveniente o uso de parâmetros adimensionais que representam as características do arrasto e sustentação do corpo. Os coeficientes de arrasto e sustentação são definidos como:

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho V^2 A} \quad (2.8)$$

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho V^2 A} \quad (2.9)$$

onde A é a área projetada sobre um plano normal à força, V é a velocidade relativa do escoamento e ρ é a densidade do fluido. F_D são as forças na direção do arrasto e F_L as forças na direção da sustentação.

O coeficiente de pressão para cilindros é a relação entre a diferença de pressão local e do escoamento livre e a pressão dinâmica, como mostra a equação 2.10, (SUMER; FREDSOE, 2006).

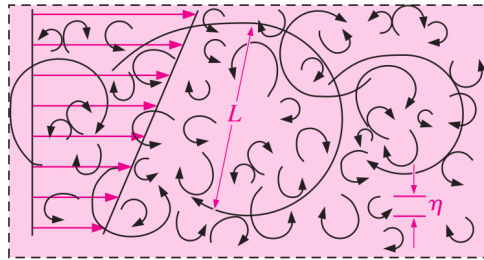
$$C_p = \frac{P_0 - P_\infty}{\frac{1}{2}\rho V^2 A} \quad (2.10)$$

Nesta seção apresentou-se, de maneira simplificada, como é feita uma abordagem CFD. O item 4 da seção 2.3 especifica a necessidade de selecionar uma modelagem numérica para a solução do problema. O próximo passo é rever os métodos numéricos mais utilizados.

2.4 Modelagem da turbulência

Como visto nas seções anteriores, a modelagem feita neste trabalho é a de um cilindro curto fixo em regimes turbulentos. As simulações CFD para escoamentos turbulentos são muito mais difíceis que as laminares, esta dificuldade vem do fato que os escoamentos turbulentos estão ligados ao surgimento de vórtices turbulentos tridimensionais que não são permanentes e possuem diferentes escalas (ÇENGEL; CIMBALA, 2007). A Figura 15 mostra as diferentes escalas encontradas nos modelos de escoamentos turbulentos.

Figura 15 – Escalas de escoamentos turbulentos.



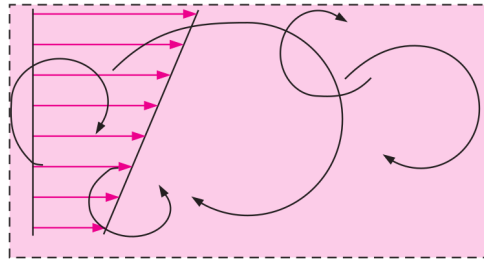
Fonte: Çengel e Cimbala (2007, p. 737).

Note duas escalas, os vórtices turbulentos menores de escala η , e os maiores de escala L . Existem algumas técnicas numéricas para a solução computacional de regimes turbulentos, as principais são: DNS (Simulação Numérica Direta), LES (Simulação em Grandes Escalas) e RANS (Reynolds Average Navier-Stokes).

De acordo com Çengel e Cimbala (2007), a técnica DNS tenta resolver todo o movimento não estacionário em todas as escalas, ou seja, resolve a equação completa de Navier-Stokes e os vórtices turbulentos maiores e menores são calculados. Esta técnica necessita de malhas muito finas e tridimensionais consumindo alto tempo computacional, pois as escalas podem ser muito discrepantes, $L \gg \eta$. Segundo o autor, o uso do DNS ainda é inviável para problemas usuais de engenharia, devido a limitação computacional atual.

A técnica LES possui algumas simplificações que facilitam a solução computacional. Nesta técnica os modelos de vórtices não estacionários de grandes escalas são resolvidos e os modelos de vórtices turbulentos de pequenas escalas são apenas modelados, como pode ser visto na Figura 16. Esta técnica pressupõe que os vórtices turbulentos de pequenas escalas são isotrópicos, possuem as mesmas propriedades independente do sistema de coordenadas, e se formam de uma maneira estatisticamente previsível independentemente do campo de escoamento. Devido a estes fatores, o tempo computacional da técnica LES é muito menor do que a DNS, contudo, para problemas práticos, a modelagem LES ainda precisa de tempos computacionais muito grandes (ÇENGEL; CIMBALA, 2007).

Figura 16 – Técnica LES, solução de vórtices de grandes escalas.



Fonte: Çengel e Cimbala (2007, p. 737).

O método RANS possui um nível de detalhamento menor do que os métodos anteriores. Ele não resolve vórtices turbulentos, pois todos são modelados a partir de alguma modelagem de turbulência. Tal consideração baseia-se em modelos matemáticos que consideram a combinação e difusão dos vórtices turbulentos (ÇENGEL; CIMBALA, 2007). As equações de Navier Stokes são, portanto, resolvidas como uma média sobreposta a uma componente variante no tempo.

Na sequência, parte-se para um entendimento mais profundo do método RANS, que é adotado neste trabalho e as equações governantes do problema a ser analisado.

2.5 As equações governantes e o método RANS

2.5.1 As equações do movimento

A mecânica dos fluidos estabelece uma série de equações matemáticas que descrevem o movimento fluido. Estas equações são discretizadas e utilizadas pelos softwares CFD. De acordo com Hystad (2014), estas equações são a conservação de massa, conservação do movimento linear e a conservação de energia. Elas possuem as variáveis de velocidade (\vec{V}), pressão (p) e temperatura (T).

A equação de conservação de massa estabelece que a taxa de variação de massa em um volume de controle é a taxa de massa que entra no volume de controle menos a taxa de massa que sai do volume de controle. Ela pode ser vista na equação 2.11 para fluidos compressíveis.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad (2.11)$$

Esta equação pode ser aplicada nas direções x , y e z para casos tridimensionais. O operador ∇ é dado como:

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}.$$

Para um fluido incompressível a taxa de variação da densidade com o tempo é zero, simplificando a equação 2.11 para a equação 2.12.

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (2.12)$$

A equação da conservação do movimento linear é derivada da segunda lei de Newton. A equação de movimento linear, ou de Navier-Stokes, para fluidos com viscosidade constante e incompressíveis é descrita como 2.13.

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = -\vec{\nabla}P + \rho\vec{g} + \mu\nabla^2\vec{V} \quad (2.13)$$

A variável μ é a viscosidade dinâmica. As derivadas materiais são definidas como:

$$\frac{D\alpha}{Dt} = \vec{u}\nabla\alpha + \frac{\partial\alpha}{\partial t}$$

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = (\vec{u}\cdot\nabla)\vec{u} + \frac{\partial\vec{u}}{\partial t}$$

A equação da conservação de energia é derivada da primeira lei da termodinâmica que estabelece que a variação de energia para um sistema é igual a soma dos fluxos de calor e trabalho que cruzam a fronteira do sistema. Ela pode ser vista na equação 2.14.

$$\rho \frac{Dh}{Dt} = \nabla p + \nabla \cdot (k_t \nabla T) + \Phi \quad (2.14)$$

Na equação acima h é a entalpia, k_t é a condutividade térmica, ∇T é o gradiente de temperatura e Φ a função de dissipação.

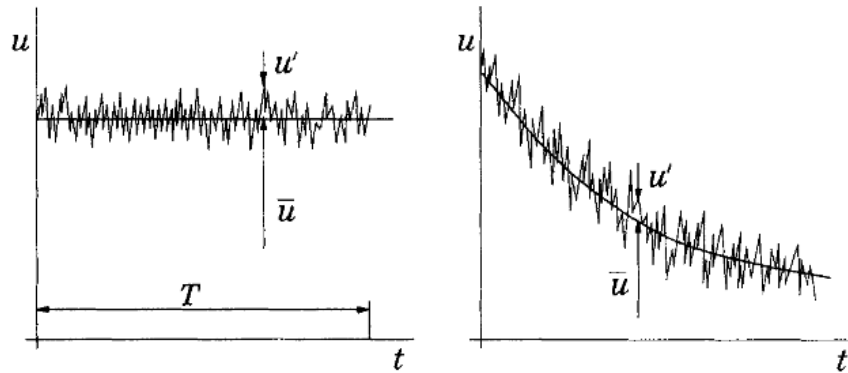
Assumindo a viscosidade e densidade constante e negligenciando as forças gravitacionais de corpo, as equações de continuidade e movimento linear são desacopladas da equação de energia. Isto resulta na solução das equações da continuidade e movimento linear para V e p , e a solução da energia para T , se necessário. Com estas simplificações, para fluidos incompressíveis, a equação 2.13 é escrita como 2.15

$$\underbrace{\frac{\partial\vec{V}}{\partial t}}_{\text{termo temporal}} + \underbrace{\vec{V}\cdot(\nabla\vec{V})}_{\text{termo convectivo}} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \underbrace{\nabla\cdot(\nu\nabla\vec{V})}_{\text{termo de difusão}} \quad (2.15)$$

2.5.2 O método RANS

A técnica RANS substitui a equação de Navier-Stokes pela equação de Navier-Stokes média de Reynolds. De acordo com Ferziger e Peric (2002), no método RANS toda a instabilidade é considerada como parte da turbulência, a Figura 17 mostra a média da velocidade em um escoamento em regime permanente e transiente. Existe uma diferença na forma de realizar a

Figura 17 – Tempo médio para regime permanente (esquerda) e transiente (direita).



Fonte: Ferziger e Peric (2002, p. 292).

média das velocidades para problemas em regime permanente e transiente que não é apresentado neste trabalho. Para regimes transientes, a técnica RANS é escrita como URANS.

Um exemplo da equação de Navier-Stokes para um regime de escoamento permanente, incompressível e turbulento pode ser visto na Equação 2.16 (ÇENGEL; CIMBALA, 2007).

$$(\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P' + \nu \nabla^2 \vec{V} + \vec{\nabla} \cdot \tau_{(ij,turbulento)} \quad (2.16)$$

O termo adicionado $\tau_{(ij,turbulento)}$ da equação de Navier-Stokes é o tensor de tensão de Reynolds, ele que carrega as informações das flutuações turbulentas. O tensor $\tau_{(ij,turbulento)}$ pode ser visto na Equação 2.17.

$$\tau_{(ij,turbulento)} = \begin{pmatrix} \overline{u'^2} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{u'v'} & \overline{v'^2} & \overline{v'w'} \\ \overline{u'w'} & \overline{v'w'} & \overline{w'^2} \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

Onde a barra indica a média de tempo do produto dos dois componentes de velocidade flutuante. Visto o tensor de tensões de Reynolds, seis novas incógnitas são adicionadas ao escoamento. Estas variáveis devem ser definidas através de um modelo de turbulência. Ferziger e Peric (2002) afirmam que os modelos de turbulência não representam toda a turbulência que ocorre, devido a bordagem da velocidade média, então os modelos de turbulência devem ser aproximados para determinadas aplicações.

De acordo com Çengel e Cimbala (2007), os modelos mais conhecidos são os modelos de turbulência de duas equações: $k - \epsilon$ e $k - \omega$. Esses modelos adicionam mais duas equações de transporte que devem ser solucionadas com a equação de conservação de massa, equação de momento e a de energia, a última só aplicada se necessário.

Com mais duas equações, deve-se disponibilizar duas condições de contorno nas entradas e nas saídas. Para o modelo $k - \epsilon$, pode ser especificado k (energia cinética turbulenta) e ϵ (taxa de dissipação turbulenta). No modelo $k - \omega$ devem ser especificados k e ω (taxa

de dissipação específica). Çengel e Cimbala (2007) apontam que não existe um modelo de turbulência universal, eles são aproximações que dependem de constantes empíricas e devem ser calibrados com dados experimentais simples de campo e simulações numéricas diretas.

Os modelos de turbulência são necessários para fechar as equações da velocidade média de Navier-Stokes, eles adicionam duas novas variáveis de entrada que devem ser fornecidas. Existem vantagens e desvantagens em cada modelo de turbulência e, portanto, a escolha do modelo implica na qualidade da resolução do escoamento. Karthik (2011) descreve as principais características de alguns modelos de turbulência.

- $k - \epsilon$: Neste modelo as equações para k e ϵ , juntamente com a viscosidade de turbulência, devem ser definidas. Este modelo é amplamente usado pois é altamente estável e produz resultados razoavelmente satisfatório para muitos escoamentos. Contudo, sua modelagem não é satisfatória para escoamentos rotativos com turbilhões ou com forte separação. Ele também necessita da implementação de funções de parede e é válido apenas para escoamentos totalmente turbulentos.
- $k - \omega$: Neste modelo, k é definido diferentemente do modelo $k - \epsilon$, também são adicionados duas novas equações, uma para ω e outra para a viscosidade turbulenta. Seu comportamento numérico é similar ao modelo $k - \epsilon$. Este modelo pode ser utilizado para baixo Reynolds, porque resolve a camada viscosa, $y^+ < 5$.
- $k - \omega$ SST: O modelo SST (Shear Stress Transport) combina o uso do modelo $k - \omega$ para regiões internas da camada limite resolvendo a camada viscosa, e troca para o modelo $k - \epsilon$ quando resolve as regiões longe da parede. Este modelo possui bom comportamento em casos com alto gradiente adverso de pressão e separação do escoamento, porém, introduz níveis de turbulência altos para regiões de estagnação e forte aceleração. Ele pode ser usado para casos com baixo e alto Reynolds.
- $k - \epsilon$ Realizable: Este modelo utiliza-se da mesma equação de energia cinética turbulenta que o modelo $k - \epsilon$ com melhorias nas equações de ϵ e uma nova equação para a viscosidade turbulenta. Possui melhorias nos escoamentos com camada limite sobre forte gradiente adverso de pressão ou separação, escoamentos com rotação e alta curvatura das linhas de corrente.

2.5.3 O modelo $k - \omega$ SST

O modelo $k - \omega$ SST, foi desenvolvido originalmente por Menter em 1994 e utiliza-se de duas equações de transporte. Portanto, para utilizar este modelo, é necessário fornecer as equações de k e ω .

Para o caso estudado neste trabalho, de acordo com Rosetti (2015), é possível inicializar os valores na entrada do escoamento com a relação entre a viscosidade turbulenta e laminar

$f = \mu_t/\mu$, resultando em:

$$k = f\nu 10 \left(\frac{U_{ref}}{L_{ref}} \right) \quad (2.18)$$

$$\omega = 10 \frac{U_{ref}}{L_{ref}} \quad (2.19)$$

Os valores de U_{ref} e L_{ref} são respectivamente a velocidade e comprimento de referência. Para a parede do cilindro, temos que:

$$k = 0 \quad (2.20)$$

$$\omega_{wall} = \frac{60\nu}{\beta y_1^2} \quad (2.21)$$

Onde y_1 é a distância do centro da primeira célula, que é o nó mais próximo da parede, e $\beta = 0.075$.

Vale ressaltar que o OpenFOAM possui funções de baixo Reynolds implementadas que utilizam-se das equações para a parede citadas acima, como avaliado por Liu (2016).

Esta seção expôs as equações governantes e o método URANS bem como os modelos de turbulência, finalizando a revisão sobre a abordagem CFD. A próxima seção tratará dos processos de verificação e validação.

2.6 Verificação e validação

Validação e verificação são processos científicos importantes para identificar se os modelos matemáticos que representam o mundo real são precisos, e se as implementações numéricas destes modelos estão adequadas (THACKER et al., 2004).

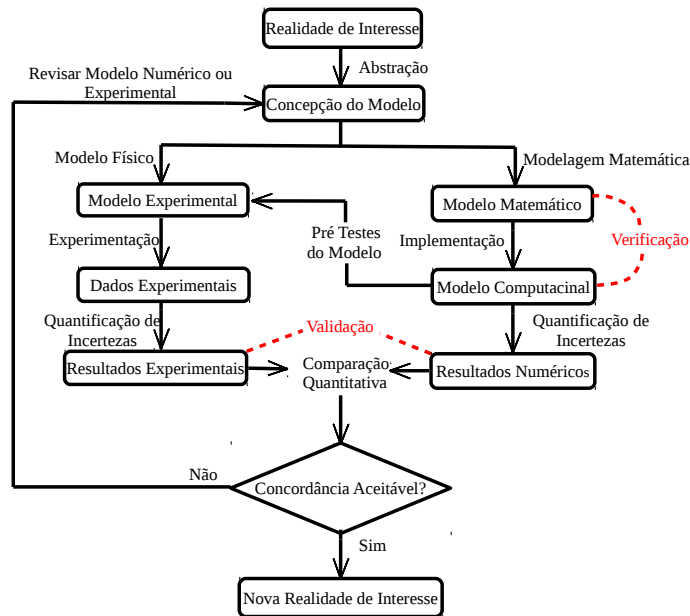
Verificação é o processo que determina se a implementação de um modelo representa a descrição conceitual do implementador de forma acurada. Esta etapa está preocupada com os erros presentes na abordagem numérica, e visa diminuí-los comparando com modelos analíticos ou resultados altamente confiáveis na literatura.

A validação está preocupada com a precisão do modelo comparando os resultados numéricos com dados experimentais, ela testa se a abordagem matemática e física do problema está próxima o suficiente do que acontece no mundo real.

De acordo com o autor, o modelo matemático pode resultar em respostas corretas fazendo cálculos errados, portanto, a verificação deve ser feita em um nível suficientemente alto antes da validação.

A Figura 18 mostra o processo de validação e verificação. Percebe-se a relação da verificação com a abordagem das técnicas numéricas para representar os modelos matemáticos

Figura 18 – Processo de verificação e validação.



Fonte: O Autor (2017). Adaptado de Thacker et al. (2004, p. 7).

e a validação relacionada com a representatividade dos resultados obtidos com a física do mundo real. Rosetti (2015) afirma que a verificação é puramente matemática e possui duas partes. A primeira é a verificação do código, que consiste em demonstrar a exatidão do código na solução da equação matemática. A segunda é a verificação da solução, que consiste em estimar o erro da solução numérica, na qual a solução exata é desconhecida. O autor sustenta que a validação tende a mostrar que a modelagem selecionada é uma boa representatividade da realidade, consequentemente, está relacionada com os erros de modelagem.

As seções de verificação e validação a seguir são baseadas em Rosetti (2015) Eça, Vaz e Hoekstra (2010) e Eça e Hoekstra (2009).

2.6.1 Verificação

De acordo com Rosetti (2015) a verificação tende a estimar a incerteza numérica (U_ϕ) de uma solução ϕ_i na qual não é conhecida a solução exata ϕ_{exact} . Então objetiva-se encontrar com 95% de certeza que a solução exata está na faixa:

$$\phi_i - U_\phi \leq \phi_{exact} \leq \phi_i + U_\phi \quad (2.22)$$

As três principais fontes da incerteza numérica são: os erros de arredondamento, erros de interatividade e os erros de discretização.

Os erros de arredondamento são regidos pela precisão da máquina, e são minimizados com precisão dupla.

A segunda fonte de erro, os erros das interações, podem ser reduzidos até a precisão da máquina, porém isto pode causar uma massiva quantidade de tempo computacional e na prática ordens mais baixas são estimadas. Os erros de interação podem ser desconsiderados se eles forem 2 a 3 ordens de magnitude menores que os erros de discretização.

Os erros de discretização são a maior fonte de erro da incerteza numérica. Eles podem ser estimados com extrapolação de Richardson pela Equação 2.23 para regimes transientes.

$$\delta_{RE} = \phi_i - \phi_0 = \alpha_x h_i^{P_x} + \alpha_t \tau_i^{P_t} \quad (2.23)$$

Onde α_x e α_t são as constantes da extrapolação, h_i e τ_i são respectivamente os típicos tamanhos de célula e passo de tempo. P_x e P_t são respectivamente as ordens de precisão da discretização de espaço e tempo. A variável ϕ_0 é a solução exata a ser estimada. Cinco incógnitas devem ser estimadas realizando cinco ou mais simulações e resolvendo a equação 2.23 por regressão, pelo método dos mínimos quadrados. Isto irá gerar um conjunto de equações não lineares e que pode ser resolvida pelo método de Newton. Este método só pode ser utilizado se os erros de arredondamento são desprezíveis e se os dados apresentarem convergência assintótica monotônica.

É preciso determinar a ordem aparente de convergência da discretização de espaço e tempo e o desvio padrão da curva. Adotando P como a ordem aparente de convergência para o espaço e tempo, têm-se que:

- Para $P > 0$: Existe uma aparente monotônica convergência;
- Para $P < 0$: Existe uma aparente monotônica divergência ;
- Se não existir valor de P para a regressão, então existe uma oscilatória convergência divergência.

O desvio padrão da regressão deve ser comparado com a variação média dos dados, de acordo com a Equação 2.24.

$$\Delta_\phi = \frac{\max|\phi_i - \phi_j|}{n_d - 1} \quad (2.24)$$

Onde n_d é o numero de pontos.

Caso os resultados não apresentem uma convergência monotônica assintótica, uma alternativa é a mudança da ordem aparente de convergência de tempo e espaço, ou outro método de estimativa do erro, como é dado pela Equação 2.25.

$$\delta' = \phi_i - \phi_0 = \alpha_{x1} h_i + \alpha_{x2} h_i^2 + \alpha_{t1} \tau_i + \alpha_{t2} \tau_i^2 \quad (2.25)$$

Os resultados são considerados confiáveis se são assintóticos monotônicos convergentes na faixa de $0.5 < P < 2.1$ e se $\sigma < \Delta_\phi$. Então, se os dados são confiáveis, aplica-se um fator de segurança $F_s = 1.25$, senão $F_s = 3$. Estima-se então a incerteza comparando o valor do desvio padrão da regressão (σ) com a variação média dos dados, Δ_ϕ , verificando se o nível do ruído nos dados é alto, tornando a estimativa de incertezas não confiável. Neste caso o fator de segurança $F_s = 3$ deve ser aplicado. Portanto, temos as seguintes condições:

Para $\sigma < \Delta_\phi$:

$$U(\phi_i) = 1.25\delta + \sigma + |\phi_i - \phi_{fit}| \quad (2.26)$$

Para $\sigma \geq \Delta_\phi$

$$U(\phi_i) = 3 \frac{\sigma}{\Delta_\phi} (\delta + \sigma + |\phi_i - \phi_{fit}|) \quad (2.27)$$

Onde ϕ_{fit} é o valor dependente da regressão de h_i e τ_i . δ é o critério de estimativa do erro escolhido para $|\phi_i - \phi_{fit}|$.

2.6.2 Validação

Rosetti (2015 apud ASME, 2008) indica que o processo de validação pode ser baseado na comparação entre:

$$U_{val} = \sqrt{U_{num}^2 + U_{input}^2 + U_D^2} \quad (2.28)$$

e,

$$E = S - D \quad (2.29)$$

Onde U_{num} é a incerteza numérica, U_{input} é a incerteza dos dados de entrada e U_D é a incerteza experimental. S é o valor numérico obtido e D é o valor experimental.

O autor indica que, comparando as duas equações, é possível dois resultados:

- $|E| \gg U_{val}$: Indica que a comparação é ruim e os erros da modelagem são dominantes;
- $|E| < U_{val}$: Indica que a solução é validada com U_{val} de precisão.

A abordagem de verificação e validação apresentadas nesta seção visam estimar de forma quantitativa as incertezas associadas ao problema abordado neste trabalho e serão aplicadas ao cilindro bidimensional estacionário.

3 METODOLOGIA PROPOSTA

Este capítulo apresenta as etapas a serem desenvolvidas neste trabalho. Em linhas gerais, o trabalho consiste na exposição da condução de uma simulação numérica em cilindros, aumentando gradativamente sua complexidade. Inicia-se com modelos bidimensionais e finaliza-se com a obtenção do modelo de emissão de vórtices em um cilindro tridimensional. O trabalho empregou CFD e utilizou o método RANS. A ferramenta utilizada foi o programa OpenFOAM em sua versão 4.1., o pós processamento foi conduzido pelo ParaView v5.0.1 e o Octave v4.0. As simulações bidimensionais foram efetuadas em um laptop pessoal com processador Intel® Core™ i7-3610QM CPU @ 2.30GHz, 8 GB de memória RAM e 250 GB de HD. As tridimensionais foram conduzidas em um desktop Intel® Core™ i7-4770 CPU @ 3.40GHz, 16 GB de memória RAM e 1000 GB de HD.

3.1 Definição da problemática

Esta etapa é fundamental para identificar as variáveis pertinentes à problemática. Primeiramente é necessário atribuir as propriedades geométricas, como o comprimento e diâmetro, e as condições de contorno do cilindro a ser simulado. Outros aspectos a serem definidos são as informações do escoamento que incide sobre o cilindro, como: o tipo de fluido, sua velocidade, seu regime e sua direção de incidência. A identificação de todas estas informações é importante para dar início a modelagem em CFD.

3.2 Modelagem em CFD

Uma vez que o problema está definido, inicia-se a modelagem do mesmo no programa OpenFOAM. Esta etapa consiste na identificação dos parâmetros do programa afim de modelar fielmente a física envolvida no problema analisado. Aqui é definido o domínio computacional e a modelagem das malhas, levando em consideração sua qualidade e seu refino próximo a regiões de interesse. São adicionados as condições de contorno das faces e atribuindo as propriedades das variáveis turbulentas, k e ω , e as variáveis de pressão e velocidade nas faces do domínio computacional. É necessário basear-se nas equações governantes deste problema, já descritas na revisão bibliográfica, e definir os métodos numéricos de discretização dos termos dependentes do tempo, termos de convecção e termos de difusão. O algoritmo de solução é selecionado para que melhor trabalhe com o problema de interesse. As tolerâncias devem ser avaliadas, visando o menor erro numérico possível em balanceamento com o tempo computacional. Por fim, é determinada a técnica numérica que o programa adotará para solucionar o escoamento e qual será o modelo de turbulência utilizado. Outras possíveis informações pertinentes ao programa também deverão ser identificadas nesta seção.

3.3 Condução das simulações

Primeiramente, foram realizados estudos bidimensionais em $Re = 10000$, considerando a aplicação de quatro malhas e cinco passos diferentes de tempo, objetivando o estudo de verificação descrito anteriormente. Nesse contexto, foram conduzidas 18 simulações aumentando gradativamente o número de células da malha e diminuindo o passo de tempo. Uma vez estimados os erros numéricos associados a simulação foi iniciado o processo de avaliação dos coeficientes e o resultado da interação fluido-estrutura entre o resultado numérico e os experimentais. Finalmente foi efetuado o processo de validação dos resultados.

Com o modelo bidimensional analisado em seu âmbito qualitativo e quantitativo, prosseguiu-se a simulação de um modelo tridimensional, considerando apenas uma malha e um passo de discretização no tempo. Então, verificou-se qualitativamente o modelo de emissão dos vórtices neste cilindro e comparou-se com outros resultados numéricos confiáveis e dados experimentais.

3.4 Análise dos resultados

As análises quantitativas no estudo bidimensional foram realizadas através dos coeficientes de arrasto, sustentação e número de Strouhal. Para todos os coeficientes foram utilizados apenas os dados nos quais a esteira de von Kármán estava estabelecida.

O coeficiente de arrasto foi obtido através do valor médio do coeficiente ao longo dos ciclos de desprendimento dos vórtices. O coeficiente de sustentação foi avaliado com a raiz do valor quadrático médio dos picos (*rms*- root mean square), pois possui média nula. O número de Stouhal foi avaliado a partir da frequência de Strouhal, obtida da Transformada Rápida de Fourier (*FFT* - Fast Fourier Transform) aplicada ao registro do coeficiente de sustentação.

As análises citadas acima foram promovidas a partir dos valores dos coeficientes ao longo do tempo, fornecidas pelo programa OpenFOAM. Estes dados foram trabalhados com o programa Octave para a obtenção dos valores médios, *rms* e a frequência de Strouhal.

Os estudos qualitativos foram conduzidos a partir da visualização das linhas de corrente, vorticidade normalizada e campos de velocidade e pressão ao longo do cilindro. Desta forma, os tempos salvos pelo OpenFOAM durante a simulação, dos campos de velocidade, pressão e vorticidade, foram manipulados no programa Paraview para completar as visualizações necessárias.

4 MODELO BIDIMENSIONAL NÚMERO DE REYNOLDS 10000

Este capítulo, apresenta a modelagem, resultados e discussões sobre as simulações bidimensionais do escoamento junto a uma seção circular em $Re = 10000$. Esta simulação possui a abordagem URANS com o modelo de turbulência $k - \omega$ SST. O capítulo é dividido em cinco seções: as características gerais da simulação; os parâmetros da malha e passo de tempo; verificação numérica; análise das forças e interação fluido estrutura; validação dos resultados.

Este capítulo tem como objetivo recuperar o modelo de desprendimento de vórtices em cilindros infinitos, modelados aqui a partir da essência bidimensional desse problema. Além disso, também avaliar qualitativamente e quantitativamente o método numérico e o modelo de turbulência implementados no OpenFoam v4.1, bem como avaliar o processo de uma simulação numérica.

4.1 Características gerais

O fluido utilizado nas simulações é o ar, que possui viscosidade cinemática de $\nu = 1.511 \times 10^{-5} \frac{m^2}{s}$ e densidade $\rho = 1.205 \frac{kg}{m^3}$. Com estes valores a velocidade e o diâmetro do cilindro são escolhidos a partir do número adimensional de Re a ser simulado.

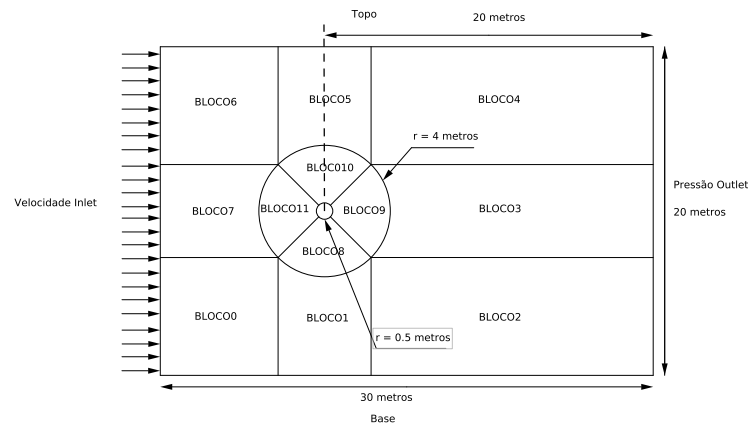
O domínio computacional é modelado com as dimensões sugeridas por Rosetti (2015), a Figura 19 mostra os limites do domínio bem como o separação dos blocos. As malhas são estruturadas e geradas com o blockMesh, disponível no OpenFOAM. O blockMesh não possui interface gráfica, e a malha deve ser criada pelo usuário através de linhas de comando em um arquivo de texto, onde blocos são modelados e estruturados. Cada bloco recebe as quantidades de células presentes em cada uma das dimensões x , y , e z , bem como o razão de expansão em cada direção, este último que define o tamanho da primeira célula do bloco e a última naquela direção, possibilitando o refino da malha nas regiões de interesse. O blockMesh possui um avaliador da malha, por intermédio do qual a malha gerada é conferida quanto a sua qualidade pelos valores da quantidade de faces não ortogonais, máxima razão de aspecto e máxima inclinação.

As condições de contorno são atribuídas para as faces de inlet, outlet, topo, base, frontAndBack e o cilindro. Assim como o blockMesh, o OpenFOAM não possui interface gráfica, e as informações das condições de contorno devem ser incluídas em arquivos de texto de cada variável para cada face da geometria.

As faces frontAndBack não estão indicadas na Figura 19, mas são as faces no eixo ortogonal ao desenho no limite do domínio computacional. O cilindro é o círculo de raio 0,5 metros. As condições de contorno são atribuídas conforme Rosetti (2015), a saber:

- Inlet: É definida uma velocidade fixa na face de entrada na direção x (direção do fluxo fluido). Para a pressão, é adotado o gradiente da pressão igual a zero. As variáveis turbulentas são estimadas conforme 2.5.3.

Figura 19 – Domínio Computacional.



Fonte: O Autor (2017).

- **Outlet:** A velocidade na saída do domínio possui gradiente zero. Já a pressão possui valor fixo de zero. A saída é posicionada longe do cilindro, 20 metros, para que não influencie no escoamento. As variáveis turbulentas são adotadas como gradiente igual a zero.
- **Parede do cilindro:** A condição de não escorregamento é utilizada, portanto a velocidade é zero em todas as direções. As variáveis turbulentas são inseridas conforme 2.5.3. A pressão é tomada como gradiente zero na parede.
- **Topo e base:** São atribuídas para estas regiões a condição de simetria, onde os termos convectivos para todas as variáveis são zero, bem como os gradientes normais das componentes da velocidade paralelas ao plano de simetria das quantidades escalares.
- **frontAndBack:** Estas faces devem ser atribuídas como "empty", seguindo a recomendação do OpenFoam para problemas bidimensionais.

As condições iniciais das componentes turbulentas para o Inlet e a parede do cilindro dadas por 2.5.3 são iniciadas a partir da razão de viscosidade $\mu_t/\mu = 0.01$, como levantado por Rosetti (2015).

Os métodos de discretização são selecionados para discretizar as componentes das equações governantes. Para a solução da equação da pressão é selecionado um algoritmo de solução, em caso de turbulência também se faz necessário o modelo de turbulência, como descrito em 2.5. Os métodos numéricos utilizados para a solução do problema podem ser vistos na Tabela 1.

O método de discretização das derivadas temporais é o Backward, que é de segunda ordem implícito, transiente e potencialmente limitado. Os gradientes normais na superfície são discretizados por correção explícita da não ortogonalidade da malha. Os gradientes são discretizados pelo método de Gauss com interpolação linear. As discretizações dos termos divergentes são realizadas pelo método de Gauss com interpolação linear, que possui um coeficiente de limitação

Tabela 1 – Métodos de solução e esquemas de discretização.

Item	Método/Modelo
Modelo de Turbulência	$k - \omega$ SST
Derivadas Temporais	Backward
Gradientes Normais	Corrigido
Gradientes	Gauss linear
Divergentes	Gauss limitedLinear 1
Laplacianos	Gauss linear corrected
Esquema de Interpolação	Linear
Algoritmo de Solução	PISO

Fonte: O Autor (2017).

para evitar valores fisicamente impossíveis, o coeficiente 1 indica forte limitação. O esquema de interpolação linear é de segunda ordem e não limitado. O algoritmo de solução é o Pressure Implicit with Splitting of Operators (PISO), utilizados para regimes transientes, incompressíveis tanto laminar como turbulento. O algoritmo PISO segue a sequência indicada na Figura 20, que exhibe a necessidade de indicar o número de laços para correções de não ortogonalidade e número de laços internos. Neste capítulo são atribuídos duas interações para cada laço.

Nesta seção foram identificadas as características gerais para as simulações deste capítulo e as próximas seções apresentarão as simulações executadas. Os arquivos de entrada para o OpenFoam, que contém as informações aqui descritas, estão expostos no Apêndice A.

4.2 Discretização espacial e temporal

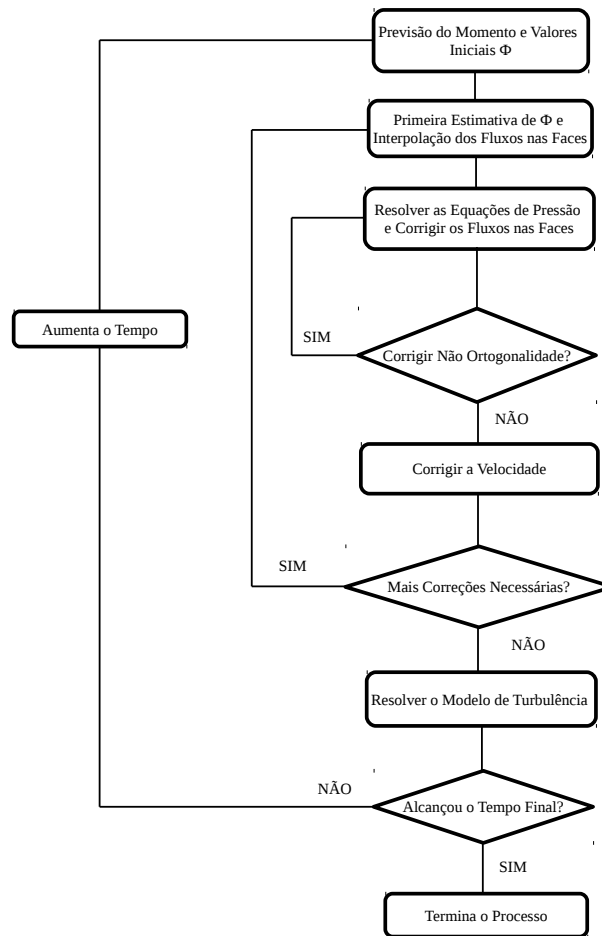
Nas seções anteriores foram definidos o domínio computacional, as condições de contorno e valores iniciais para as faces e as variáveis pertinentes ao escoamento, a saber: a viscosidade, velocidade de escoamento e densidade. Nesta seção são apresentadas as malhas simuladas e os passos de tempo.

As malhas são avaliadas conforme o número de células total da malha e o número de células na parede do cilindro, elas são refinadas na região do cilindro de modo que $y^+ < 1$. A Figura 21 mostra a estrutura típica da malha.

Os passos de tempo são avaliados conforme o número de Courant e número de interações por ciclo de desprendimento de vórtice, o último calculado a partir do valor experimental de $S_t = 0,2$. As Tabelas 2 e 3 mostram detalhes das malhas e passos de tempo em relação as variáveis descritas anteriormente.

Na Tabela 3 temos o valor de Courant Number, este valor é naturalmente maior na malha mais refinada para um mesmo passo de tempo. Observa-se também a quantidade de interações por ciclo, objetivando discretizar a curva das quantidades integrais a serem avaliadas. Na Tabela 2 é mostrado que a primeira célula é colocada dentro da subcamada viscosa, dispensando o uso de funções de parede. É também mostrado a quantidade de células na parede do cilindro, que

Figura 20 – Sistema PISO.



Fonte: O Autor (2017). Adaptado de Huq et al. (2014, p. 14).

Tabela 2 – Discretização espacial.

Malha	Número de Células	Número de células no cilindro	y_{max}^+
M_1	16600	200	0.830
M_2	46900	360	0.856
M_3	78500	480	0.759
M_4	151800	720	0.763

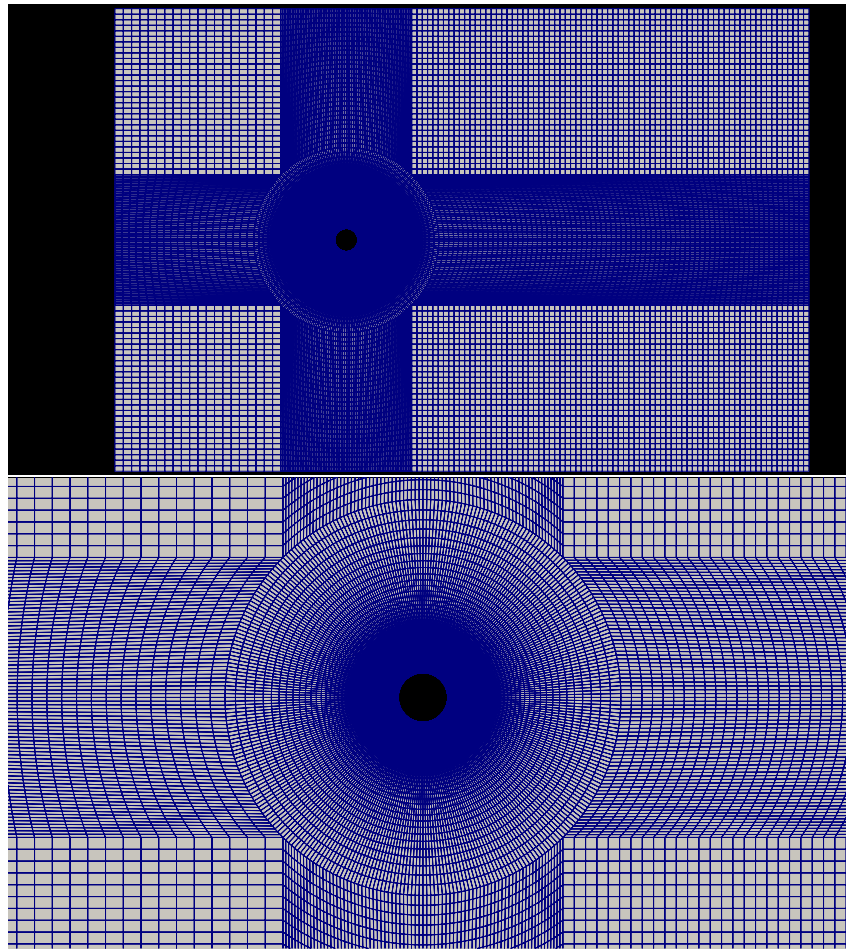
Fonte: O Autor (2017).

pode exercer um papel importante no cálculo do coeficiente de arrasto e ângulo de descolamento da camada limite.

Esta seção expôs as principais variáveis das simulações conduzidas neste trabalho e o Apêndice A apresenta todos os arquivos utilizados para a geração da malha e a construção do problema aqui descrito na tentativa mais precisa.

A próxima seção apresentará a tratativas da verificação numérica do presente estudo.

Figura 21 – Topologia da malha bidimensional.



Fonte: O Autor (2017).

Tabela 3 – Discretização temporal.

Passo de tempo	Passo de tempo (s)	Courant Number máximo	Interações por Ciclo de Vórtice
t_1	0.01	0.73	3309
t_2	0.02	1.35	1654
t_3	0.03	2.23	1103
t_4	0.04	2.27	827
t_5	0.06	3.30	551

Fonte: O Autor (2017).

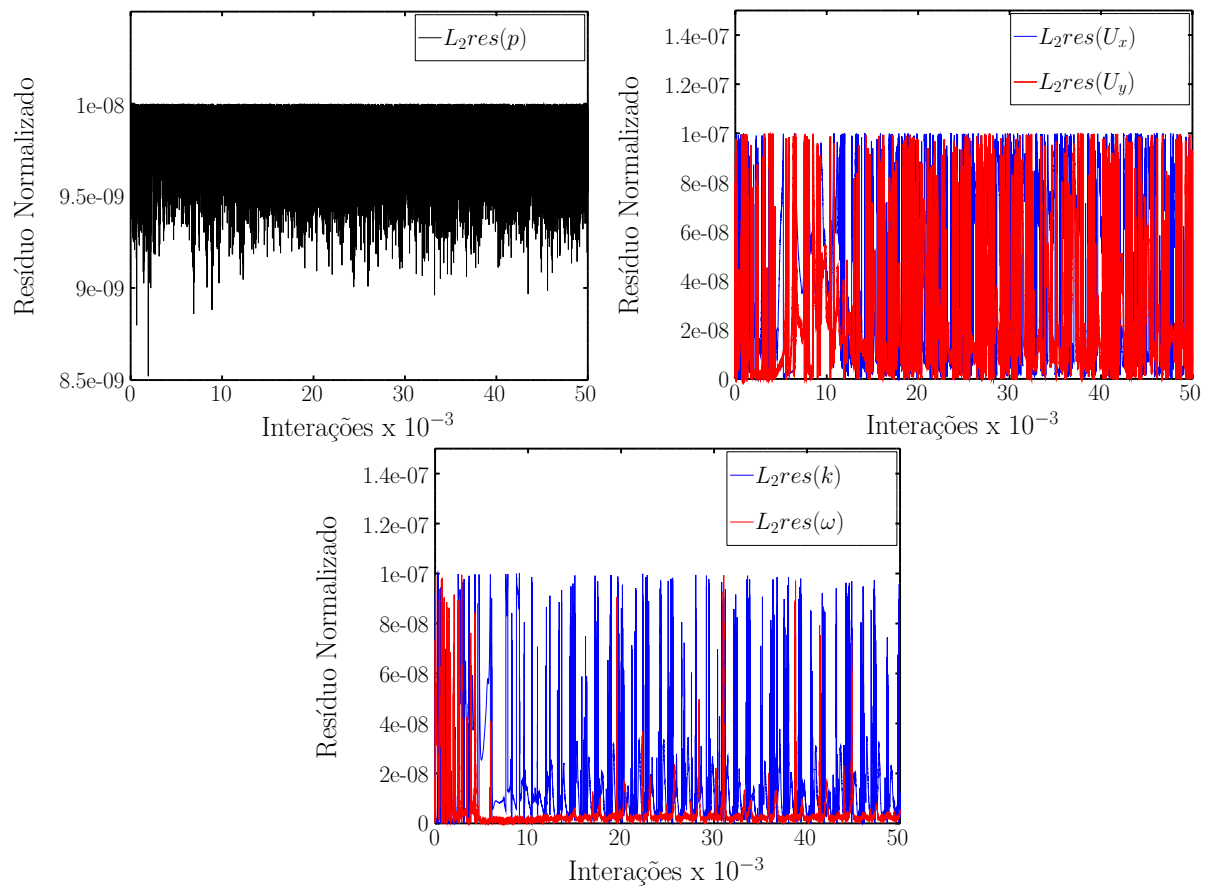
4.3 Verificação

Esta seção contempla o procedimento descrito na seção 2.6. O primeiro passo é a tratativa dos erros numéricos. O primeiro erro numérico são os erros de arredondamento, estes foram descartados adotando uma precisão dupla para os cálculos. O segundo erro tratado são os erros interativos, estes foram controlados pelos valores residuais normalizados L_2 . Para tanto

Rosetti (2015) indica que o erro de interação pode ser negligenciado para este tipo de problema tomando o resíduo normalizado $L_\infty < 10^{-6}$. O mesmo problema foi avaliado por Eça et al. (2014), onde variou-se a tolerância (tol_i) também controladas por L_∞ , e concluiu-se que com $tol_i \leq 10^{-5}$ os erros de interação são negligenciáveis comparados aos erros de discretização. Os valores residuais são normalizados pelo valor rms , e para todas as simulações deste capítulo foram adotados valores de $tol_i = 10^{-8}$ para a pressão e $tol_i = 10^{-7}$ para a velocidade e as variáveis turbulentas. Desta maneira procura-se garantir que os erros de interação não sejam significativos comparados aos erros de discretização.

A Figura 22 mostra os valores residuais das variáveis em relação ao número de interações, mostrando a convergência para o valor de tolerância especificado a cada interação.

Figura 22 – Resíduos da malha M_3 tempo t_1 .



Fonte: O Autor (2017).

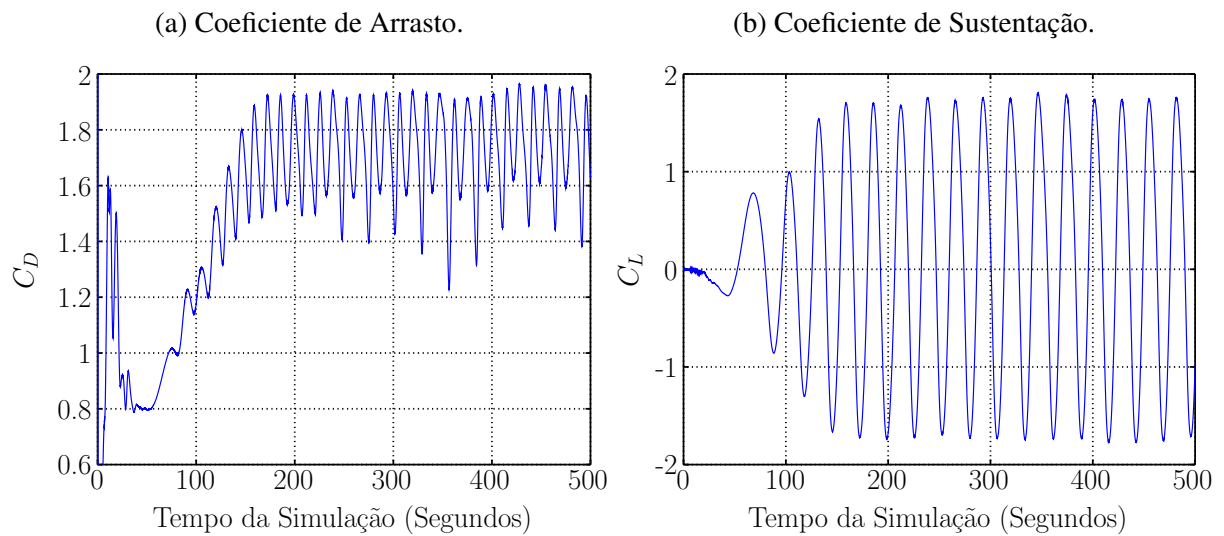
O erro de discretização é derivado do refino da malha e do passo de tempo. Sabe-se que o coeficiente de arrasto neste problema não possui média nula e oscila com o dobro da frequência do coeficiente de sustentação. Portanto, as análises para esta variável são realizadas a partir do valor de arrasto médio ($\overline{C_D}$).

O coeficiente de sustentação possui média nula e oscila com uma frequência conhecida como frequência de Strouhal, esta variável é examinada pelo seu valor rms (C_{Lrms}).

A terceira variável estudada é o número de Strouhal, esta é avaliada pela Transformada Rápida de Fourier (*FFT*) do gráfico do coeficiente de sustentação, encontrando a frequência de maior energia, que é a frequência de Stouhal (f_s), e é substituída na Equação 2.1.

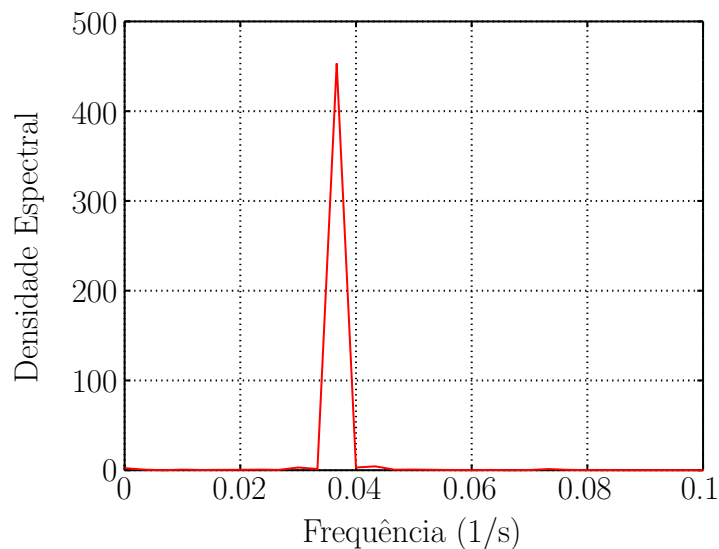
As Figuras 23 e 24 mostram os gráficos usuais dos coeficientes de arrasto, sustentação e a *FFT* encontradas nas simulações. Vale ressaltar que quantidades integrais, como o coeficiente de arrasto, são menos sensíveis as incertezas numéricas quando comparadas a quantidades locais, como o ângulo de separação (ROSETTI, 2015).

Figura 23 – Variação de C_D e C_L para M_3 e t_1 .



Fonte: O Autor (2017).

Figura 24 – *FFT* para M_3 e t_1 .



Fonte: O Autor (2017).

Nas Figuras 23 e 24 percebe-se uma região transiente inicial até o início dos despen-

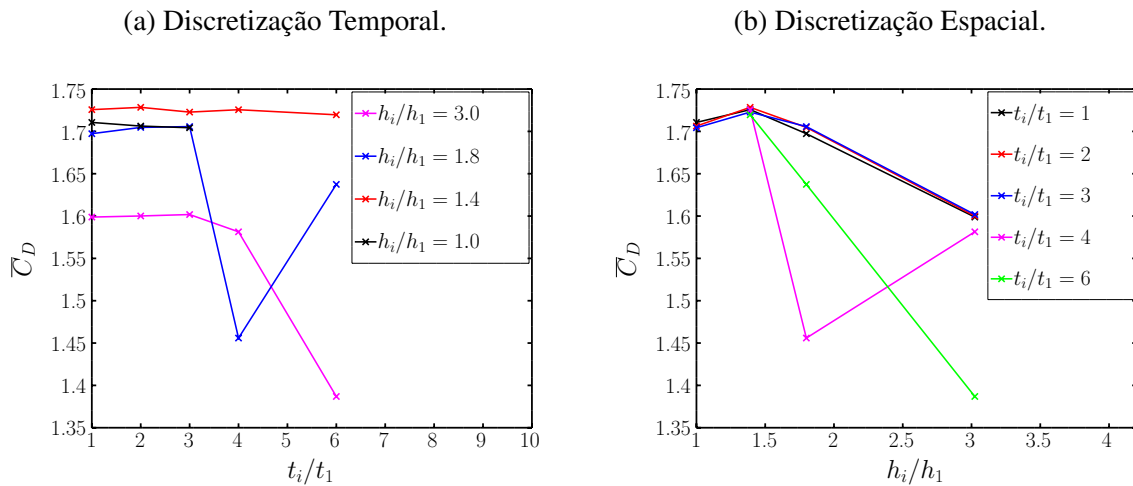
dimentos dos vórtices, estes dados não são utilizados para os cálculos de (\overline{C}_D) , C_{Lrms} e f_s , uma vez que quando o tempo de simulação tende ao infinito estes valores pouco implicam no resultado final.

Os gráficos neste capítulo mostram a variação das variáveis citadas anteriormente em relação ao refino temporal e espacial, desta maneira são definidas variáveis adimensionais que representam a taxa de incremento do número de células e passo de tempo. O adimensional temporal é exposto como a divisão entre o passo de tempo avaliado (t_i) e o menor passo de tempo simulado (t_1). O adimensional espacial (h) é tomado quanto o inverso da raiz do número total de células (N) da malha mais refinada dividido pelo número de células da malha avaliada, deste modo temos que:

$$\frac{h_i}{h_1} = \sqrt{\frac{N_1}{N_i}} \quad (4.1)$$

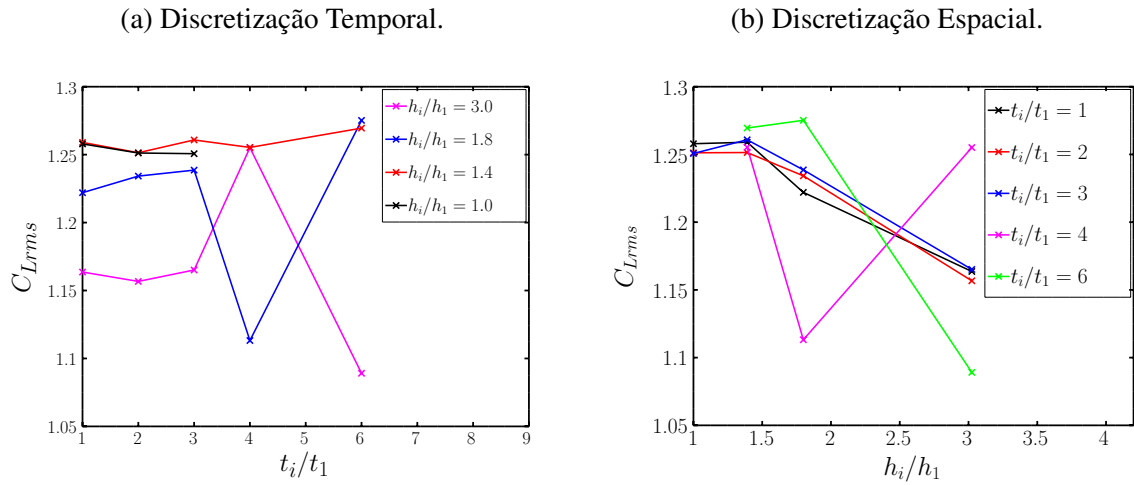
Conseqüentemente, o valor de $\frac{t_i}{t_1} = 1$ é a relação temporal mais precisa, e $\frac{h_i}{h_1} = 1$ a relação espacial mais precisa. As Figuras 25, 26 e 27 mostram os valores encontrados para as simulações efetuadas.

Figura 25 – Variação do coeficiente médio de arrasto com $\frac{h_i}{h_1}$ e $\frac{t_i}{t_1}$.



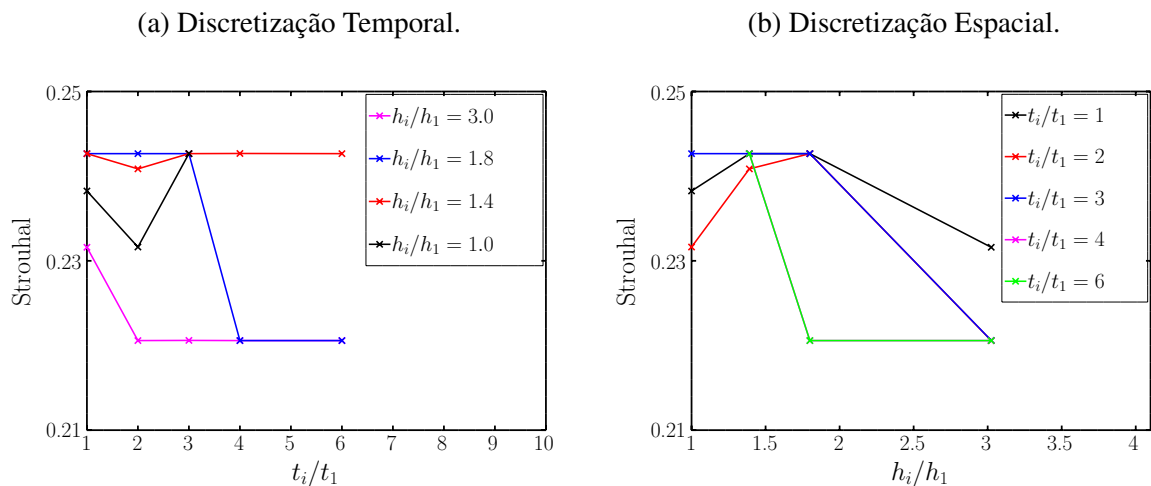
Fonte: O Autor (2017).

Figura 26 – Variação do coeficiente de sustentação com $\frac{h_i}{h_1}$ e $\frac{t_i}{t_1}$.



Fonte: O Autor (2017).

Figura 27 – Variação do número de Strouhal com $\frac{h_i}{h_1}$ e $\frac{t_i}{t_1}$.



Fonte: O Autor (2017).

As Figuras 25, 26 e 27 mostram a tendência da convergência das quantidades analisadas conforme o refino da malha e do passo de tempo. Também é observado que todas as quantidades oscilam em torno do valor exato computacional.

As malhas M_4 e M_3 apresentam valores muito próximos apesar no aumento de número de células, o mesmo vale para os passos de tempo $t_i/t_1 = 1, 2$ e 3 , demonstrando que possivelmente futuras simulações com malhas e tempos mais refinados resultariam em valores próximos aos encontrados. Para melhor visualização da variação dos coeficientes com o passo de tempo e o refino de malha analisa-se o erro associado a cada simulação feita, como mostra a Tabela 4.

A tabela mostra os erros ($\%e_{(tempo,malha)}$) do coeficiente de arrasto de uma simulação em relação ao seus vizinhos. Por exemplo, o ponto t_3 e M_2 possui dois erros; o de tempo em relação ao seu vizinho t_2 ; e de malha em relação ao seu vizinho M_3 . A tabela também pode ser

entendida como uma matriz, onde os dois erros são zero na última linha e primeira coluna, pois é a tentativa mais precisa simulada.

Tabela 4 – Erro relativo ao refino da malha e do passo de tempo.

$\%e_{(tempo,malha)}$	t_1	t_2	t_3	t_4	t_5
M_1	(0 , 5.8)	(0.1 , 6.1)	(0.1 , 6.1)	(1.3 , 8.6)	(14.0 , 15.3)
M_2	(0 , 1.6)	(0.4 , 1.4)	(0.1 , 1.0)	(17.2 , 15.6)	(11.1 , 4.8)
M_3	(0 , 0.9)	(0.2 , 1.3)	(0.3 , 1.1)	(0.2 , 0)	(0.3 , 0)
M_4	(0 , 0)	(0.2 , 0)	(0.1 , 0)	x	x

Fonte: O Autor (2017).

A Tabela 4 mostra que os pontos mais grosseiros possuem valores altos de erro, pois estão se aproximando da região de convergência do problema. Para a análise de incertezas utilizou-se valores que foram considerados dentro da região convergente, ou seja, valores dos erros abaixo de 2%. Os outros pontos são utilizados apenas na identificação da convergência de malha e passo de tempo.

O refino de malha e passo de tempo poderiam continuar com o objetivo de diminuir o erro relativo encontrado na Tabela 4, contudo, os altos tempos para realizar as simulações foram determinantes para parar na malha e passo de tempo apresentados. Por exemplo, a rodada mais refinada, M_4 e t_1 , durou 81 horas e 42 minutos e foi conduzida em um laptop pessoal Intel® Core™ i7-3610QM CPU @ 2.30GHz, 8 GB de memória RAM e 250 GB de HD.

Procedendo com a análise de incertezas e utilizando a ferramenta Octave v4.0 são realizadas as regressões por mínimos quadrados pela equação 2.23 de forma que τ_i é o parâmetro adimensional temporal $\frac{t_i}{t_1}$, h_i o parâmetro adimensional espacial $\frac{h_i}{h_1}$ e $P_x = P_t = P$. Tomando a equação 2.23 como $g(h_i, \tau_i, \alpha_x, \alpha_t, P)$, é encontrado o erro δ_{RE} dado como:

$$\delta_{RE} = \phi_i - (\phi_0 + g(h_i, \tau_i, \alpha_x, \alpha_t, P)) \quad (4.2)$$

Onde ϕ_i é o valor da quantidade ϕ encontrada na simulação i . A soma do quadrado do afastamento para todas as simulações é dado pela seguinte equação:

$$R^2 = \sum_i^a \sum_j^b (\phi_{ij} - (\phi_0 + g(h_i, \tau_j, \alpha_x, \alpha_t, P)))^2 \quad (4.3)$$

onde b é a quantidade de passos de tempo e a o número de malhas.

A soma do quadrado dos erros são então minimizados pelas derivadas em relação as constantes da equação δ_{RE} a serem estimadas, de modo que:

$$\frac{\partial R}{\partial \alpha_x} = 0 \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial R}{\partial \alpha_t} = 0 \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial R}{\partial P} = 0 \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial R}{\partial \phi_0} = 0 \quad (4.7)$$

A partir do conjunto de equações acima as constantes são encontradas, lembrando que esta estimativa de erro é válida somente se P é diferente de zero e se os pontos não são discrepantes.

A primeira variável na qual o erro foi estimado foi o \bar{C}_D . O conjunto de equações criadas resultou em sua maioria resultados para P muito próximos de zero ou negativos, indicando que a curva não é monotônica convergente para o conjunto de pontos utilizado e inviabilizando o uso da extrapolação de Richardson. Assim sendo, o mesmo processo foi realizado utilizando-se a equação 2.25.

Com a regressão realizada e a estimativa de erro (δ) obtida, compara-se o desvio padrão da curva interpolada com a máxima variação média dos dados (2.24) para avaliar a qualidade da curva gerada. Esta avaliação seria válida para a extrapolação de Richardson, não é explícito na bibliografia utilizada se a mesma comparação é válida para a expansão quadrática do erro. Contudo, para efeitos do desenvolvimento desta trabalho, a mesma comparação foi utilizada para a expansão quadrática. O procedimento resultou em $\sigma < \Delta_\phi$, encontrando a incerteza de discretização para a simulação mais refinada de $U_{num}(\bar{C}_D) = 0.306$, que resulta na seguinte faixa de valores:

$$1.40 < \bar{C}_D < 2.01$$

O mesmo procedimento é feito para C_{Lrms} e St , as incertezas encontradas são de $U(C_{Lrms}) = 0.168$ e $U(St) = 0.038$, resultando na faixa de valores abaixo:

$$1.09 < C_{Lrms} < 1.42$$

$$0.20 < St < 0.28$$

O processo de validação envolve a comparação entre as incertezas dos resultados numéricos e experimentais com a diferença entre os valores encontrados. Para tanto, se faz necessário a estimativa da incerteza experimental que geralmente não é divulgada em muitos trabalhos. Rosetti (2015) calculou as incertezas experimentais tomando o valor médio e a variância dos coeficientes admitindo infinitas amostras e uma distribuição gaussiana. Utilizando a distribuição de *student* com 90% de confiança, o autor encontrou a incerteza experimental de $U_D(\bar{C}_D) = 0.11$. O mesmo procedimento não será realizado neste trabalho, uma vez que os dados experimentais são os mesmos, e esta incerteza será incluída no processo de validação nas próximas seções.

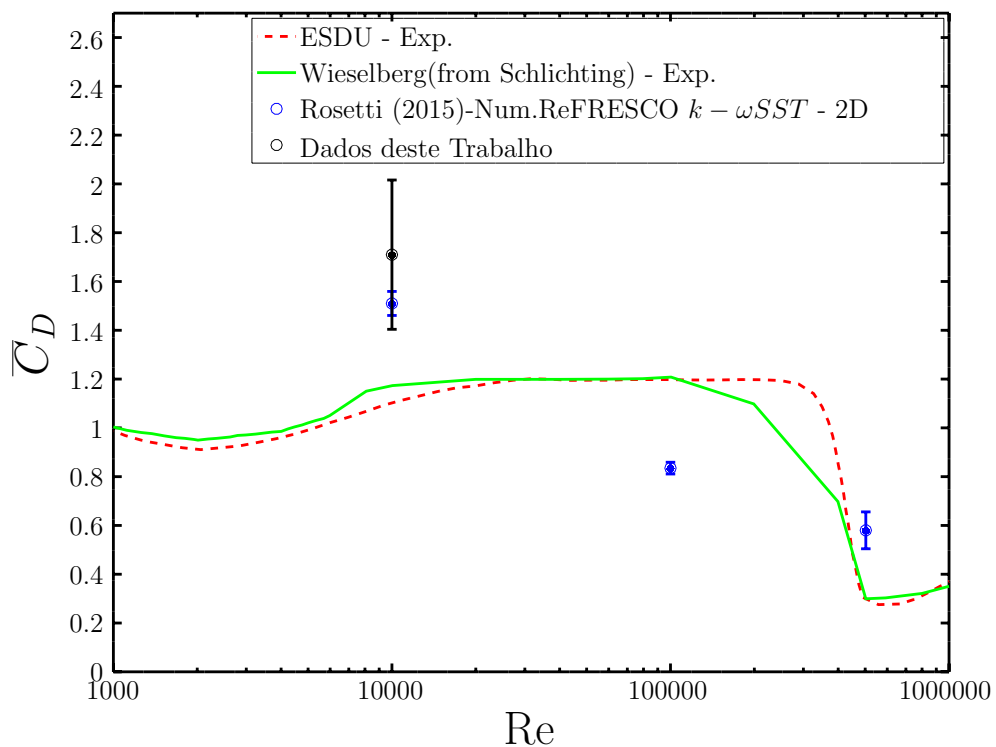
Esta seção avaliou as simulações realizadas e os resultados encontrados quantitativamente, resultando em uma incerteza numérica dos resultados obtidos. A próxima seção avaliará os resultados no âmbito qualitativo.

4.4 Forças e interação fluido-estrutura

Esta seção apresenta os resultados dos coeficientes estudados, comparado-os com dados experimentais e numéricos. São também analisadas as estruturas encontradas nas simulações com base nas estruturas conhecidas na literatura. Todos os valores apresentados aqui são da malha e passo de tempo mais refinados.

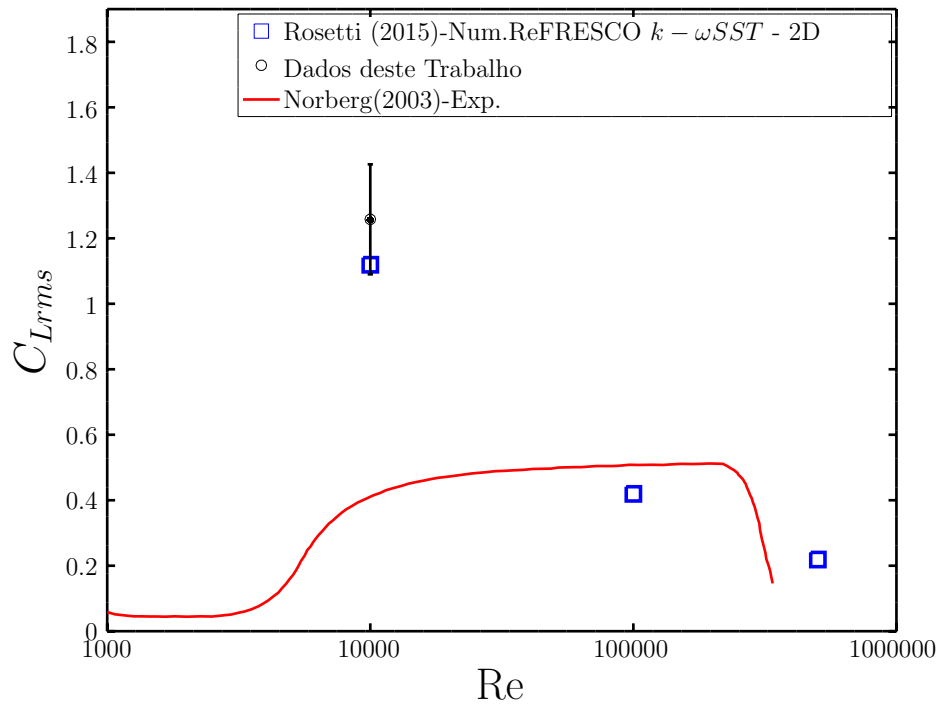
As Figuras 28, 29 e 30 trazem a comparação dos dados encontrados neste trabalho com dados experimentais e numéricos.

Figura 28 – Comparação de \overline{C}_D com valores experimentais e numéricos.



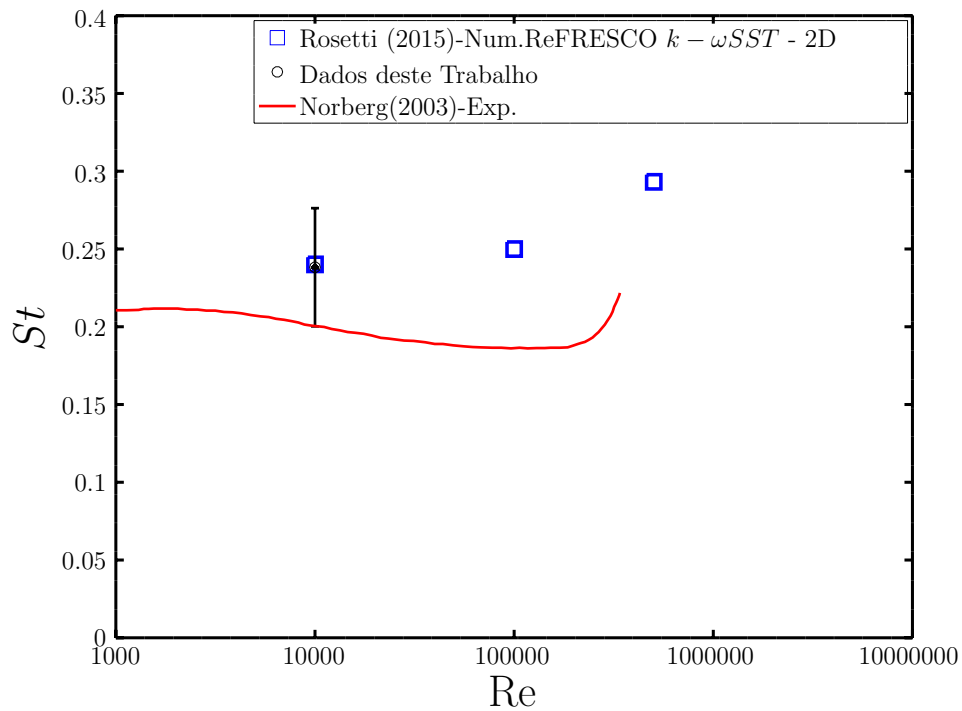
Fonte: O Autor (2017). Adaptado de Rosetti (2015, p. 125). Dados experimentais de SCHLICHTING (2000) e ESDU (1985). Dados numéricos de Rosetti (2015).

Figura 29 – Comparação de C_{Lrms} com valores experimentais e numéricos.



Fonte: O Autor (2017). Adaptado de Rosetti (2015, p. 127). Dados experimentais de Norberg (2003).

Figura 30 – Comparação de S_t com valores experimentais e numéricos.



Fonte: O Autor (2017). Adaptado de Rosetti (2015, p. 126). Dados experimentais de Norberg (2003).

As Figuras 28, 29 e 30, quando analisadas comparando os valores numéricos deste trabalho com os experimentais, mostram uma discrepância nas quantidades de \overline{C}_D , C_{Lrms} e S_t .

$$\overline{C}_D = 52,7\%$$

$$C_{Lrms} = 197\%$$

$$S_t = 28\%$$

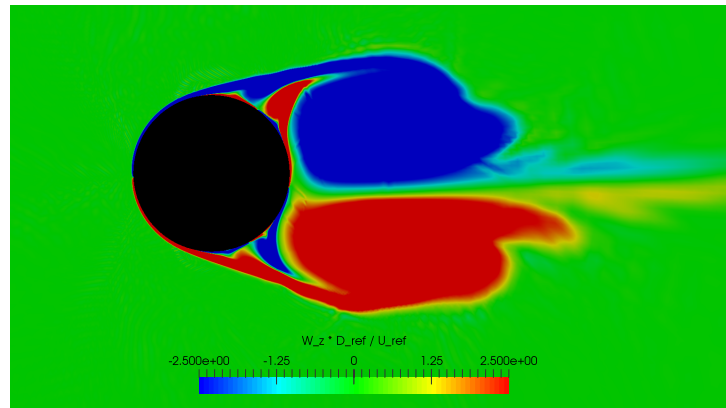
Estas discrepâncias não são justificadas pelas incertezas numéricas avaliadas anteriormente, uma vez que eles não se sobrepõem no gráfico. Existem alguns fatores que contribuem para estas discrepâncias. O fator mais pertinente é o modelo numérico URANS, que trabalha com as médias das equações governantes e filtra as escalas turbulentas, adicionando erro entre a física real e a modelagem numérica. Outro fator que contribui para diferenças entre as simulações numéricas e valores experimentais é a suposição do cilindro liso na simulação numérica, o que não é alcançado em modelos experimentais. Por fim, os modelos experimentais são feitos com modelos tridimensionais, diferente do modelo numérico.

De fato existe um erro de modelagem associado ao modelo de turbulência $k - \omega$ SST para este tipo de escoamento, o erro fica mais claro quando os gráficos acima são analisados comparando o valor numérico de Rosetti (2015) com o presente estudo. Utilizando o código *reFRESCO* com o mesmo modelo de turbulência o autor obteve valores muito mais próximos dos valores deste trabalho, porém ainda distantes dos dados experimentais.

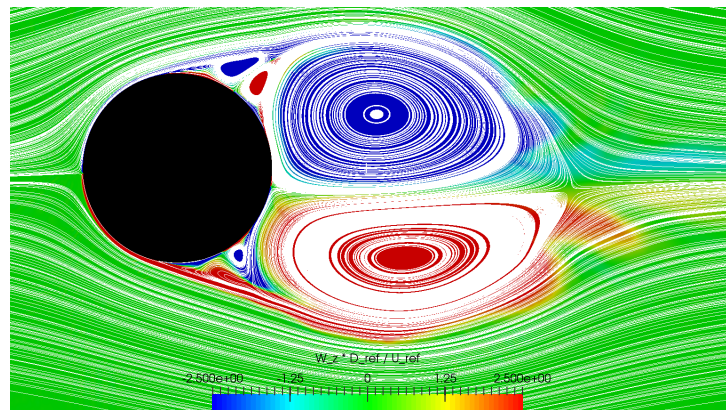
A diferença entre os valores numéricos de Rosetti (2015) e o do presente estudo pode se dar ao fato da faixa muito mais ampla de malhas e passos de tempo simuladas por Rosetti (2015), não efetuada neste trabalho por falta de recurso computacional. Contudo, os valores das quantidades encontradas por Rosetti (2015) estão dentro da faixa de incertezas obtidas neste trabalho. Outros fatores que podem contribuir para esta discrepância são: a possível diferença da implementação do código de solução nos dois programas, OpenFOAM e *ReFRESCO*, e a diferença no algoritmo de solução, PISO e SIMPLE.

Embora existam erros de modelagem associados aos valores numéricos, é possível verificar que as estruturas de desprendimento de vórtices esperadas na Figura 2 foram reproduzidas. A Figura 31 mostra a formação inicial de um par de vórtices contra-rotativos e simétricos, a imagem é no tempo físico de $t = 45s$.

Figura 31 – Vorticidade normalizada e as linhas de corrente para $t = 45s$, $Re = 10000$.



(a) Vorticidade Normalizada.

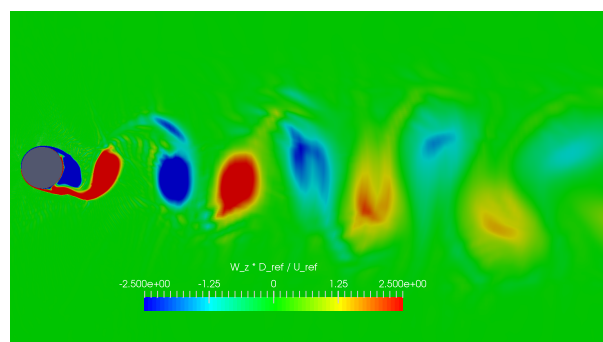


(b) Linhas de Corrente.

Fonte: O Autor (2017).

Os vórtices apresentados na Figura 31, devido a instabilidades no escoamento, começam a se desprender com uma frequência f_s entrando em um regime estável, como previsto em 2.1. Estas emissões são mostrados na Figura 32, esta que apresenta a vorticidade normalizada do escoamento em um pico do coeficiente de sustentação, quando as emissões dos vórtices já estão estabilizadas.

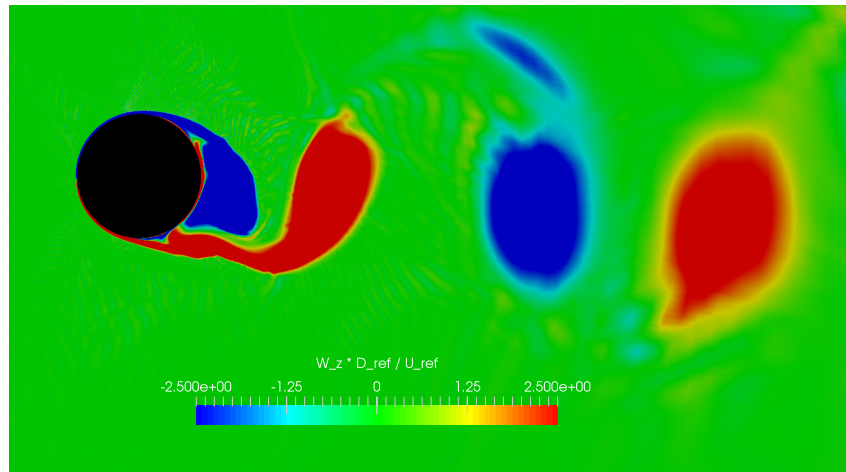
Figura 32 – Vorticidade adimensional para o maior valor de C_{Lrms} , $Re = 10000$.



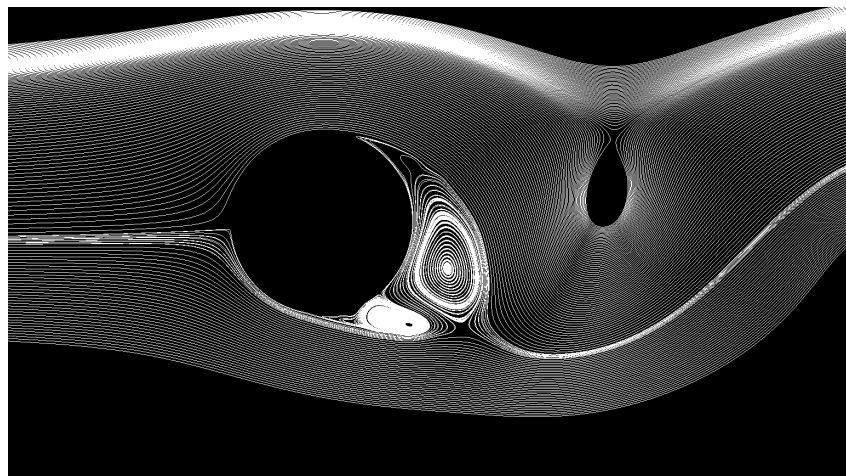
Fonte: O Autor (2017).

Na Figura 32 é possível ainda observar que os vórtices se dissipam ao longo da esteira até chegarem na fronteira do domínio computacional. Conforme os vórtices se afastam do cilindro, a discretização espacial é cada vez mais grosseira. A Figura 33 mostra as estruturas próximo ao cilindro pela vorticidade normalizada e as linhas de corrente do escoamento.

Figura 33 – Vorticidade normalizada e as linhas de corrente para o maior valor de C_{Lrms} , $Re = 10000$.



(a) Vorticidade Normalizada.

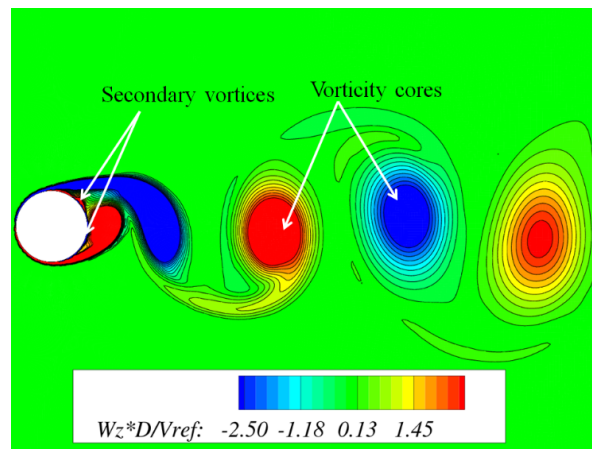


(b) Linhas de Corrente.

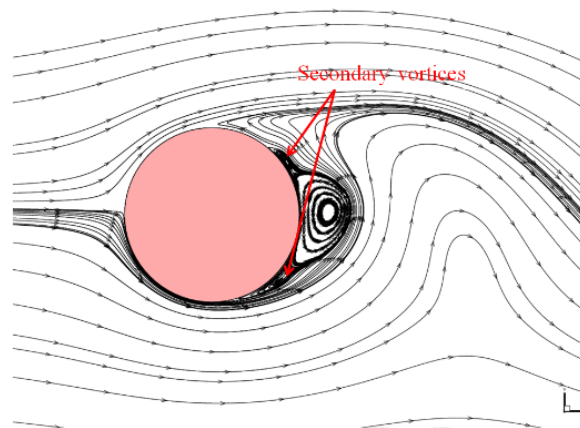
Fonte: O Autor (2017).

As estruturas formadas acima podem ser comparadas com as encontradas por Rosetti (2015) apresentadas na Figura 34.

Figura 34 – Vorticidade normalizada e as linhas de corrente para o maior valor de C_{Lrms} , $Re = 10000$.



(a) Vorticidade Normalizada



(b) Linhas de Corrente

Fonte: Rosetti (2015, p. 128).

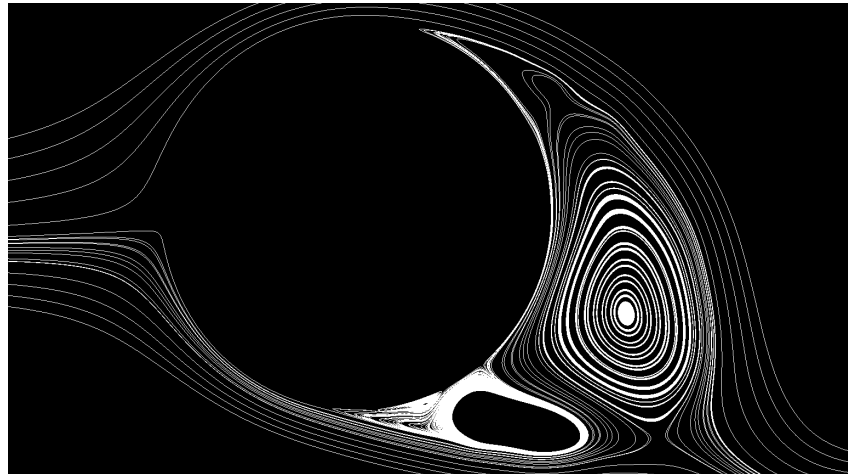
Comparando os resultados de Rosetti (2015) e o presente estudo, nas Figura 33 e 34, observa-se a presença dos vórtices principais similarmente presentes na literatura.

Observa-se também a presença de vórtices secundários nos dois estudos. Estes vórtices possuem o dobro da frequência dos vórtices primários e, de acordo com Rosetti (2015), ocorrem devido a instabilidade da camada limite. Eles também tendem a aumentar com o número de Reynolds.

Assim como Rosetti (2015), este trabalho verificou que estes vórtices secundários eventualmente se fundem com os vórtices primários. Neste cenário, é observado que o coeficiente de arrasto sofre um pico, ou vale, mais pronunciado que o esperado. Estas instabilidades foram também verificadas em animações da vorticidade normalizada do escoamento.

A Figura 35 apresenta com zoom os vórtices secundários formados.

Figura 35 – Vórtices secundários, $Re = 10000$.



Fonte: O Autor (2017).

Embora existam erros associados à modelagem computacional do modelo de turbulência utilizado, foi possível recuperar o modelo de desprendimento de vórtices esperado em 2.1. O processo de verificação mostrou sua importância em análises CFD, uma vez que as malhas e passos de tempo mais grosseiros (ver a Figura 25) levam a resultados próximos aos experimentais, contudo, não precisos computacionalmente.

Neste cenário, para o intuito deste trabalho, o modelo $k - \omega$ SST pode ser considerado para futuras simulações no âmbito qualitativo e não quantitativo.

O próximo capítulo tratará do processo de validação da simulação bidimensional.

4.5 Validação

O método de validação descrito em 2.6.2 será realizado para o coeficiente de \overline{C}_D . A incerteza utilizada é a composição das incertezas experimental, numérica e dos dados de entrada, como definido em 2.28. Então compara-se esta incerteza com a diferença (E) entre o valor numérico e experimental (2.29).

$$U_{val} = 0.32$$

$$E = 0.58$$

Como $|E| > U_{val}$, conclui-se que os resultados numéricos não podem ser completamente validados com os valores experimentais.

Este fato reforça que o complexo escoamento em torno de cilindros possuem significativos erros associados a modelagem de turbulência $k - \omega$ SST. A dificuldade da validação também é oriunda dos experimentos, pois são de complexa experimentação e difícil amostragem de valores que possam vir a aproximar os dados numéricos e experimentais.

Os valores encontrados nos dois resultados numéricos avaliados de fato são distantes dos experimentais, contudo, a abordagem é válida quando analisado as estruturas de vórtices formadas na modelagem numérica. Mesmo não sendo completamente validado o estudo ainda é pertinente para a avaliação de estruturas de vórtices emitidas.

5 MODELO TRIDIMENSIONAL NÚMERO DE REYNOLDS 10000

Este capítulo apresenta a modelagem de um cilindro tridimensional com razão de aspecto igual a 5, utilizando o método URANS com o modelo de turbulência $k - \omega$ SST na faixa de $Re = 10000$. O capítulo é dividido em duas seções, a apresentação das características gerais da simulação e a análise qualitativa da interação fluido-estrutura.

Neste capítulo objetiva-se a análise do modelo tridimensional de forma exploratória, baseando-se no aprendizado acumulado com o modelo bidimensional. A análise tridimensional em sua completude, como realizada no modelo bidimensional, não foi desenvolvida única e exclusivamente por conta do poder computacional disponível. Contudo, as questões levantadas neste capítulo são importantes para futuros trabalhos em cilindros tridimensionais.

5.1 Características gerais

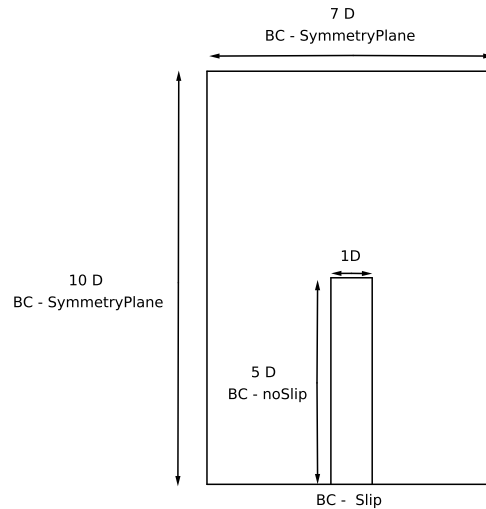
Nesta seção são apresentadas características gerais da simulação tridimensional e questões relevantes da simulação. O domínio computacional utilizado no caso bidimensional é reduzido e adotado o domínio sugerido na Figura 36, que mostra as novas coordenadas da fronteira computacional, para efeitos de modelagem geométrica o diâmetro do cilindro é 1 metro.

As condições de contorno para as faces das fronteiras são as mesmas do modelo bidimensional, bem como as estimativas das variáveis de turbulência, a única mudança são as faces frontAndBack do caso bidimensional que agora possuem dimensões tridimensionais a serem consideradas.

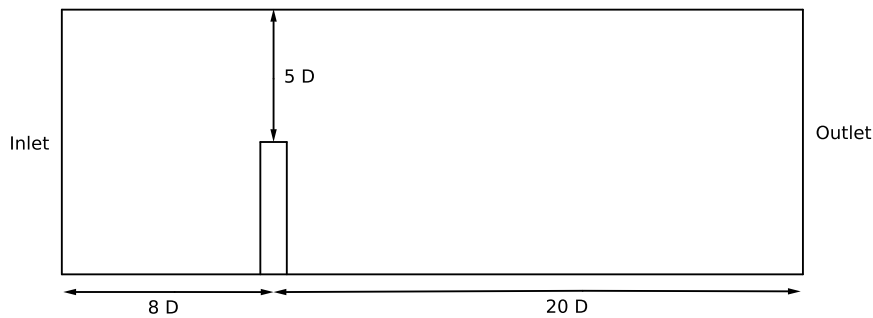
Para tanto, a face da região acima do topo do cilindro é adotada como plano de simetria. A região da base deveria ser considerada como parede, pois procura-se reproduzir experimentos nos quais o cilindro é engastado em um plano, contudo, isto levaria a necessidade de refinar a malha no plano da base do cilindro a fim de reproduzir os efeitos da parede, conduzindo assim a uma malha extremamente pesada e imanimulável com o poder computacional disponível. Dado estes fatores, abre-se mão dos efeitos de parede na base do cilindro e considera-se o plano de base como parede sem os efeitos das tensões cisalhantes, condição de contorno Slip.

Os métodos numéricos apresentados na Tabela 1 foram mantidos, somente o coeficiente da discretização dos termos divergentes foram reduzidas para 0,7 como forma de aumentar a estabilidade numérica. As tolerâncias foram reduzidas para $tol_i = 10^{-6}$ para a pressão e $tol_i = 10^{-5}$ para as velocidades e variáveis turbulentas. Esta redução introduz erros de interação nos resultados mas aceleram os cálculos da simulação. Devido o aumento da complexidade da malha o blockMesh não satisfaz as necessidades desta geometria, pois gera a malha por blocos através de um arquivo de texto, trabalho exaustivo e complexo para geometrias tridimensionais.

Figura 36 – Domínio computacional do modelo tridimensional.



(a) Vista Frontal



(b) Vista Lateral

Fonte: O Autor (2017).

Existe a opção do snappyHexMesh¹, também presente no OpenFOAM, ou um programa que possua compatibilidade de importar/exportar malhas com o OpenFOAM. Neste contexto utilizou-se o programa Salome v7.8 para gerar a malha tridimensional, pois é gratuita e oferece a facilidade da interface gráfica que não é presente no blockMesh ou no snappyHexMesh. A Tabela 5 expõe as características gerais da malha gerada. A Figura 37 apresenta a disposição da malha no cilindro nas vistas frontal, lateral e superior.

A Tabela 5 expõe a presença da camada viscosa, esta que é extremamente necessária para discretizar a subcamada viscosa e capturar os efeitos da interação do fluido e a estrutura próxima a parede, mantendo o y^+ próximo de 1. É possível verificar valores máximos altos (0,6 metros) em relação as dimensões do domínio computacional, contudo a redução destes valores

¹ Ferramenta que cria malhas tridimensionais de forma automática a partir de superfícies. As células são hexaedros ou hexaedros repartidos. A ferramenta funciona de forma interativa e possibilita o uso de camada viscosa e refinamento em regiões de interesse.

Tabela 5 – Propriedades da malha tridimensional.

Tamanho máximo	0,6 (m)
Nº total de volumes	1958398
Taxa de crescimento	0,1
Nº de camadas no cilindro	20
Tamanho total da camada	0,02 (m)
Fator de compressão	1,2

Fonte: O Autor (2017).

conduzem a valores irreais do tamanho da malha para o recurso computacional disponível.

Analisando a Figura 37c é observado que a malha gerada à jusante do cilindro, quatro diâmetros de distância aonde as estruturas de von Kármán são produzidas, possuem tamanhos de faces relativamente grandes comparado com as dimensões das estruturas de von Kármán, o que pode não representar o fenômeno qualitativamente.

As imagens da Figura 37 demonstram o refinamento das células em direção ao topo, esta topologia foi escolhida de tal forma que as faces no cilindro na base possuam 0,06 metros de comprimento máximo ao passo que diminuem para 0,015 metros de tamanho máximo no topo, buscando capturar os efeitos da ponta do cilindro.

O passo de tempo de $t = 0,02$ s foi escolhido baseando-se nos casos bidimensionais, aliado com sua relação de estabilidade na simulação. A Tabela 6 mostra as características da malha e do passo de tempo durante a simulação.

Tabela 6 – Características da simulação.

Passo de tempo (s)	0,02
y_{max}^+	0,4
Tempo físico de simulação (s)	624
Ciclos de vórtices simulados	~ 19
Tempo real de simulação (dias)	~ 18
Courant Number máximo	3,23

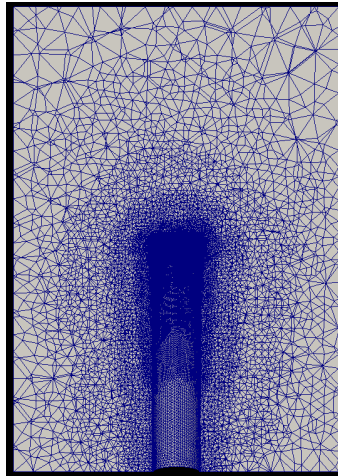
Fonte: O Autor (2017).

A Tabela 6 mostra que a subcamada viscosa foi discretizada mantendo o y^+ abaixo do requerido dispensando o uso das funções de parede. O Courant number máximo disposto na tabela foi lido a partir da região permanente do escoamento, e possui um valor máximo acima do ideal, que seria próximo à 1. Contudo, para as intenções deste trabalho e a disponibilidade computacional, este valor é suficiente para uma análise qualitativa do modelo fluido junto ao cilindro com $L/D = 5$.

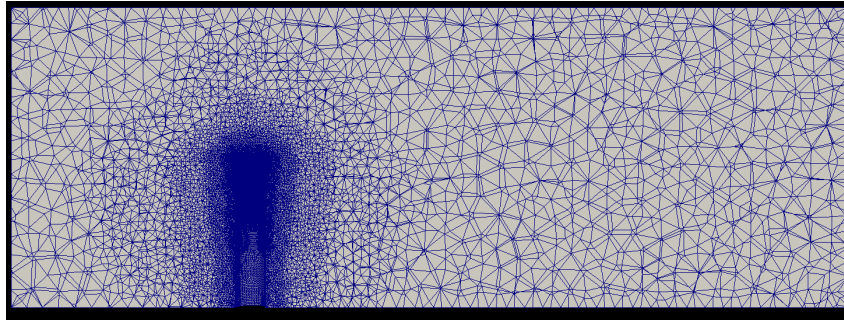
Esta seção avaliou as características gerais da simulação tridimensional, objetivando

Figura 37 – Topologia da malha tridimensional.

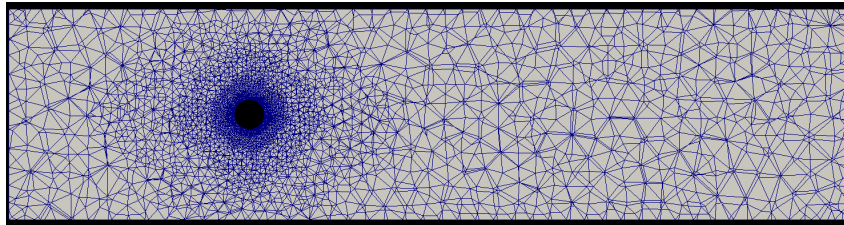
(a) Vista frontal, plano normal à x no ponto (0,0,0).



(b) Vista lateral, plano normal à y no ponto (0,0,0).



(c) Vista superior, plano normal à z no ponto (0,0,2.5).



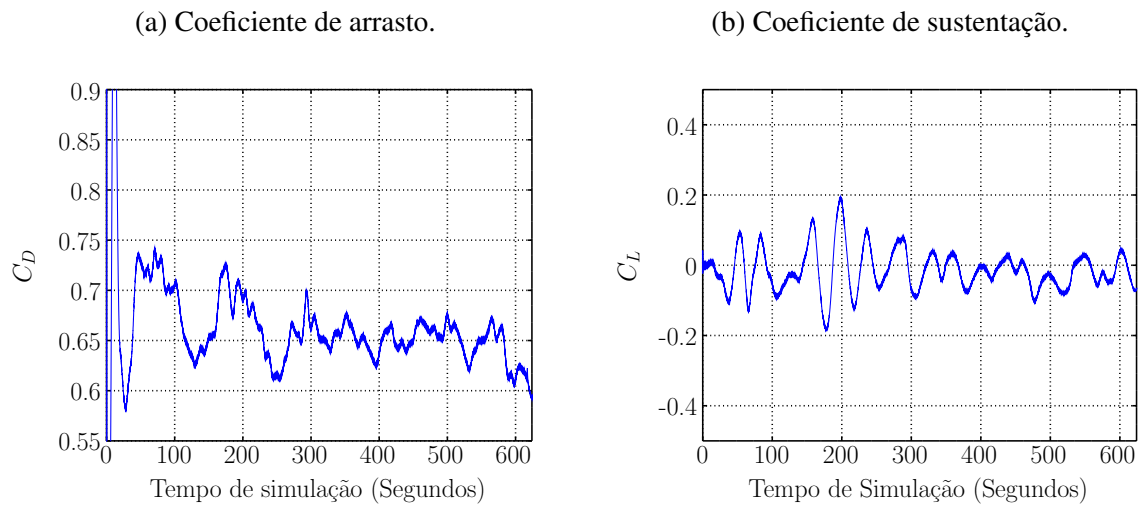
Fonte: O Autor (2017).

apresentar fatores relevantes das condições executadas na simulação. A próxima seção tratará de apresentar os resultados obtidos da interação fluido-estrutura desta simulação.

5.2 Interação fluido-estrutura

Esta seção apresenta e discute as estruturas resultantes da simulação tridimensional. A primeira estrutura analisada é a esteira de von Kármán, que é estabelecida na região central do cilindro. As imagens da Figuras 38 mostram os coeficientes de arrasto e sustentação para a região central do cilindro com 1 diâmetro de comprimento, ou seja, a parte do corpo cilíndrico referente a $2 \leq L \leq 3$.

Figura 38 – Coeficientes na região central do cilindro $2 \leq L \leq 3$.



Fonte: O Autor (2017).

Analisando a Figura 38 é possível verificar que a oscilação prevista nos casos bidimensionais dos coeficientes adimensionais de arrasto e sustentação não foram reproduzidos na simulação tridimensional, houve um indício de sua formação em $t = 200\text{ s}$, porém não desenvolvido completamente. Tomando um corte a meia seção do cilindro à $L = 2,5$ e analisando a vorticidade normalizada percebe-se um par contra-rotativo de vórtices em relação ao plano central do cilindro, estes pouco atenuados, como pode ser visto na Figura 39.

A Figura 39 de fato apresenta a presença do que parece ser a formação dos vórtices da esteira de von Kármán, contudo estes vórtices não se acentuam e se desprendem à jusante do cilindro como é esperado. Isto confirma os gráficos de sustentação e arrasto apresentados anteriormente, nos quais as oscilações não se acentuam ao longo do tempo. A Figura 39a apresenta o tempo $t = 220\text{ s}$, esta figura representa o tempo em que as oscilações de von Kármán pareciam se formar, mas foram perdidas durante a simulação, rever a Figura 38.

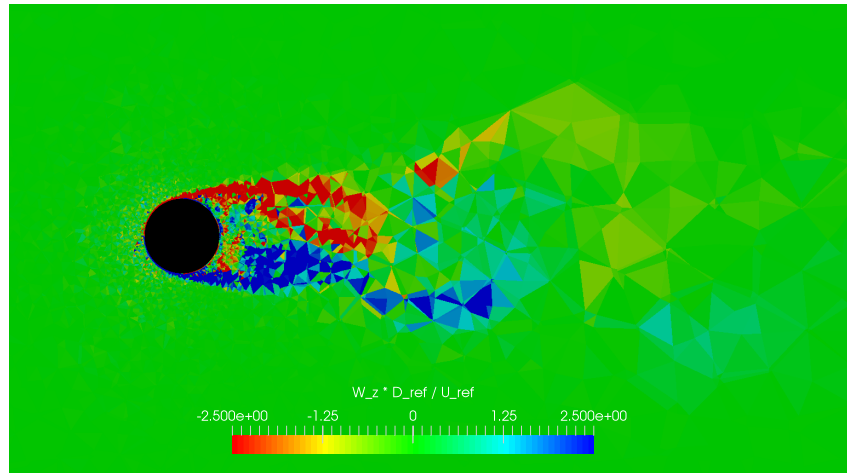
Como foi previsto anteriormente, percebe-se que o tamanho das células são relativamente grandes comparadas ao tamanho das estruturas dos vórtices e podem, de fato, contribuir para suprimir a formação das estruturas.

Ao passo que a supressão da esteira de von Kármán tem relação com o tamanho local das células, a região do topo do cilindro é aonde as células são mais refinadas e, portanto, devem reproduzir as estruturas esperadas.

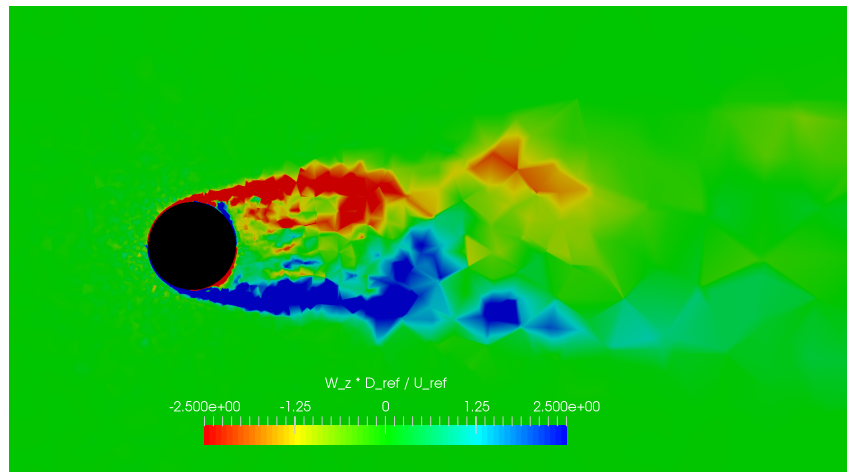
Nesta região foi observado que o escoamento fluido se separa devido a presença da geometria e se reencontra ainda na tampa do cilindro, contudo, invertendo sua direção inicial devido a bolsa de baixa pressão formada na tampa. Quando o fluido chega próximo a borda de ataque reencontra o escoamento e são criados dois focos que seriam os pontos de dois vórtices contra-rotativos. Esta estrutura é mostrada com o corte das linhas de corrente logo acima do topo do cilindro, ilustrado na Figura 40.

Figura 39 – Vorticidade normalizada, plano localizado à $L = 2, 5$.

(a) Vorticidade normalizada $t = 220$ s.



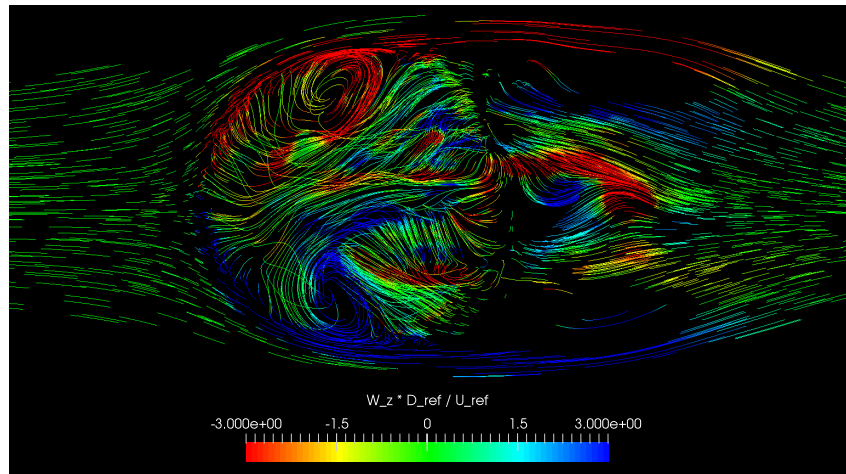
(b) Vorticidade normalizada $t = 600$ s.



Fonte: O Autor (2017).

A região de reencontro do fluxo fluido na tampa bem como a bolsa de baixa pressão criada pode ser vista na Figura 41.

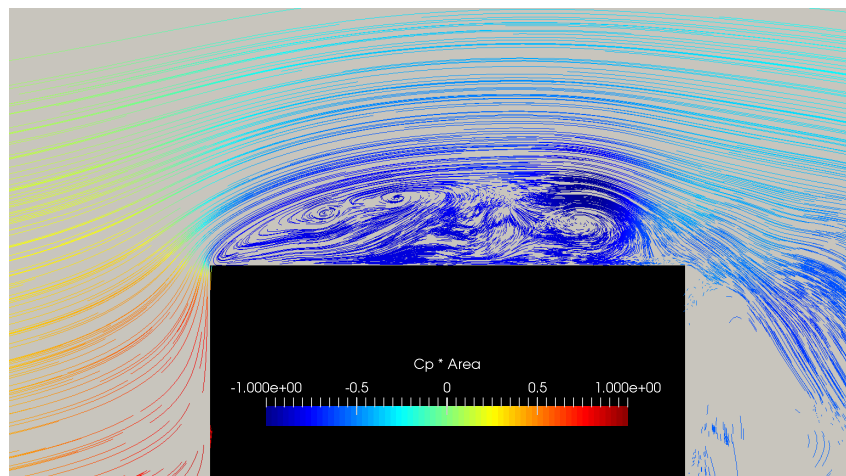
Figura 40 – Vorticidade normalizada, linhas de corrente na tampa do cilindro, vista de topo.



Fonte: O Autor (2017).

Embora a malha grosseira, o modo com que as linhas de corrente se desenvolvem na Figura 40 se assemelham muito com a topologia owl-face prevista em abordagens experimentais.

Figura 41 – Linhas de corrente, vista lateral na região central do cilindro.



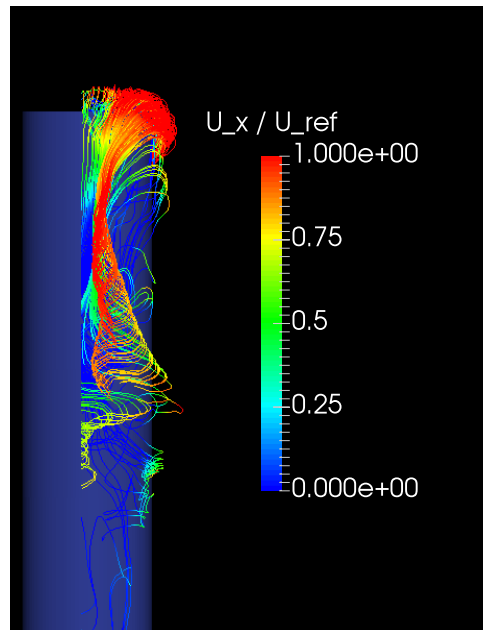
Fonte: O Autor (2017).

Apesar de haver a formação dos dois focos, não foi verificado o desenvolvimento de dois vórtices contra-rotativos tornado-like como descrito por Roh e Park (2003). O tamanho das células também podem ter sido o motivo dos vórtices não se desenvolverem, de modo que as dimensões das células aumentam rapidamente ao passo que se afastam da camada viscosa.

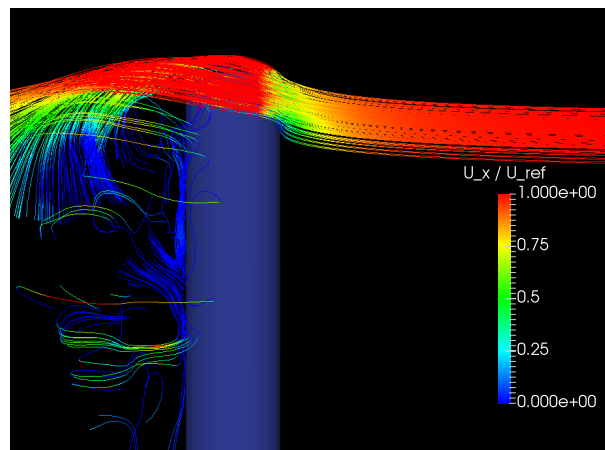
Ainda em relação ao topo do cilindro, foram reproduzidos os fenômenos de upwash nas linhas de corrente próximas ao topo seguidas do downwash devido a região de baixa pressão a jusante do cilindro. Contudo não houve a formação dos tip vortex, apenas aparentam se formar. A Figura 42 mostram os fenômenos descritos.

Figura 42 – Linhas de corrente.

(a) Plano frontal.



(b) Plano lateral.



Fonte: O Autor (2017).

As estruturas horseshoe vortex não foram encontradas. Estas estruturas não eram esperadas devido a condição de contorno aplicada na parede da base do cilindro, condição Slip (sem tensões cisalhantes).

Este capítulo mostrou a simulação de uma cilindro tridimensional com razão de aspecto igual a 5 utilizando o método URANS e o modelo de turbulência $k - \omega$ SST. Embora a malha grosseira e o limite computacional disponível foi possível recuperar estruturas conhecidas, principalmente na região do topo aonde a malha é mais refinada. O OpenFOAM, sendo uma ferramenta gratuita e de código aberto, apontou resultados promissores para futuros trabalhos com o aumento do número de células da malha.

O próximo capítulo tratará das considerações finais deste trabalho, revisando de modo crítico o trabalho realizado e indicando possíveis desenvolvimentos futuros direcionando a

utilização deste modelo de turbulência em casos tridimensionais.

6 CONCLUSÃO

Concluimos que o modelo de emissão de vórtices em cilindros fixos, na faixa de Re estudada, ocorrem de forma complexa e de difícil modelagem computacional, de modo que a condução para resultados coerentes é uma junção e harmonia entre diversos parâmetros computacionais, entre eles: a modelagem do escoamento próxima a parede, refino de malha e passo de tempo, tolerâncias das interações numéricas e escolha dos métodos numéricos, estimativas das variáveis do modelo de turbulência e o método numérico de solução.

O OpenFOAM se mostrou similar, nas simulações abordadas, com o *reFRESCO*. Apesar das dificuldades do programa devido a falta da interface gráfica, é possível conduzir simulações complexas através das diversas bibliotecas e funções implementadas.

O método URANS aplicado com o modelo de turbulência $k - \omega$ SST se mostrou satisfatório nas análises qualitativas do escoamento em cilindros bidimensionais. A validação dos resultados com os dados experimentais falhou, contudo, ficaram muito próximos dos dados numéricos de Rosetti (2015), evidenciando erros pertinentes ao modelo de turbulência. O processo de verificação mostrou ser um passo substancial em análises CFD, de modo que os erros numéricos associados a possíveis métodos de solução podem conduzir a valores de interesse equivocados e mascarados pelas diversas fontes de erro presentes.

No caso tridimensional simulado, apesar da capacidade computacional disponível, algumas estruturas de vórtices puderam ser recuperadas com uma malha relativamente grosseira quando comparada a dimensão das estruturas previstas, mostrando que o método URANS é promissor para análises qualitativas do modelo de emissão de vórtices em cilindros tridimensionais. A malha grosseira aplicada a geometria pode ter sido a causa da ausência das estruturas de von Kármán, de modo que as escalas de vórtices foram filtradas durante a simulação. A redução das tolerâncias e o estreitamento do domínio computacional não são entendidos como fatores que possam vir a ser a causa principal desta divergência.

Nos casos bidimensionais, futuros trabalhos podem vir a simular malhas e passos de tempo mais refinados a fim de enriquecer a região de convergência do problema e encurtar a faixa de incertezas, confirmando o que foi previsto neste trabalho. Outra futura análise é a variação das tolerâncias do algoritmo de solução a fim de comprovar que os erros de interação são reduzidos a duas casas decimais abaixo dos erros de discretização.

Nas simulações tridimensionais, é incentivado que futuros trabalhos conduzam simulações com malhas e passos de tempo gradativamente refinados a fim de reproduzir o modelo de emissão de vórtices por completo, e então prossigam com a análise de incertezas descritas neste trabalho a fim de avaliações quantitativas dos coeficiente de arrasto e sustentação. Posteriormente é sugerido a variação da razão de aspecto para o entendimento do comportamento da interação fluido-estrutura com a redução da mesma.

REFERÊNCIAS

AGUIRRE, J. **Malhas estruturadas e não-estruturadas vs. malhas tetraédricas e hexaédricas**. 2010. <<http://aguirreeng.blogspot.com.br/2010/09/malhas-estruturadas-e-nao-estruturadas.html>>. Citado na página 22.

ANDERSON, J. D. J. **Computational Fluid Dynamics: The basics with applications**. [S.l.]: McGraw-Gill, 1995. 193 p. Citado na página 24.

ASME. **Guide on Verification and Validation in Computational Fluid Dynamics and Heat Transfer**. Guide, 2008. Citado na página 36.

BREDBERG, J. On the wall boundary condition for turbulence models: Internal report. Department of Thermo and Fluid Dynamics Chalmers University of Technology, Göteborg, Sweden, p. 21, 2000. Citado 2 vezes nas páginas 24 e 26.

CAMPOS, F. C. R. de. **Análise dos critérios de estabilidade para projetos de plataformas do tipo monocoluna**. 88 p. Dissertação (Mestrado) — Universidade de São Paulo, São Paulo, SP, 2008. Citado na página 11.

ÇENGEL, Y. a.; CIMBALA, J. M. **Mecânica dos Fluidos: Fundamentos e aplicações**. São Paulo: McGraw-Gill, 2007. 816 p. Citado 11 vezes nas páginas 13, 21, 22, 23, 24, 25, 27, 28, 29, 31 e 32.

EÇA, L.; HOEKSTRA, M. Evaluation of numerical error estimation based on grid refinement studies with the method of the manufactured solutions. **Computers and Fluids**, Elsevier, n. 38, p. 1580–1591, Janeiro 2009. Citado na página 34.

EÇA, L.; ROSETTI, G.; VAZ, G.; PEREIRA, F. On the numerical prediction of the flow around smooth circular cylinders. In: **Proceedings of the ASME 2014 33rd International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering**. San Francisco, USA: OMAE, 2014. p. 11. Citado na página 44.

EÇA, L.; VAZ, G.; HOEKSTRA, M. A verification and validation exercise for the flow over a backward facing step. In: . Lisboa, Portugal: ECCOMAS CFD, 2010. Citado na página 34.

ESDU. Circular cylindrical structures: Dynamic response to vortex shedding, part 1: Calculation procedures and derivation. MARIN, Regent Street, London W1R 7AD, UK, p. 251–259, 1985. Citado na página 50.

FERZIGER, J. H.; PERIC, M. **Computational Methods for Fluid Dynamics**. third. [S.l.]: Springer, 2002. 423 p. Citado 2 vezes nas páginas 30 e 31.

FUJARRA, A. L. C. **O fenômeno de VIM em plataformas oceânicas**: Uma síntese crítica da produção científica. 159 p. Livre Docência — Universidade de São Paulo, São Paulo, Fevereiro 2013. Citado 6 vezes nas páginas 11, 13, 14, 16, 18 e 19.

GONÇALVES, R. T.; ROSETTI, G. F.; FUJARRA, A. L. C.; FREIRE, C. M.; FRANZINI, G. R.; MENEHINI, J. R. Experimental comparisons to assure the similarity between vim (vortex- induced motion) and viv (vortex- induced vibration) phenomena. In: **Proceedings of the ASME 2011 30th INTERNATIONAL CONFERENCE ON OCEAN, OFFSHORE**

AND ARCTIC ENGINEERING. Rotterdam, The Netherlands: ASME, 2011. p. 12. Citado 2 vezes nas páginas 11 e 16.

HUQ, S.; SAEEDI, M.; IDREES, S. A.; NANJUNDIAH, R. **Exploring OpenFoam**. 2014. <<http://nbviewer.jupyter.org/github/Comflics/Exploring-OpenFOAM/blob/master/Exploring-OpenFOAM.pdf>>. Citado na página 42.

HYSTAD, I. **Numerical Modelling of Turbulent Boundary Layer**. 92 p. Dissertação (Mestrado) — Norwegian University of Science and Technology, Trondheim, Norway, 2014. Citado 3 vezes nas páginas 24, 25 e 29.

KARTHIK, T. S. D. **TURBULENCE MODELS AND THEIR APPLICATIONS**. 2011. <<http://www.leb.eei.uni-erlangen.de/winterakademie/2011/report/content/course01/pdf/0112.pdf>>. Citado na página 32.

LEAP. **Wall functions and y^+ requirements**. 2012. <<https://www.computationalfluidynamics.com.au/tips-tricks-turbulence-wall-functions-and-y-requirements/>>. Citado na página 26.

LIU, F. A thorough description of how wall functions are implemented in openfoam. In: **In Proceedings of CFD with OpenSource Software**. [S.l.]: Edited by Nilsson. H., 2016. p. 34. Citado na página 33.

NORBERG, C. Fluctuating lift on a circular cylinder: review and new measurements. **Jornal of Fluids and Structures**, Elsevier, n. 17, p. 57–59, 2003. Citado na página 51.

PALAU-SALVADOR, G. et al. Large eddy simulations and experiments of flow around finite-height cylinders. **Flow Turbulence Combust**, Springer, v. 84, n. 2, p. 239–275, 2010. Citado 2 vezes nas páginas 11 e 13.

PAS, S. T. The influence of y^+ in wall functions applied in ship viscous flows: Intership report. MARIN, Wageningen, The Netherland, p. 21, 2016. Citado 2 vezes nas páginas 26 e 27.

PATTENDEN, R. J.; TURNOCK, S. R.; ZHANG, X. Measurements of the flow over a low-aspect-ratio cylinder mounted on a ground plane. **Experiments in Fluids**, Springer, v. 39, p. 10–21, 2005. Citado 3 vezes nas páginas 19, 20 e 21.

RODIER, D.; FINNIGAN, T.; LIAPIS, S. Influence of the reynolds number on spar vortex induced motions (vim): multiple scale model test comparisons. In: **28 th INTERNATIONAL CONFERENCE ON OCEAN, OFFSHORE AND ARTIC ENGINEERING**. Honolulu, Hawaii: ASME, 2011. p. 10. Citado na página 11.

RODIER, T.; KNAUSS, H.; GAISBAUER, U.; KRÄMER, E. Pressure and heat flux measurements on the surface of a low-aspect-ratio circular cylinder mounted on a ground plate. **New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics VI**, Springer Berlin Heidelberg, v. 96, p. 121–128, 2008. Citado na página 18.

ROH, S.; PARK, S. Vortical flow over the free end surface of a finite circular cylinder mounted on a flat plate. **Experiments in Fluids**, Springer, v. 34, p. 63–67, 2003. Citado 4 vezes nas páginas 17, 18, 20 e 64.

ROSETTI, G. F. **Improvements in the numerical modeling of turbulence and fluid-structure interaction for the vortex-induced vibration of a rigid cilinder**. 251 p. Doutorado — Universidade de São Paulo, São Paulo, 2015. Citado 14 vezes nas páginas 32, 34, 36, 39, 40, 44, 45, 49, 50, 51, 52, 54, 55 e 67.

SCHLICHTING, H. G. K. *Boundary layer theory*. Springer Verlag, 2000. Citado na página 50.

SUMNER, B. M.; FREDSOE, J. **Hydrodynamics around cylindrical structures**. Singapore: World Scientific Publishing, 2006. v. 26. 550 p. Citado 3 vezes nas páginas 14, 15 e 27.

SUMNER, D.; DANSEREAU, O. J. P.; HESELTINE, J. Wake structure of a finite circular cylinder of small aspect ratio. **Experiments in Fluids**, Springer, v. 37, p. 720–730, 2004. Citado na página 16.

SUMNER, D.; DANSEREAU, O. J. P.; HESELTINE, J. L. Vortex shedding from a finite circular cylinder of small aspect ratio. In: **Proceedings of the Canadian Society for Mechanical Engineering**. [S.l.]: CSME Forum, 2004. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 17.

THACKER, B. H.; DOEBLING, S. W.; HEMEZ, F. M.; ANDERSON, M. C.; PEPIN, J. E.; RODRIGUEZ, E. A. **Concepts of Model Verification and Validation**. 2004. <<https://www.osti.gov/scitech/servlets/purl/835920/>>. Acesso em: 28 fev. 2017. Citado 2 vezes nas páginas 33 e 34.


```

    {
        type            fixedValue;
        value           uniform 1e-15;
    }
    top
    {
        type            symmetryPlane;
    }
    bottom
    {
        type            symmetryPlane;
    }
    frontAndBack
    {
        type            empty;
    }
}

// ***** //

/*-----* C++ *-----*\
| ===== |
| \\      / F ield      | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox |
| \\      / O peration  | Version: 4.1 |
|  \\    / A nd         | Web:      www.OpenFOAM.org |
|   \\/   M anipulation |
\*-----*/

FoamFile
{
    version     2.0;
    format      ascii;
    class       volScalarField;
    location    "0";
    object      nut; // turbulent Kinematic Viscosity
}

// ***** //

dimensions    [0 2 -1 0 0 0 0]; //(m2/s)

```



```
internalField    uniform 1.511e-7;
```

```
boundaryField
```

```
{
    inlet
    {
type calculated;
value uniform 0;
    }
    outlet
    {
type calculated;
value uniform 0;
    }
    cylinder
    {
        type calculated;
value uniform 0;
    }
    bottom
    {
        type          symmetryPlane;
    }
    top
    {
        type          symmetryPlane;
    }
    frontAndBack
    {
        type          empty;
    }
}
```

```
// ***** //
```

```
/*-----*- C++ -*-----*\
| ===== |
| \\      /  F ield      | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox |
| \\      /  O peration  | Version: 4.1 |
```

```

|  \ \ /   A nd           | Web:      www.OpenFOAM.org           |
|  \ \ /   M anipulation |                                     |
\*-----*-----*-----*-----*-----*-----*-----*-----*/
FoamFile
{
    version      2.0;
    format       ascii;
    class        volScalarField;
    object       omega;
}
// *****

dimensions      [0 0 -1 0 0 0 0];

internalField   uniform 1.511;

boundaryField
{
    inlet
    {
        type     fixedValue;
value uniform 1.511;
    }
    outlet
    {
type           zeroGradient;
    }
    cylinder
    {
        type     fixedValue;
        value    uniform 65635.11;
    }
    bottom
    {
type           symmetryPlane;
    }
    top
    {
type           symmetryPlane;
    }
}

```

```

    frontAndBack
    {
type empty;
    }
}

// ***** //

/*-----*- C++ -*-----*\
| ===== |
| \\      / F ield      | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox |
| \\      / O peration  | Version: 4.1 |
|  \\    / A nd         | Web:      www.OpenFOAM.org |
|   \\  / M anipulation | |
\*-----*-*/
FoamFile
{
    version      2.0;
    format       ascii;
    class        volScalarField;
    object       p;
}
// ***** //

dimensions      [0 2 -2 0 0 0 0];

internalField   uniform 0;

boundaryField
{
    inlet
    {
        type      zeroGradient;
    }
    outlet
    {
        type      fixedValue;
        value     uniform 0;
    }
}

```

```

    cylinder
    {
        type            zeroGradient;
    }
    bottom
    {
        type            symmetryPlane;
    }
    top
    {
        type            symmetryPlane;
    }
    frontAndBack
    {
        type            empty;
    }

// ***** //

/*-----* C++ *-----*\
| ===== |
| \\      / F ield      | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox |
| \\      / O peration  | Version: 4.1 |
|  \\    / A nd         | Web:      www.OpenFOAM.org |
|   \\\ / M anipulation |
\*-----*/
FoamFile
{
    version      2.0;
    format       ascii;
    class        volVectorField;
    object       U;
}
// ***** //

dimensions      [0 1 -1 0 0 0 0];

internalField   uniform (0.1511 0 0);

```

```

boundaryField
{
    inlet
    {
        type            fixedValue;
        value            uniform (0.1511 0 0);
    }

    outlet
    {
        type            zeroGradient;
    }
    cylinder
    {
        type            fixedValue;
value            uniform (0 0 0);
    }
    bottom
    {
        type            symmetryPlane;
    }
    top
    {
        type            symmetryPlane;
    }
    frontAndBack
    {
        type            empty;
    }
}

// ***** //

/*-----*- C++ -*-----*\
| ===== |
| \\      /  F ield      | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox |
| \\      /  O peration  | Version: 2.1.x |
|  \\    /   A nd        | Web:      www.OpenFOAM.org |
|   \\  /    M anipulation |

```

```

\*-----*/
FoamFile
{
    version      2.0;
    format       ascii;
    class        dictionary;
    object       blockMeshDict;
}
// * * * * * //

convertToMeters 1;

vertices
(
    (-10 -10 0) //0
    (-2.8284 -10 0) //1
    ( 2.8284 -10 0) //2
    (20 -10 0) //3
    (20 -2.8284 0) //4
    (20 2.8284 0) //5
    (20 10 0) //6
    (2.8284 10 0) //7
    (-2.8284 10 0) //8
    (-10 10 0) //9
    (-10 2.8284 0) //10
    (-10 -2.8284 0) //11
    (-2.8284 -2.8284 0) //12
    (2.8284 -2.8284 0) //13
    (2.8284 2.8284 0) //14
    (-2.8284 2.8284 0) //15
    (-0.3535 -0.3535 0) //16
    ( 0.3535 -0.3535 0) //17
    ( 0.3535  0.3535 0) //18
    (-0.3535  0.3535 0) //19
    (-10 -10 1) //20
    (-2.8284 -10 1) //21
    ( 2.8284 -10 1) //22
    (20 -10 1) //23
    (20 -2.8284 1) //24

```

```

(20 2.8284 1) //25
(20 10 1) //26
(2.8284 10 1) //27
(-2.8284 10 1) //28
(-10 10 1) //29
(-10 2.8284 1) //30
(-10 -2.8284 1) //31
(-2.8284 -2.8284 1) //32
(2.8284 -2.8284 1) //33
(2.8284 2.8284 1) //34
(-2.8284 2.8284 1) //35
(-0.3535 -0.3535 1) //36
( 0.3535 -0.3535 1) //37
( 0.3535 0.3535 1) //38
(-0.3535 0.3535 1) //39
);

blocks
(
  hex (0 1 12 11 20 21 32 31) (45 80 1) simpleGrading (1 1 1) //0
  hex (1 2 13 12 21 22 33 32) (120 80 1) simpleGrading (1 1 1) //1
  hex (2 3 4 13 22 23 24 33) (120 80 1) simpleGrading (1 1 1) //2
  hex (13 4 5 14 33 24 25 34) (120 120 1) simpleGrading (1 1 1) //3
  hex (14 5 6 7 34 25 26 27) (120 80 1) simpleGrading (1 1 1) //4
  hex (15 14 7 8 35 34 27 28) (120 80 1) simpleGrading (1 1 1) //5
  hex (10 15 8 9 30 35 28 29) (45 80 1) simpleGrading (1 1 1) //6
  hex (11 12 15 10 31 32 35 30) (45 120 1) simpleGrading (1 1 1) //7
  hex (12 13 17 16 32 33 37 36) (120 180 1) simpleGrading (1 0.008 1) //8
  hex (17 13 14 18 37 33 34 38) (180 120 1) simpleGrading (125 1 1) //9

```

```

    hex (14 15 19 18 34 35 39 38) (120 180 1) simpleGrading (1 0.008 1) //10

    hex (12 16 19 15 32 36 39 35) (180 120 1) simpleGrading (0.008 1 1) //11
);

edges
(
//circle center
    arc 16 19 (-0.5 0 0)
    arc 36 39 (-0.5 0 1)
    arc 18 19 (0 0.5 0)
    arc 38 39 (0 0.5 1)
    arc 17 18 (0.5 0 0)
    arc 37 38 (0.5 0 1)
    arc 16 17 (0 -0.5 0)
    arc 36 37 (0 -0.5 1)
//circle outside
    arc 14 15 (0 4 0)
    arc 34 35 (0 4 1)
    arc 15 12 (-4 0 0)
    arc 35 32 (-4 0 1)
    arc 12 13 (0 -4 0)
    arc 32 33 (0 -4 1)
    arc 13 14 (4 0 0)
    arc 33 34 (4 0 1)

);

boundary
(
    inlet
    {
        type patch;
        faces
        (
            (11 0 20 31)
(10 11 31 30)
(9 10 30 29)

```



```
    );  
  }  
  
  outlet  
  {  
    type patch;  
    faces  
    (  
(3 4 24 23)  
  
(4 5 25 24)  
  
(5 6 26 25)  
    );  
  }  
  
  top  
  {  
    type symmetryPlane;  
    faces  
    (  
(6 7 27 26)  
  
(7 8 28 27)  
  
(8 9 29 28)  
    );  
  }  
  
  bottom  
  {  
    type symmetryPlane;  
    faces  
    (  
(2 3 23 22)  
(1 2 22 21)  
(0 1 21 20)
```

```
    );  
}  
  
cylinder  
{  
    type wall;  
    faces  
    (  
  
(16 19 39 36)  
(17 16 36 37)  
(18 17 37 38)  
(19 18 39 38)  
  
    );  
}  
  
frontAndBack  
{  
    type empty;  
    faces  
    (  
  
(21 32 31 20)  
(11 12 1 0)  
(22 33 32 21)  
(12 13 2 1)  
(22 23 24 33)  
(13 4 3 2)  
(33 24 25 34)  
(14 5 4 13)  
(34 25 26 27)  
(7 6 5 14)  
(35 34 27 28)  
(8 7 14 15)  
(30 35 28 29)  
(9 8 15 10)  
(31 32 35 30)  
(10 15 12 11)
```

```
(39 38 34 35)
(15 14 18 19)
(32 36 39 35)
(15 19 16 12)
(33 37 36 32)
(12 16 17 13)
(18 14 13 17)
(33 34 38 37)
```

```
    );
}
);
```

```
mergePatchPairs
```

```
(
);
```

```
// ***** //
```

```
/*-----*- C++ -*-----*\
| ===== |
| \\ / F i e l d | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox |
| \\ / O p e r a t i o n | Version: 4.1 |
| \\ / A n d | Web: www.OpenFOAM.org |
| \\ / M a n i p u l a t i o n |
\*-----*/
```

```
FoamFile
```

```
{
    version      2.0;
    format       ascii;
    class        dictionary;
    location     "constant";
    object       turbulenceProperties;
}
```

```
// ***** //
```

```
simulationType RAS;
```

```

RAS
{
    RASModel      kOmegaSST;

    turbulence    on;

    printCoeffs   on;
}

// ***** //

/*-----*- C++ -*-----*\
| ===== |
| \\      / F i e l d      | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox |
| \\      / O p e r a t i o n | Version: 4.1 |
|  \\    / A n d           | Web:      www.OpenFOAM.org |
|   \\  / M a n i p u l a t i o n |
\*-----*/
FoamFile
{
    version      2.0;
    format       ascii;
    class        dictionary;
    location     "constant";
    object       transportProperties;
}
// ***** //

transportModel  Newtonian;

nu              [0 2 -1 0 0 0 0] 1.511e-5;

// ***** //

/*-----*- C++ -*-----*\
| ===== |
| \\      / F i e l d      | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox |

```

```

|  \ \   /   O peration      | Version:  4.1          |
|  \ \   /   A nd            | Web:      www.OpenFOAM.org |
|   \ \ /   M anipulation    |                    |
\*-----* /
FoamFile
{
    version      2.0;
    format       ascii;
    class        dictionary;
    location     "system";
    object       controlDict;
}
// * * * * * //

application     pisoFoam;

startFrom       startTime;

startTime       0;
stopAt         endTime;

endTime         500;

deltaT          0.01;

writeControl    timeStep;

writeInterval   1000;

purgeWrite      0;

writeFormat     ascii;

writePrecision  6;

writeCompression off;

timeFormat      general;

```

```

timePrecision 6;

runTimeModifiable true;

functions
{
    #includeFunc yPlus
    #includeFunc residuals
    #includeFunc CourantNo
    #includeFunc wallShearStress
    #include "forceCoeffs"
    #include "force"
    #includeFunc totalPressureIncompressible
    #includeFunc vorticity
}

//
// ***** //

/*-----* C++ *-----*\
| ===== |
| \\ / F ield | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox |
| \\ / O peration | Version: 2.1.x |
| \\ / A nd | Web: www.OpenFOAM.org |
| \\ / M anipulation |
\*-----*/
FoamFile
{
    version 2.0;
    format ascii;
    class dictionary;
    location "system";
    object fvSchemes;
}
// ***** //

```

```

ddtSchemes
{
    default          backward;
}

gradSchemes
{
    default          Gauss linear;
    grad(p)          Gauss linear;
    grad(U)          Gauss linear;
}

divSchemes
{
    default          none;
    div(phi,U)       Gauss limitedLinear 1;
    div(phi,k)       Gauss limitedLinear 1;
    div(phi,epsilon) Gauss limitedLinear 1;
    div(phi,omega)   Gauss limitedLinear 1;
    div(phi,R)       Gauss limitedLinear 1;
    div(R)           Gauss limitedLinear 1;
    div(phi,nuTilda) Gauss limitedLinear 1;
    div((nuEff*dev2(T(grad(U)))) Gauss linear;
}

laplacianSchemes
{
    default          none;
    laplacian(nuEff,U) Gauss linear corrected;
    laplacian((1|A(U)),p) Gauss linear corrected;
    laplacian(DkEff,k) Gauss linear corrected;
    laplacian(DepsilonEff,epsilon) Gauss linear corrected;
    laplacian(DomegaEff,omega) Gauss linear corrected;
    laplacian(DREff,R) Gauss linear corrected;
    laplacian(DnuTildaEff,nuTilda) Gauss linear corrected;
}

interpolationSchemes

```

```

{
    default          linear;
    interpolate(U)   linear;
}

snGradSchemes
{
    default          corrected;
}

fluxRequired
{
    default          no;
    p                ;
}

wallDist
{
    method meshWave;
}

// ***** //

/*-----* C++ *-----*/
| ===== |
| \\      / F i e l d      | OpenFOAM: The Open Source CFD Toolbox |
| \\      / O p e r a t i o n | Version: 2.1.x |
|  \\    / A n d           | Web:      www.OpenFOAM.org |
|   \\/   M a n i p u l a t i o n |
|-----*/

FoamFile
{
    version      2.0;
    format       ascii;
    class        dictionary;
    location     "system";
    object       fvSolution;
}

// ***** //

solvers

```



```
{
  p
  {
    solver          PCG;
    preconditioner  FDIC;
    tolerance       1e-8;
    relTol          0;
  }

  pFinal
  {
    solver          PCG;
    preconditioner  DIC;
    tolerance       1e-8;
    relTol          0;
  }

  U
  {
    solver          PBiCG;
    preconditioner  DILU;
    tolerance       1e-7;
    relTol          0;
  }

  k
  {
    solver          PBiCG;
    preconditioner  DILU;
    tolerance       1e-7;
    relTol          0;
  }

  omega
  {
    solver          PBiCG;
    preconditioner  DILU;
    tolerance       1e-7;
    relTol          0;
  }
}
```

```
}
```

```
PISO
```

```
{
```

```
    nCorrectors      2;
```

```
    nNonOrthogonalCorrectors 2;
```

```
    pRefCell        0;
```

```
    pRefValue       0;
```

```
}
```

```
// ***** //
```