



**UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ**  
**INSTITUTO DE TECNOLOGIA**  
**PROGRAMA DE PÓS GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA NAVAL**

**YURI VICTOR REMÍGIO GUEDES**

**Análise de Resistência ao Avanço com a Indução de Turbulência  
através de Apêndices na Região de Popa de uma Embarcação**

**Belém – PA**  
**2017**

**YURI VICTOR REMÍGIO GUEDES**

**Análise de Resistência ao Avanço com a Indução de Turbulência  
através de Apêndices na Região de Popa de uma Embarcação**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Naval da Universidade Federal do Pará como requisito final para a obtenção de grau de mestre.

Orientador: Prof<sup>o</sup>. Dr. Hito Braga de Moraes.

**Belém – PA  
2017**

**YURI VICTOR REMÍGIO GUEDES**

**Análise de Resistência ao Avanço com a Indução de Turbulência  
através de Apêndices na Região de Popa de uma Embarcação**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Naval da Universidade Federal do Pará como requisito final para a obtenção de grau de mestre.

Orientador: Prof<sup>o</sup>. Dr. Hito Braga de Moraes.

Data de aprovação: \_\_\_\_/\_\_\_\_/\_\_\_\_

Banca examinadora

---

**Prof<sup>o</sup>. Dr. Hito Braga de Moraes**  
Universidade Federal do Pará – Orientador

---

**Prof<sup>o</sup>. Dr. Mounsi Said**  
Universidade Federal do Pará – Membro

---

**Prof<sup>o</sup>. Dr. José Marcio do Amaral Vasconcellos**  
Universidade Federal do Rio de Janeiro – Membro

---

**Prof<sup>o</sup>. Dr. Marta Cecilia Tapia Reyes**  
Universidade Federal do Rio de Janeiro – Membro

**Belém – PA  
2017**

Guedes, Yuri Victor Remígio.

Análise de Resistência ao Avanço com a Indução de Turbulência através de Apêndices na Região de Popa de uma Embarcação / Yuri Victor Remígio Guedes – Belém, 2017.

72f.

Dissertação (Curso de Pós-graduação em Engenharia Naval) – Universidade Federal do Pará – UFPA

“Hidrodinâmica; Escoamento; Resistência ao Avanço; Coeficiente de Arrasto; Superfície Livre”

UFPA / BC

## **DEDICATÓRIA**

Em primeiro lugar, dedico este trabalho à Deus que me acompanha de perto e me dá mais do que eu preciso e à minha família que me apoia e me dá força para avançar, entendendo os momentos de ausência.

Yuri Victor Remígio Guedes

## **AGRADECIMENTOS**

À minha esposa Vânia Guedes, pelo grande apoio e ajuda, que colaborou para a conclusão deste trabalho.

Ao Professor Dr. Hito Braga, por sua perseverança e capacidade de estímulo que, em sua orientação, foram fundamentais para conclusão desta dissertação e ao Professor Dr. Mounsi Said, que colaborou decisivamente para o aperfeiçoamento técnico com contribuições de estimada valia.

*A Sabedoria se inicia quando aceitamos  
que devemos domar nossa personalidade  
instintiva para nos tornarmos seres sociais.*

## RESUMO

O presente trabalho consiste na análise do escoamento ao redor de um casco parabólico denominado *Wigley* com a inserção de uma cava na região da popa do casco. O conceito proposto surge da analogia ao escoamento em torno de uma bola de golfe, onde o coeficiente de arrasto, para determinadas velocidades, chega a diminuir em 50% quando comparado o comportamento do escoamento de uma bola lisa e uma bola com cavas. Para a análise, utilizou-se a dinâmica de fluidos computacional através do *software ANSYS Fluent* onde solucionou-se as equações de governo do escoamento fluido para o casco sem a cava, para permitir a validação da malha através da comparação com os resultados experimentais existentes e posteriormente solucionou-se o escoamento com a cava para verificar as alterações no escoamento com números de Froude de 0,267 e 0,408. Pode-se observar a alteração na superfície livre na região de popa, com o surgimento de um cavado nas proximidades de onde foi inserido o apêndice. No que se refere a resistência ao avanço, observou-se o aumento do coeficiente de arrasto para o modelo de menor número de Froude e uma redução para o modelo de maior número de Froude, quando comparados ao modelo numérico validado, dando um indicativo do comportamento para baixas e altas velocidades. Também se observou alterações nos campos de pressão na superfície livre, bem como, cisalhamento na parede do casco.

**Palavras-chave:** Hidrodinâmica; Escoamento; Resistência ao Avanço; Coeficiente de Arrasto; Superfície Livre.



## ABSTRACT

The present work consists of the analysis of the flow around a *Wigley* parabolic hull with the insertion of a dimple at hull stern. The proposed concept arises from the analogy to the flow around a golf ball, where the drag coefficient, for certain velocities, decreases by 50% when comparing the behavior of the flow around a smooth ball and a ball with dimples. For the analysis, the computational fluid dynamics was used through the *ANSYS Fluent software*, where the fluid flow governing equations for the hull without dimples were solved, allowing the validation of the mesh through the comparison with the existing experimental results. Then the flow around the hull with dimple was solved to verify the changes in flow with Froude number of 0.267 and 0.408. It is possible to observe a change in the free surface at the stern region, with the appearance of a dug near where the appendix was inserted. With respect to the drag resistance, the drag coefficient for the smaller Froude model increased and a reduction for the larger Froude model was observed when compared to the validated numerical model, giving an indication of the behavior for low and high speeds. There were also changes in pressure fields on the free surface as well as shear on the hull wall.

**Keywords:** Hydrodynamics; Flow; Resistance; Drag Coefficient; Free Surface.

## LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 01: Dimensões e características de popa <i>transom</i> .....	16
Figura 02: Escoamento laminar ao redor de um cilindro circular liso ( $Re = 0,16$ ). .....	19
Figura 03: Configurações de corpos diferentes e os efeitos destas no número de Strouhal ( $St$ ) e do coeficiente de arrasto ( $Cd$ ). .....	21
Figura 04: Escoamento laminar ao redor de um cilindro circular liso ( $Re = 26$ ). .....	22
Figura 05: Escoamento laminar ao redor de um cilindro circular liso ( $Re = 41$ ). .....	22
Figura 06: Modelo esquemático de geração e desprendimento de Vórtices. ....	23
Figura 07: Escoamento laminar ao redor de um cilindro circular liso ( $Re = 140$ ). .....	24
Figura 09: Separação da camada limite em esfera lisa. ....	24
Figura 10: Geometria de um fólio tipo asa. ....	25
Figura 11: Vista de perspectiva e lateral de uma popa <i>transom</i> com flap.....	28
Figura 12: Coeficiente de arrasto em bola de golfe. ....	29
Figura 13: Pontos de separação do escoamento em bola lisa e bola de golfe. ....	29
Figura 14: Decomposição de Reynolds para o campo de velocidade $u(x,t)$ . ....	35
Figura 15: Malha computacional em 2 softwares comerciais. ....	39
Figura 16: Continuidade em uma célula bidimensional discretizada pelo método de volumes finitos. ....	40
Figura 17: Plano de linhas do casco Wigley. ....	44
Figura 18: Modelo Tridimensional do casco <i>Wigley</i> .....	45
Figura 19: Geometria do domínio computacional. ....	46
Figura 20: Blocos para geração da malha no ICEM do casco Wigley padrão. ....	47
Figura 21: Malha computacional. ....	48
Figura 22: Condições de contorno das fronteiras do domínio entrada. ....	50
Figura 23: Condições de contorno das fronteiras do domínio saída.....	51
Figura 24: Curva de Elevação de onda <i>Wigley</i> Adimensional para Froude de 0,408. ....	54
Figura 25: Geometria da cava implementada no casco. ....	55
Figura 26: Geometria da cava 3D.....	56
Figura 27: Blocos para geração da malha no ICEM do casco <i>Wigley</i> com cava. ....	56
Figura 28: Malha computacional do casco com inclusão da cava. ....	57
Figura 29: Elevação de onda do casco para número de Froude de 0,267.....	61
Figura 30: Contorno de pressão na Superfície Livre em escoamento com número de Froude de 0,267. ....	62

Figura 31: Contorno de pressão na Superfície Livre em escoamento com número de Froude de 0,408. ....	<b>62</b>
Figura 32: Campo de cisalhamento sobre a superfície do casco com Froude de 0,267. ....	<b>64</b>
Figura 33: Campo de cisalhamento sobre a superfície do casco com Froude de 0,408. ....	<b>65</b>
Figura 34: Campo de pressão total no casco sem cava para Froude de 0,267. ....	<b>66</b>
Figura 35: Campo de pressão total no casco com cava para Froude de 0,267. ....	<b>66</b>
Figura 36: Campo de pressão total no casco sem cava para Froude de 0,408. ....	<b>67</b>
Figura 37: Campo de pressão total no casco com cava para Froude de 0,408. ....	<b>67</b>

## LISTA DE GRÁFICOS

Gráfico 01: Histograma de Número de Elementos por Aspect Ratio. ....	48
Gráfico 02: Histograma de número de elementos por Qualidade Ortogonal. ....	49
Gráfico 03: Curva de Elevação de onda Adimensional para Froude de 0,267.....	53
Gráfico 04: Curva de Elevação de onda Adimensional para Froude de 0,408.....	54
Gráfico 05: Número de Elementos por Aspect Ratio da malha do casco com cava. ....	57
Gráfico 06: Número de Elementos por Qualidade Ortogonal da malha do casco com cava. ..	58
Gráfico 07: Curva de Elevação de onda Adimensional Casco Com e Sem cava para Froude de 0,267. ....	60
Gráfico 08: Curva de Elevação de onda Adimensional Casco Com e Sem cava para Froude de 0,408. ....	61

## LISTA DE TABELAS

Tabela 01: Coeficiente de arrasto por Froude e modelo.....	63
--	----

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>15</b>
<b>1.1</b>	<b>Objetivos e Disposição do Trabalho</b>	<b>16</b>
1.1.1	OBJETIVO GERAL	16
1.1.2	OBJETIVOS ESPECÍFICOS	17
1.1.3	ESTRUTURA DO TRABALHO	17
<b>2</b>	<b>REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</b>	<b>18</b>
<b>2.1</b>	<b>Escoamento Externo de Corpos Rombudos e a Relação com o Número de Reynolds</b>	<b>18</b>
<b>2.2</b>	<b>Teoria da Camada Limite</b>	<b>19</b>
<b>2.3</b>	<b>Geração e Desprendimento de Vórtices</b>	<b>20</b>
<b>2.4</b>	<b>Escoamento ao Redor de Fólios</b>	<b>25</b>
<b>2.5</b>	<b>Resistência Hidrodinâmica e Sustentação</b>	<b>26</b>
<b>2.6</b>	<b>Escoamento em Popa <i>Transom</i></b>	<b>27</b>
<b>2.7</b>	<b>Escoamento em Torno de Bola de Golfe</b>	<b>28</b>
<b>2.8</b>	<b>Dinâmica de Fluidos Computacional</b>	<b>30</b>
<b>2.9</b>	<b>Equações Governantes</b>	<b>30</b>
2.9.1	EQUAÇÕES DA CONSERVAÇÃO DA MASSA	31
2.9.2	EQUAÇÕES DA CONSERVAÇÃO DA QUANTIDADE DE MOVIMENTO	31
2.9.3	EQUAÇÕES DE NAVIER-STOKES	32
2.9.4	MODELOS DE TURBULÊNCIA	34
2.9.4.1	<i>Equações Médias de Reynolds (RANS)</i>	34
2.9.4.2	<i>Modelo <math>k - \omega</math></i>	37
<b>2.10</b>	<b>Discretização Espacial</b>	<b>38</b>
<b>2.11</b>	<b>Discretização Temporal</b>	<b>41</b>
<b>3</b>	<b>MATERIAIS E MÉTODOS</b>	<b>44</b>
<b>3.1</b>	<b>Geometria</b>	<b>44</b>
<b>3.2</b>	<b>Domínio Computacional</b>	<b>45</b>
<b>3.3</b>	<b>Discretização</b>	<b>46</b>

<b>3.4 Condições de Contorno .....</b>	<b>50</b>
<b>3.5 Configuração de Solução .....</b>	<b>51</b>
<b>3.6 Validação .....</b>	<b>52</b>
<b>3.7 Modificações Aplicadas no Casco .....</b>	<b>55</b>
<b>3.8 Discretização do Modelo Modificado.....</b>	<b>56</b>
<b>4 RESULTADOS E DISCUSSÕES .....</b>	<b>59</b>
<b>4.1 Resultados do Modelo .....</b>	<b>59</b>
4.1.1 ALTURA DE ONDA.....	59
4.1.2 CAMPO DE PRESSÃO DO ESCOAMENTO NA SUPERFÍCIE LIVRE.....	61
4.1.3 COEFICIENTE DE ARRASTO .....	62
4.1.4 CISALHAMENTO DO FLUIDO NA SUPERFÍCIE DO CASCO .....	63
4.1.5 PRESSÃO NA SUPERFÍCIE DO CASCO.....	65
<b>5 CONCLUSÃO E CONSIDERAÇÕES FINAIS.....</b>	<b>68</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....</b>	<b>70</b>

# 1 INTRODUÇÃO

A humanidade busca constantemente superar seus limites nos campos científicos desenvolvendo pesquisas para criação de novas tecnologias, novos processos e melhoria de recursos já existentes com o aumento da eficiência de equipamentos, veículos, estruturas, materiais e todos os elementos que permeiam o campo da ciência. Isto ocorre em todas as áreas inclusive no setor náutico.

Na navegação, os engenheiros trabalham em busca e desenvolver projetos de navios mais eficientes e econômicos, de forma a atingir menor consumo de combustível e emissão de poluentes, conforme menciona Tancredi *et al.* (2014). Um dos ramos da engenharia naval que tem bastante importância no consumo alto de combustível é o cálculo de resistência ao avanço o qual define a “força” que o navio deve exercer para poder se deslocar (SMIDERLE, 2016). Dessa forma, busca-se continuamente modelos de cascos de embarcações com formas geométricas que possam reduzir a resistência ao avanço.

O escoamento ao redor de um casco é um problema complexo e que possui grande relevância no campo do projeto, uma vez que gera impacto desde o modelo construtivo até a operação durante toda a vida útil da embarcação, haja vista que projetos bem elaborados promovem ganho financeiro a partir da redução de consumo para a mesma velocidade ou aumento de velocidade para a mesma potência propulsiva instalada.

Ao deslocar-se, o casco da embarcação desprende energia para o fluido, gerando campos de pressão e velocidade relativa entre o meio e o casco. Segundo Ahmed (2011) o navio experimenta uma força oposta a este movimento e um destes componentes é denominado como resistência de onda gerada, sendo esta uma das parcelas mais importantes da resistência ao avanço.

Considerando a importância da componente de resistência de onda, que é resultado do campo de pressão gerado no meio fluido a partir do deslocamento do casco, buscou-se neste trabalho a proposição de um apêndice que possa ser utilizado na região de popa da embarcação e que possa introduzir uma turbulência no escoamento, minimizando os efeitos de descolamento da camada limite e geração de esteira no fluido.

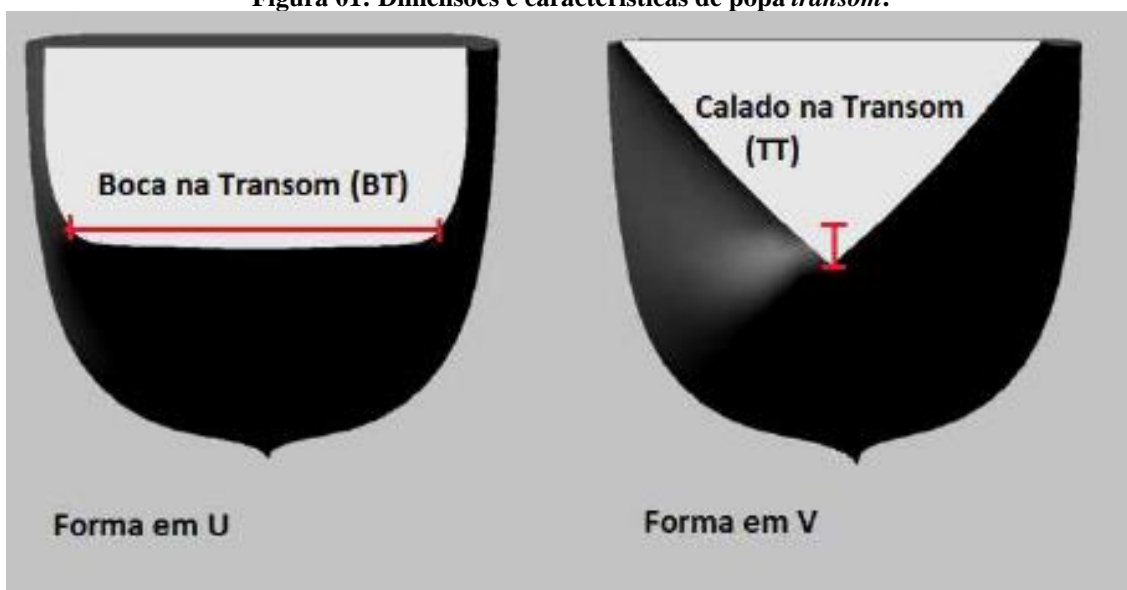
O princípio estudado neste trabalho pode ser observado no escoamento ao redor de bolas de golfe, onde, o autor Chowdhury *et al.* (2016) cita que a bola de golfe em velocidade suficiente pode reduzir o seu arrasto em até 50% com relação a uma esfera lisa de mesmo diâmetro, sendo esta redução devido a indução da transição do escoamento laminar para turbulento ocorrido com a presença das cavas na superfície da bola.



Segundo Aoki *et al.* (2010) o ponto de separação do escoamento em uma bola de golfe sem rotação desloca-se no sentido do escoamento se comparado a uma bola lisa. Assim, o coeficiente de arrasto da bola de golfe permanece menor que o de uma bola lisa.

Um outro exemplo de alterações na região de popa de cascos que visa a redução de resistência é a popa *transom*, onde a introdução de uma descontinuidade no casco gera uma região onde ocorre recirculações que, quando a embarcação navega em maiores velocidades, pode-se gerar uma separação do escoamento. De acordo com Saunders (*apud* MAKI, 2006) existe vantagem na aplicação de popa *transom* para a redução da resistência em velocidades superiores, onde a popa fica emersa e que este fenômeno ocorre quando o número de Froud da popa *transom* está entre a faixa de 4,0 e 5,0. Na equação do número de Froud, a velocidade é a da embarcação e a dimensão característica é o calado da popa *transom* (ver Figura 01).

**Figura 01: Dimensões e características de popa *transom*.**



Fonte: Smiderle (2016).

Observa-se que alterações nas formas do casco são constantemente estudadas objetivando a redução da resistência do escoamento ao redor de cascos.

## 1.1 Objetivos e Disposição do Trabalho

### 1.1.1 OBJETIVO GERAL

O objetivo geral deste trabalho é analisar com o auxílio de ferramenta de simulação numérica o escoamento ao redor do casco de uma embarcação com a inclusão de uma cavidade na região de popa e observar a alteração dos campos de pressão, velocidade, altura de onda e variação dos coeficientes de arrasto em um escoamento conhecido.

### 1.1.2 OBJETIVOS ESPECÍFICOS

Para o desenvolvimento do estudo deve-se criar o modelo tridimensional de um casco parabólico, denominado *Wigley*, com comprimento “L” de 4 metros e aplicar a solução do modelo numérico a partir do *software* comercial *ANSYS Fluent*.

No estudo conduzido, serão realizadas análises na linha d’água do casco nas mesmas condições onde foram extraídos os dados experimentais disponíveis na bibliografia na busca da validação do modelo numérico. A partir do modelo numérico validado, este será aplicado ao casco modificado com a inclusão de uma cava, a qual possui objetivo de induzir turbulência, e verificado a alteração no escoamento.

### 1.1.3 ESTRUTURA DO TRABALHO

Durante o trabalho, no capítulo 2, será apresentada a revisão bibliográfica com a indicação dos principais fenômenos envolvidos no processo de geração de recirculações e escoamento ao redor de corpos rombudos, as equações governantes e as hipóteses simplificadoras do problema.

O capítulo 3 descreve a formação do modelo que será analisado com a definição de condições de contorno, discretização e definição do tamanho do domínio numérico. Também serão encontrados neste capítulo a descrição do processo de validação dos modelos.

O capítulo 4 possui as soluções encontradas a partir da solução do modelo numérico no *software ANSYS Fluent* e a análise dos resultados.

O capítulo 5 traz as conclusões encontradas com o resultado da análise e sugestões de trabalhos de continuação ou complementação do estudo.

## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

### 2.1 Escoamento Externo de Corpos Rombudos e a Relação com o Números de Reynolds

Quando corpos sólidos são imersos em um fluido em movimento, o mesmo introduz interferências no escoamento original. O autor Meneghini (2002) define um corpo rombudo como sendo aquele que, quando imerso em uma corrente fluida, gera a separação do escoamento em 2 (duas) porções, o qual induz a formação de duas camadas cisalhantes livres na região a jusante do corpo.

O comportamento do escoamento ao redor do corpo é resultado da interação de forças viscosas e forças de pressão, e é determinado em função da densidade e viscosidade do fluido onde está imerso, da geometria do corpo e da velocidade do escoamento.

Segundo Fox (2006), através do cálculo do número de Reynolds, pode-se estimar se as forças viscosas são ou não desprezíveis em comparação com as forças de pressão. A equação que estabelece o número de Reynolds (equação 01) é apresentada a seguir:

$$Re = \frac{\rho VL}{\mu} \quad (01)$$

Onde  $\rho$  e  $\mu$  são a massa específica e a viscosidade do fluido, respectivamente, e  $V$  e  $L$  são a velocidade do escoamento e o comprimento típico ou característico do corpo imerso neste.

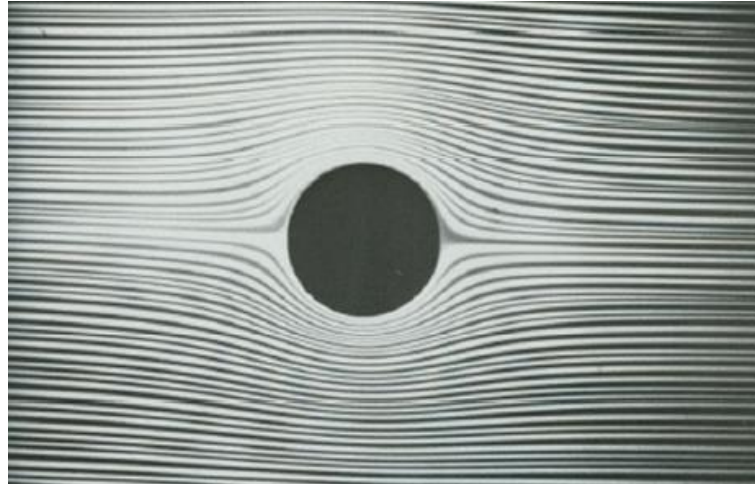
Desta forma, pode-se caracterizar se o arrasto no escoamento é majoritariamente devido ao atrito ou não a partir da análise completa do sistema e não isoladamente considerando a viscosidade do fluido.

Ainda segundo o mesmo autor, com altos valores do número de Reynolds, os efeitos viscosos serão desprezíveis, pelo menos na maior parte do escoamento; em contrapartida se o número de Reynolds for baixo os efeitos viscosos serão dominantes. Isso significa que em baixo número de Reynolds o arrasto é quase inteiramente devido ao atrito do fluido com o corpo.

De acordo com Prandtl (*apud* FOX, 2006) na região próxima ao corpo existirá uma camada delgada onde a velocidade aumenta de zero na superfície do corpo, para a velocidade do escoamento caso o fluido seja invíscido (não-viscoso), mesmo o escoamento tendo altos valores do número de Reynolds. Ou seja, uma vez que se tem atrito dentro de uma camada mais próxima da superfície, camada limite, existirá uma parcela permanente de arrasto viscoso.

Conforme Gabbi (2013) em um escoamento cujo número de Reynolds é muito pequeno, menor que 1, as linhas de corrente são simétricas (Figura 02). A este fenômeno dá-se o nome de escoamento *reptante* onde as linhas de corrente não apresentam a separação, de modo que o campo de pressões é determinado pelas tensões viscosas.

**Figura 02: Escoamento laminar ao redor de um cilindro circular liso ( $Re = 0,16$ ).**



**Fonte: Gabbi (2013).**

Para números maiores de Reynolds acontecem fenômenos que serão explicados mais adiante neste mesmo capítulo.

## **2.2 Teoria da Camada Limite**

Introduzida inicialmente em 1904 por Ludwig Prandtl, o conceito de camada limite representa uma contribuição histórica para a ciência da mecânica dos fluidos uma vez que permitiu que problemas de natureza viscosa pudessem ser solucionados (PRANDTL *apud* FOX, 2006). Foi observado que os escoamentos viscosos devem ser analisados quando se divide o escoamento em duas regiões, uma que fica próxima à fronteira do corpo robusto e outra cobrindo o restante do escoamento. Antes disso, Euler, em 1755, criou equações que permitiam a análise de escoamentos não-viscosos. Já, Navier, em 1827, e Stokes, em 1845, criaram equações completas que descrevem o movimento de um fluido viscoso, porém, haviam muitas dificuldades matemáticas para sua solução que impossibilitava um tratamento teórico profundo de escoamentos viscoso. Dessa maneira, o conceito de camada limite permitiu a solução de problemas de escoamentos viscosos que ainda não eram possíveis com as equações de Navier-Stokes.

Segundo Fox (2006), camada limite refere-se a região próxima à superfície de um sólido imerso em um fluido na qual tensões viscosas estão presentes. O autor acrescenta que é na

delgada região adjacente à fronteira do corpo imerso (camada limite) que o efeito da viscosidade é realmente importante, ou seja, na região fora da camada limite o efeito da viscosidade do fluido se torna desprezível e, a partir desse ponto, o fluido pode ser tratado como não-viscoso. Foi este conceito que introduziu a possibilidade teórica do arrasto e que marcou o princípio da era moderna da mecânica dos fluidos.

Ainda de acordo com o mesmo autor, as forças de inércia e as forças viscosas são extremamente importantes na camada limite. Por isso, o número de Reynolds que representa a razão entre essas forças, é muito significativo na caracterização dos escoamentos de camada limite.

O escoamento na camada limite pode ser laminar ou turbulento. De acordo com Pope (*apud* GABBI, 2013) em estudos realizados em tubos, quando o número de Reynolds está inferior a 2300, o fluxo é considerado laminar e acima de 4000 é considerado turbulento, o intervalo é considerado uma faixa de transição. Mas isso depende, também, do gradiente de pressão, da rugosidade superficial do tubo, da capacidade de transferência de calor, das forças de campo e das perturbações da corrente livre.

Para este estudo, torna-se necessário encontrar um mecanismo que possibilite o retardamento do desprendimento da camada limite no casco da embarcação. Uma possibilidade observada em outros objetos que estão associados ao mesmo fenômeno, que permite este resultado é a geração de vórtices na região onde se inicia o descolamento da camada limite para que esta “retorne” à parede do objeto e se descole mais a ré do corpo.

Mais adiante serão identificados os procedimentos de formação e comportamento de vórtices em escoamentos que serão de extrema importância para este estudo.

### **2.3 Geração e Desprendimento de Vórtices**

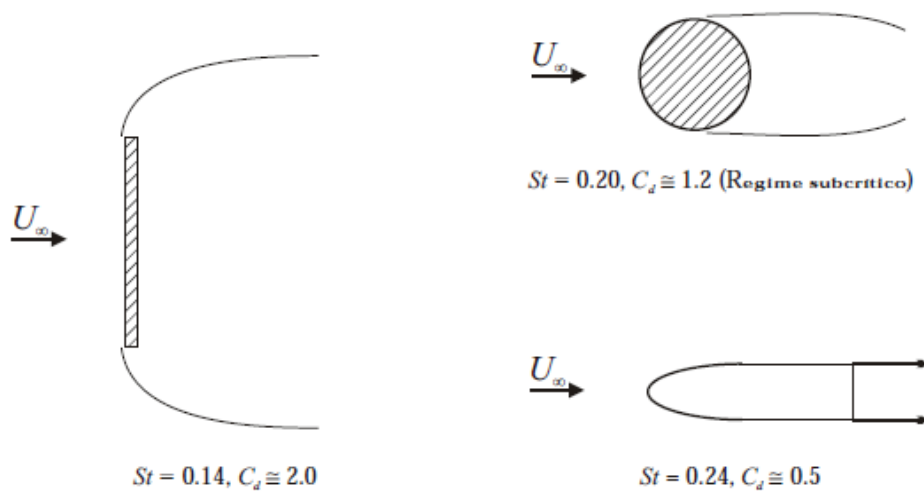
O entendimento do processo de geração de vórtices ganha relevância para permitir a compreensão dos fenômenos físicos e forças associadas ao surgimento de recirculações, permitindo assim, prever seu comportamento e as condições que devem ser garantidas para o surgimento do fenômeno.

A vorticidade representa a tendência de rotação de uma partícula fluida dentro de um escoamento. É uma grandeza vetorial e sua representação matemática é o rotacional do campo de velocidade (SILVA, 2013). Considerando a definição matemática da vorticidade, e esta sendo dependente da velocidade, para satisfazer a condição é necessário que haja gradiente de

velocidade, caso contrário a vorticidade será nula, fenômeno que ocorre nos escoamentos laminares.

Outro fator de influência na formação de vórtices é a geometria do corpo imerso no escoamento, onde a interação das duas camadas cisalhantes geradas pela separação do escoamento é razão essencial para a formação das recirculações. Segundo Meneghini (2002, p. 220) “o efeito da geometria do corpo torna-se importante principalmente devido a possibilidade de ocorrência de ângulos diferentes da linha de corrente separando-se da parede do corpo”. Mudanças bruscas de forma, como cantos vivos e formas que possam gerar gradiente adversos de pressão no escoamento, podem definir o comportamento e módulo dos ângulos de separação, bem como a geometria e interação entre as forças (Figura 03).

**Figura 03: Configurações de corpos diferentes e os efeitos destas no número de Strouhal (St) e do coeficiente de arrasto (Cd).**



**Fonte: Meneghini (2002).**

A tendência à rotação da partícula fluida, vorticidade, e a interação do escoamento com a geometria do corpo gera regiões de escoamento cuja trajetória do fluido é circular, sendo esta a definição de vórtice.

Segundo Meneghini (2002), em geometrias contínuas, onde ocorre a geração de gradiente adverso de pressão que gera a separação das camadas cisalhantes, o ponto de separação é altamente dependente de Reynolds (Re). Em geometrias com cantos vivos, a separação das camadas cisalhantes ocorre em um ponto fixo.

Em casos onde o número de Reynolds está entre 2 e 30 ocorre a separação da camada limite (gradiente de pressão adverso excessivo) e isso provoca assimetria nas linhas de correntes que se formam na parte posterior do corpo. Dessa maneira, é formado um único par de estruturas

vorticosas estacionárias (zonas de recirculação) que aumentam de tamanho conforme o número de Reynolds se eleva (GABBI, 2013). Veja o fenômeno mencionado na Figura 04.

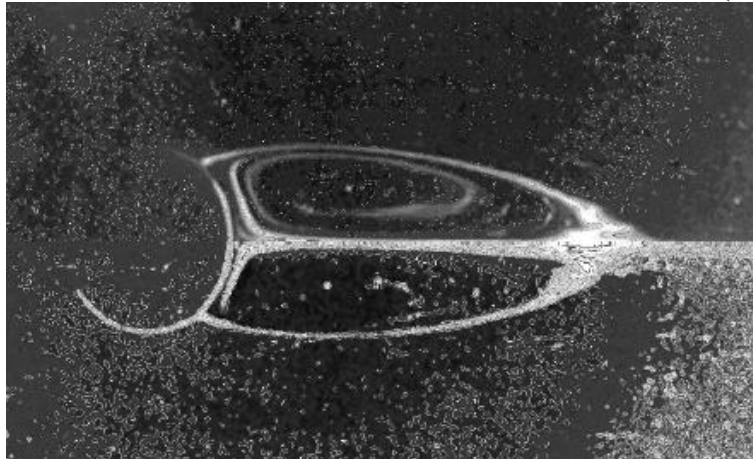
Ainda de acordo com o mesmo autor, quando  $40 \leq Re \leq 70$ , onde ocorrem casos limites para o regime permanente, surgem instabilidades nas camadas cisalhantes que podem ocasionar o princípio de oscilações na esteira (Figura 05). Para números de Reynolds maiores que 70, as duas camadas cisalhantes se enrolam e formam as estruturas vorticosas contrarrotativas da esteira, fenômeno conhecido como desprendimento de vórtices, isto é, formam-se duas bolhas com separação simétrica.

**Figura 04: Escoamento laminar ao redor de um cilindro circular liso ( $Re = 26$ ).**



Fonte: Gabbi (2013).

**Figura 05: Escoamento laminar ao redor de um cilindro circular liso ( $Re = 41$ ).**



Fonte: Gabbi (2013).

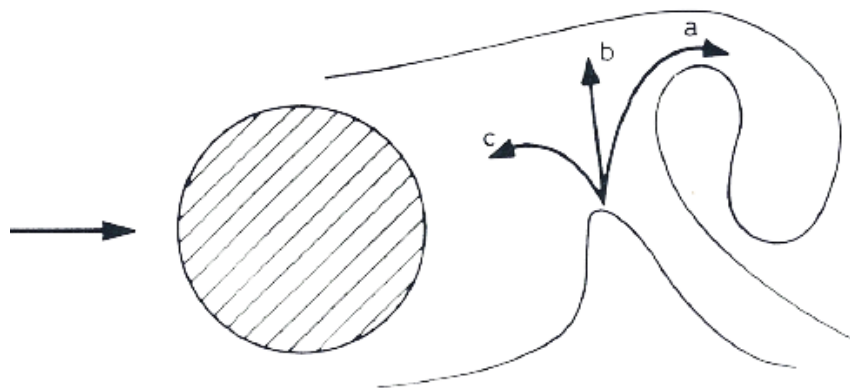
De acordo com Gerrard (1966) um vórtice cresce a partir do ganho de circulação da camada cisalhante ao qual está conectado. Em determinado momento, devido ao aumento de tamanho e sua velocidade de rotação, o vórtice passa a atrair a camada cisalhante oposta que, quando está suficientemente intensa, impede a alimentação do vórtice em crescimento que se

separa da camada cisalhante originária e desloca-se para jusante do corpo formando a esteira. A camada cisalhante oposta, que foi atraída pelo vórtice original, passa então a crescer e o fenômeno de geração e desprendimento de vórtice repete-se.

Na região posterior ao corpo submerso surge a região de esteira onde as duas camadas cisalhantes constituem um sistema instável e possuem vorticidades de sinais opostos. Os vórtices que são gerados no entorno do corpo, aumentam de dimensão e massa, e são convectados pelo escoamento como resultado da interação das camadas cisalhantes.

Na Figura 06 está exposto o mecanismo de desprendimento apresentado de forma esquemática no trabalho de Gerrard (1966).

**Figura 06: Modelo esquemático de geração e desprendimento de Vórtices.**



**Fonte: Gerrard (1966).**

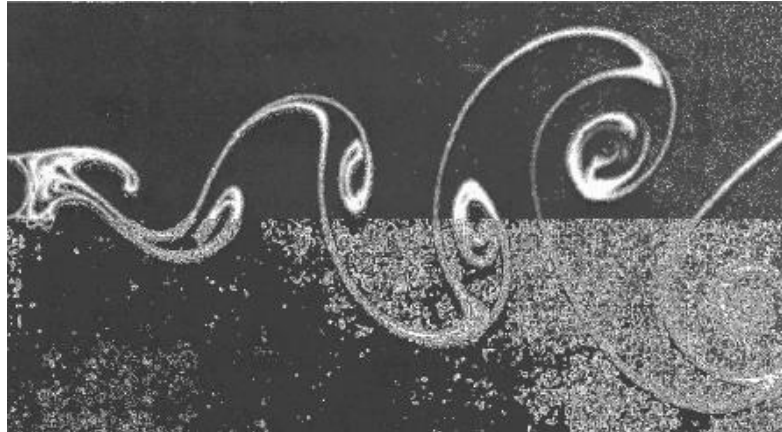
De acordo com o mesmo autor, a parcela de fluido que segue o caminho “a” tende a somar-se e aumentar o tamanho do vórtice em crescimento, contudo, como possui vorticidade inversa a do vórtice que está se formando, esta parcela diminuirá a circulação deste. A parcela do escoamento que segue em direção a camada cisalhante oposta, caminho “b”, tem a função de interromper o abastecimento de circulação do vórtice em formação, que recebe a circulação final e assim desprende-se da camada cisalhante da qual se formou. A parcela que escoar segundo o caminho “c” ganha circulação a partir do desprendimento do vórtice original e inicia a formação de um novo vórtice.

Para números de Reynolds acima de 90, os pontos de separação deixam de ser fixos e passa a ocorrer um desprendimento alternado de pares contrarrotativos de estruturas vorticosas que caracteriza o caráter oscilatório da esteira de von Kármán (Figura 07). Sendo assim, o escoamento torna-se instacionário para  $Re = 140$  e isso faz com que ocorra a separação de vórtices alternados.



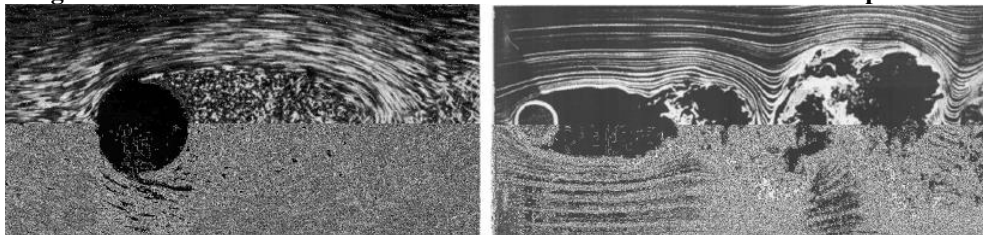
O gradiente adverso de pressão na traseira do corpo influencia bastante no escoamento da camada limite laminar e isso faz com que o escoamento seja separado com pressões uniformes e velocidades relativamente baixas (Figura 08 (a)). A força de arrasto aumenta devido à larga esteira formada e a pressão muito baixa na região de separação laminar. Na Figura 8 (b) observa-se a existência de uma esteira turbulenta pulsante a jusante do corpo submerso, isso ocorre em  $10^4 \leq Re \leq 10^5$ . Pode-se observar na Figura 9 (a) que a camada limite laminar se separa antes do meio da esfera e na Figura 9 (b) a camada limite passa a ser turbulenta e se separa após o meio da esfera. Sendo assim, a separação e a esteira são menores o que acarreta em um arrasto menor (GABBI, 2013).

**Figura 07: Escoamento laminar ao redor de um cilindro circular liso ( $Re = 140$ ).**



Fonte: Gabbi (2013).

**Figura 08: Escoamentos turbulentos ao redor de um cilindro circular liso pulsante.**

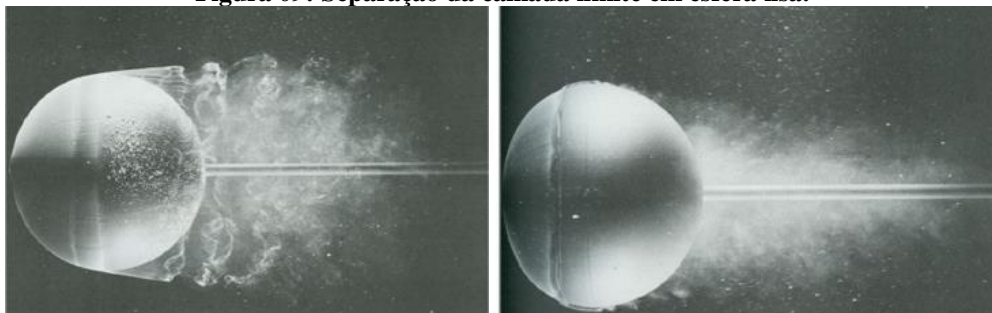


(a)  $Re = 2000$

(b)  $Re = 10000$

Fonte: Gabbi (2013).

**Figura 09: Separação da camada limite em esfera lisa.**



(a)  $Re = 15000$

(b)  $Re = 30000$

Fonte: Gabbi (2013).

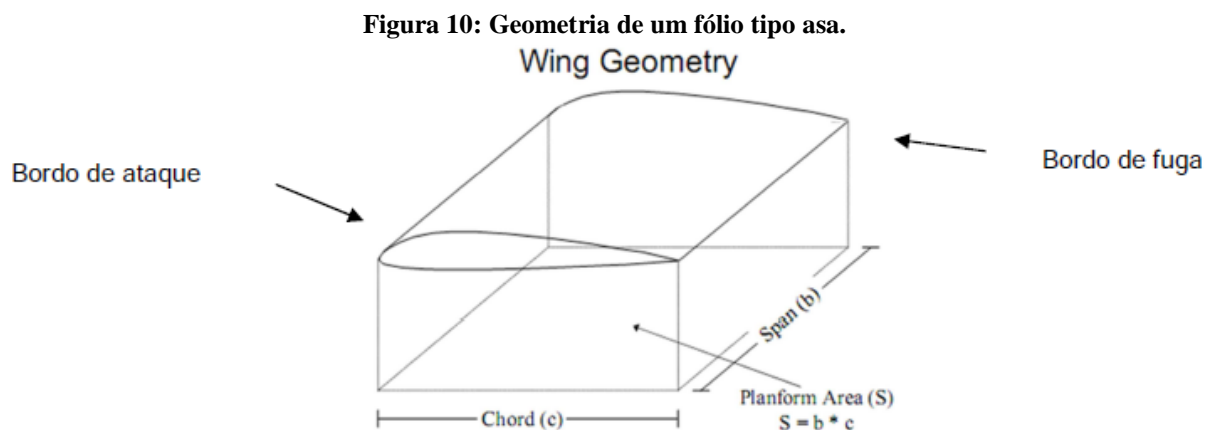
## 2.4 Escoamento ao Redor de Fólios

Na busca de melhorias e postergação da separação da camada limite e conseqüentemente da diminuição da região de esteira de baixa pressão, busca-se o carenamento das formas que estarão imersas em um fluido. Assim, segundo Fox (2006) a carenagem é uma tentativa de minimizar o arrasto de um corpo através da modificação da sua geometria na parte posterior, afunilando ou tornando mais delgada, diminuindo assim o gradiente adverso de pressão e, conseqüentemente, a esteira turbulenta.

Ainda segundo Fox (2006), o gradiente de pressão em torno de um corpo com cilindro estendido, com formato de “lágrima”, é menos severo que o gradiente de pressão em torno de um com seção circular.

Neste sentido, os fólios são geometrias que buscam a minimização do gradiente adverso de pressão, movimentando o descolamento da camada limite para jusante do corpo e diminuindo assim o arrasto devido à pressão.

Para a descrição da geometria, define-se a corda de um fólio como sendo a linha reta que une o bordo de ataque – aquele que inicialmente entra em contato com o escoamento – e o bordo de fuga – região onde o escoamento superior e inferior se encontram (PESTANA, 2010). A envergadura é o comprimento do fólio na direção transversal à corda (*span*, em inglês) Na Figura 10 está representado um fólio com suas dimensões principais.



Fonte: Pestana (2010).

A NACA (*National Advisory Committee for Aeronautics*) conseguiu postergar a transição do regime de escoamento laminar para turbulento para 60 ou 65% do comprimento da corda medidos a partir do nariz (região do extremo à montante) em aerofólio (série NACA60), sendo ainda a maior parte do arrasto da região mais afunilada ocasionado pelo atrito devido estar dentro da camada limite turbulenta (FOX, 2006).

Segundo Abbott e Doenhoff (1959), experimentos foram realizados e levaram a uma geometria na qual mantem o campo de pressão de forma que o escoamento ocorre sem descolamento e com a camada limite turbulenta numa condição de atrito superficial desprezível, minimizando ainda mais o arrasto por pressão da série NACA60.

## 2.5 Resistência Hidrodinâmica e Sustentação

Todo corpo imerso em um fluido em escoamento está sujeito a uma força de arrasto (*drag*, em inglês) que segundo Pestana (2010), trata-se da componente das forças ao redor do corpo que atua na mesma direção e sentido do escoamento, sendo principalmente ocasionados por duas causas, uma de inércia e outra por fricção, onde a primeira deve-se as forças de pressão e a segunda devido a fricção das moléculas dentro da camada limite.

Segundo Fox (2006) o coeficiente de arrasto pode ser descrito na equação 02:

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2}\rho V^2 A} \quad (02)$$

Sendo  $A$ , a área projetada,  $\rho$  a densidade do fluido,  $V$  a velocidade do escoamento e  $F_D$  a força de arrasto.

Nota-se que mesmo a força de arrasto sendo causada pelo somatório do arrasto de pressão e arrasto de atrito, o coeficiente de arrasto,  $C_D$  é função somente de Reynolds.

Esta condição não é aplicável a geometrias com cantos vivos, onde o coeficiente de arrasto não pode ser determinado analiticamente e o escoamento descola em um ponto fixo gerando fluxo reverso na esteira (FOX, 2006).

Uma segunda força que está presente no escoamento em fólhos e que gera bastante interesse nos estudos relacionados e estes corpos é a força de sustentação (em inglês, *lift*), que, segundo Pestana (2010), trata-se de uma componente da força exercida pelo fluido e que possui direção perpendicular ao escoamento.

De acordo com Fox (2006) pode-se associar a força de sustentação ao surgimento da diferença da velocidade do fluido na superfície superior do fólho (extradorso) com relação a região inferior do fólho (intradorso), onde, para contornar o maior comprimento do extradorso, o fluido sofre aumento de velocidade reduzindo assim sua pressão e tornando-se uma superfície de sucção – efeito Bernoulli – e o intradorso torna-se uma superfície de pressão, gerando uma diferença de pressão que “empurra” o fólho de baixo para cima.

O coeficiente de sustentação ( $C_L$ ) é definido de forma análoga ao coeficiente de arrasto pela equação 03:

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2}\rho V^2 A_p} \quad (03)$$

Sendo  $A_p$  a área projetada máxima e  $F_L$  é a força de sustentação.

Segundo Kumagai, Takahashi e Murai (2015) a magnitude da pressão negativa é função das características do escoamento e da disposição da geometria imersa no fluido, sendo influenciado pela velocidade do fluido, pelo tipo de fólio (formato do perfil), pelo ângulo de ataque (ângulo entre a corda e o vetor de velocidade livre do fluido), e pela distância da interface multifase em caso de fólhos imersos em fluidos próximos a uma superfície livre.

Observa-se que, para a definição de uma geometria de fólio que permita uma melhor relação entre sustentação e arrasto, deve-se considerar não o formato do fólio isoladamente, mas também as outras duas aplicações. Ângulos de ataque muito elevados deslocam o ponto de separação para montante do fólio gerando uma queda súbita do coeficiente de sustentação e aumento do coeficiente arrasto (FOX, 2006).

## 2.6 Escoamento em Popa *Transom*

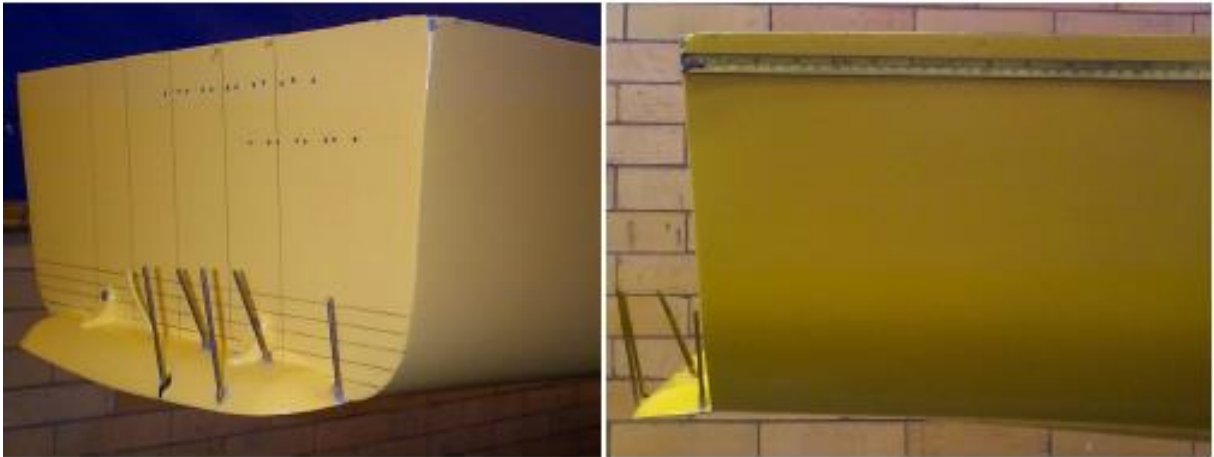
Algumas aplicações práticas relacionadas ao escoamento, descolamento da camada limite e geração de recirculação são vistas em cascos de embarcações na busca pela redução da resistência do casco.

Popa *transom* é um tipo de popa no qual é feito um truncamento das linhas d'água na região da popa, com a formação de uma quina junto ao contorno do casco, gerando uma superfície aproximadamente transversal ao escoamento que define o extremo de popa da embarcação. A representação pode ser vista na Figura 11.

Segundo Maki (2006), navios militares foram construídos com popa *transom* visando redução de peso, facilidades construtivas e possibilidades de redução de resistência na velocidade de operação da embarcação.

De acordo com Oving (*apud* MAKI, 2006), a contribuição para a redução da resistência deve-se a soma de uma força hidrodinâmica, na direção contrária ao escoamento, aplicada na popa *transom*. Contudo são limitados os estudos acerca do fenômeno físico do escoamento na região *transom*.

**Figura 11: Vista de perspectiva e lateral de uma popa *transom* com flap.**



**Fonte: Maki (2006).**

Mesmo havendo estudos no que concerne o escoamento ao redor de diversas geometrias e conhecido o comportamento do escoamento ao redor de fólhos, alguns fenômenos ou singularidades, em placas planas transversais ao escoamento, ainda são de difícil modelagem ou simplesmente identificação. Outros fenômenos ainda nem chegaram a ser identificados pelos pesquisadores, estando imersos em outros acontecimentos sem serem de percepção intuitiva.

## **2.7 Escoamento em Torno de Bola de Golfe**

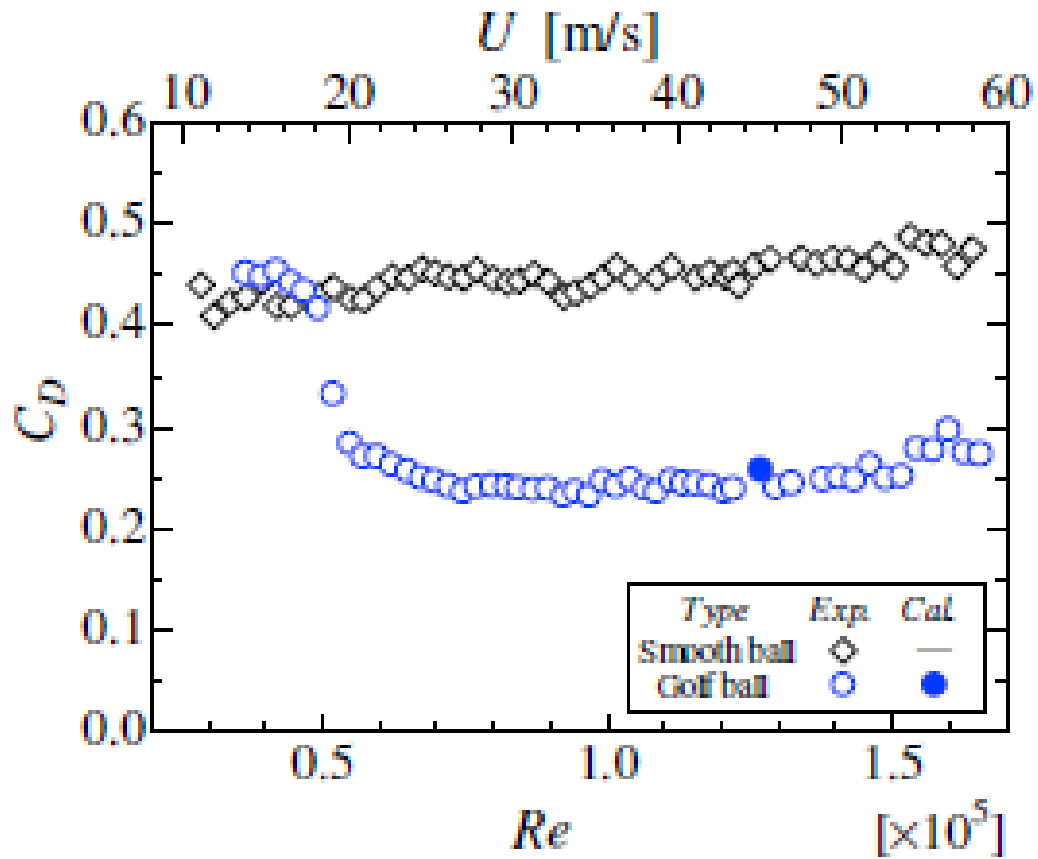
Uma segunda aplicação que envolve o escoamento ao redor de corpos rombudos e tem a indução de turbulência como fenômeno modificador do escoamento para redução da resistência pode ser observado em uma bola de golfe (Figura 12), onde, Chowdhury *et al.* (2016) indica que a redução do arrasto ocorre devido as cavas desencadearem a transição do escoamento laminar para turbulento.

Segundo Aoki *et al.* (2010) as cavas das bolas de golfe mudam o escoamento de subcrítico para crítico com Reynolds de aproximadamente  $0,5 \times 10^5$  onde o coeficiente de arrasto cai de aproximadamente 0,45 para 0,25, assim as cavas atuam de forma a adiantar a transição do escoamento para um valor de Reynolds menor se comparado com a bola lisa.

A mudança do escoamento de regime subcrítico para crítico permite o deslocamento do ponto de separação do escoamento para jusante, o que diminui a região de esteira e a resistência ao deslocamento de acordo com Aoki *et al.* (2010).

Pode-se observar na Figura 13 a modificação do ponto de descolamento da camada limite do escoamento em uma bola lisa (superior) e uma bola de golfe com as cavas (inferior) para várias rotações.

Figura 12: Coeficiente de arrasto em bola de golfe.



Fonte: Aoki et al.(2010).

Figura 13: Pontos de separação do escoamento em bola lisa e bola de golfe.

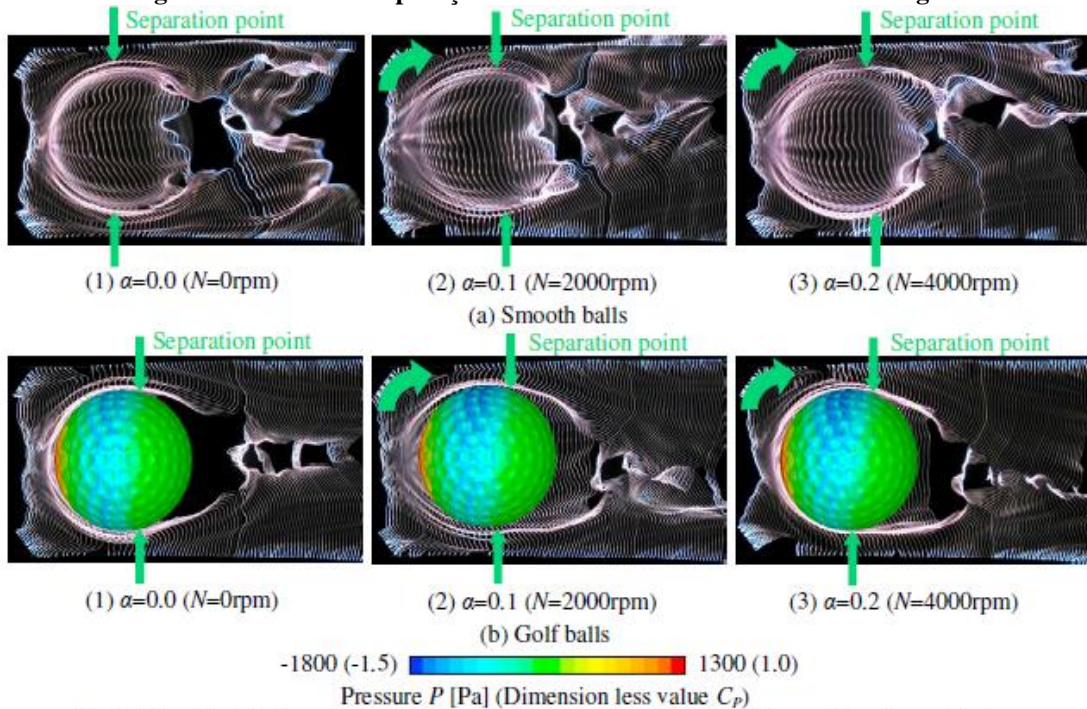


Fig.6. Flow visualizations around the smooth ball and the golf ball by the spark tracing method

Fonte: Aoki et al. (2010).



## **2.8 Dinâmica de Fluidos Computacional**

A dinâmica de fluidos computacional é uma técnica para resolução numérica das equações que governam o escoamento de fluidos, sendo estas derivações de conceitos físicos de conservação de massa, conservação do movimento e conservação da energia.

Modelar um fenômeno físico nada mais é descrever matematicamente este, a partir da observância do fenômeno, de forma a representá-lo com a máxima semelhança, permitindo ainda que se possa observar e prever o fenômeno a partir da solução matemática das equações que o descrevem.

Sabe-se, contudo, que as derivações das equações que descrevem o movimento geram equações diferenciais parciais na qual possuem solução analítica apenas para condições de contorno muito específicas, restando então a necessidade da utilização de métodos numéricos que permitam a solução aproximada através de técnicas de cálculo iterativo.

Com a solução numérica, deve-se considerar os erros e incertezas que estão embutidos no método. Segundo Silva (2013) pode-se encontrar erros de modelagem, quando o modelo matemático desvia da realidade, erros de discretização relacionado as diferenças entre o cálculo dos sistemas algébricos criados pelos métodos numéricos e o sistema contínuo, e erros de iteração, quando existem erros entre resultados após “n” interações e o sistema real.

Estes erros podem ser minimizados a partir da adequada utilização dos modelos matemáticos, melhoria da qualidade da discretização (técnica em que os métodos numéricos analisam um sistema contínuo a partir da subdivisão deste em partes gerando uma malha onde as propriedades fluidas são calculadas – este processo será descrito nos capítulos posteriores), adequada aplicação das condições de contorno e uso de tolerâncias aceitáveis. Conforme indicado pelo autor Silva (2013), saber distinguir a diferença de cada tipo de erro é importante e monitorar as variáveis que minimizam ou aumentam os erros da solução aproximada dependem consideravelmente do bom-senso do analista.

No próximo item serão apresentadas as equações de governo do escoamento com a descrição matemática das equações de Conservação da massa (equação de transporte), equação de Navier-Stokes e equações de Reynolds para solução de escoamentos complexos.

## **2.9 Equações Governantes**

Para a definição das equações governantes, foi tomado como base o trabalho de Tannehill, Anderson e Pletcher (1997).

### 2.9.1 EQUAÇÕES DA CONSERVAÇÃO DA MASSA

A equação da conservação de massa define que, para um volume de controle infinitesimal, pode-se apresentar equações de transporte diferenciais do movimento de uma partícula fluida de modo a satisfazer a hipótese do contínuo apoiado nas leis da conservação.

O primeiro termo da equação 04 define a taxa de fluxo de massa do volume de controle por unidade de volume. O segundo termo representa a taxa de aumento da densidade ( $\rho$ ) no volume de controle.

A equação de conservação da massa, relaciona a densidade característica com a quantidade a ser transportada pelo movimento sendo definida como:

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (04)$$

$$\rho = \sum \alpha_q \rho_q \quad (05)$$

$$\mu = \sum \alpha_q \mu_q \quad (06)$$

$$\alpha_q = \frac{V_q}{V_{cell}} \quad (07)$$

Por se tratar de um escoamento multifásico, os parâmetros de densidade e viscosidade são compartilhados entre as fases e representam valores médios em volume relativo à fração volumétrica de cada fase por volume infinitesimal conforme definido nas equações 05 e 06 acima.

A fração volumétrica  $\alpha_q$  é definida segundo a equação 07 onde  $V_q$  é o volume da fase e  $V_{cell}$  é o volume total da célula.

### 2.9.2 EQUAÇÕES DA CONSERVAÇÃO DA QUANTIDADE DE MOVIMENTO

O sistema de forças na qual um meio fluido está submetido são as forças de campo e forças de superfície, sendo que as forças de superfície consistem das forças normais e tangenciais ao volume de controle (como pressão, cisalhamento, etc.) e a força de campo consiste de forças como a gravidade e centrífugas.

As tensões atuantes no volume de controle correspondem ao tensor de tensão do fluido atuantes de 3 (três) planos ortogonais entre si para determinado ponto.



A conservação da quantidade de movimento expressa a taxa de variação da quantidade de movimento dentro de um volume de controle sendo esta variação resultado das forças externas atuantes no volume.

A equação da quantidade de movimento para uma partícula fluida pode ser definida conforme a equação 08:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ p \delta_{ij} - \mu \left[ \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right] \right\} - \rho g_1 = 0 \quad (08)$$

O primeiro termo representa a taxa de aumento da quantidade de movimento para cada unidade de volume do volume de controle. O segundo termo representa a taxa da quantidade de movimento perdida por convecção através das superfícies do volume de controle, também por unidade de volume, o terceiro termo define as forças de superfície e o quarto termo as forças de corpo. O valor de  $p$  presente no terceiro termo da equação, representa a pressão estática,  $\delta_{ij}$  é o delta de Kronecker e  $g_1$  é a aceleração da gravidade.

### 2.9.3 EQUAÇÕES DE NAVIER-STOKES

Um fluido newtoniano é considerado aquele que na qual existe proporcionalidade direta entre a taxa de deformação e taxa de cisalhamento. A proporcionalidade é dada de acordo com a equação 09:

$$\tau_{xy} = \mu \frac{du}{dx} \quad (09)$$

Considerando as coordenadas no plano cartesiano, o termo  $\tau_{xy}$  representa a tensão  $y$  na direção  $x$  e  $du/dy$  a relação entre a velocidade de deslizamento das camadas de fluido pela localização do ponto fluido no plano, sendo denominado de taxa de cisalhamento. O termo  $\mu$  é a constante de proporcionalidade definida como: viscosidade absoluta ou viscosidade dinâmica.

Para fluidos newtonianos, substituindo-se os termos de tensão das equações de conservação de massa e com a aplicação do conceito de derivada material pode-se obter a equação de Navier-Stokes para o escoamento na sua forma diferencial, indicada abaixo:

$$\rho \frac{Du}{Dt} = \rho g_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu \left( 2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{V} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] \quad (10)$$

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = \rho g_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \mu \left( 2 \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{v} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] \quad (11)$$

$$\rho \frac{Dw}{Dt} = \rho g_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu \left( \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \mu \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu \left( 2 \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{v} \right) \right] \quad (12)$$

Sendo que  $\rho$  é a densidade do fluido,  $p$  é a pressão termodinâmica local,  $\mu$  é a viscosidade dinâmica,  $g$  é a aceleração da gravidade e  $u, v, w$  são as componentes de velocidade.

Com isso, pode-se observar que a aplicação das equações de Navier-Stokes é uma solução particular para problemas de escoamento nas quais o fluido se comporte de forma newtoniana, ou seja, incompressível e que a viscosidade é constante. As equações finais de Navier-Stokes possuem ampla aplicação em problemas de escoamento, uma vez que representam vasta quantidade de fenômenos físicos relacionados ao movimento do fluido.

Considerando o fluido como incompressível e com viscosidade constante, as equações 10, 11 e 12 serão modificadas para a forma indicada abaixo:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) + g_x \quad (13)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) + g_y \quad (14)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + g_z \quad (15)$$

As equações de Navier-Stokes (equações 13, 14 e 15) e a equação da conservação da massa (continuidade – equação 04) formam um conjunto de equações diferenciais parciais não lineares acopladas, onde as tensões  $\tau_{xx}$ ,  $\tau_{xy}$  e  $\tau_{xz}$  são equivalentes às taxas de deformação indicadas abaixo:

$$\tau_{xx} = 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \quad (16)$$

$$\tau_{xy} = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (17)$$

$$\tau_{xz} = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \quad (18)$$

Fenômenos diversos como escoamentos internos e externos de diversos tipos de fluido são modelados com a utilização destas equações.

## 2.9.4 MODELOS DE TURBULÊNCIA

Em escoamentos que atingem velocidades relativamente altas, fato caracterizado pelo elevado número de Reynolds, as forças de inércia tendem a ser relevantes com relação às forças viscosas, tornando o escoamento não regular onde o deslocamento da partícula fluida ganha alguma aleatoriedade.

Apesar do grande esforço de pesquisadores em identificar um modelo matemático que descreva de forma exata o escoamento turbulento, o que se possui disponível são formulações empíricas que caracterizam o escoamento turbulento em condições específicas, tornando a solução satisfatória apenas para um grupo de problemas com condições de contorno bem delimitadas.

Alguns modelos de turbulências são: equações Médias de Reynolds (RANS), Modelo  $k - \varepsilon$ , Modelo  $k - \omega$  e Modelo *Shear Stress Transport* (SST).

### 2.9.4.1 Equações Médias de Reynolds (RANS)

Segundo Gabbi (2013), através da introdução de componentes médios e flutuantes, os modelos de turbulência buscam resolver um conjunto de equações de transporte modificado.

A necessidade da decomposição das variáveis de fluxo surge devido à dificuldade de solução direta por conta das flutuações no campo de velocidade, necessitando de métodos estatísticos e análises experimentais e teóricas para validação dos resultados. Esta dificuldade surge devido ao fato de que, quanto maior for o número de Reynolds, maior será a energia associada ao movimento, necessitando de modelos que representem o escoamento.

Para a solução computacional da dinâmica dos fluidos, utilizando o método de volumes finitos, são solucionadas equações de RANS (Reynolds-Average Navier-Stokes). Essas equações que governam o comportamento do fluido são integradas para cada volume de controle onde, no procedimento da média de Reynolds, uma grandeza média  $\bar{f}$  é definida como:

$$\bar{f} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} f dt \quad (19)$$

Sendo  $\Delta t$  uma escala de tempo cujo tamanho é referente à flutuação turbulenta e tão pequena quanto o passo a qual as equações são resolvidas.

Temos então, que para a decomposição de Reynolds, leva-se em conta que as variáveis que se modificam de forma aleatória serão decompostas em médias temporais ( $\bar{f}$ ) e componentes flutuantes ( $f'$ ), para ambos os regimes, transiente e permanente. Assim, para qualquer variável de fluxo ( $f$ ) temos as seguintes expressões:

$$f = \bar{f} + f' \quad (20)$$

$$f' = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} f' dt = 0 \quad (21)$$

$$\frac{\partial \bar{f}}{\partial x_i} = \frac{\partial f}{\partial x_i} \quad (22)$$

$$\overline{\int f dx} = \int \bar{f} dx \quad (23)$$

Logo, para duas variáveis de fluxo,  $f$  e  $g$  as seguintes expressões são aplicadas:

$$\overline{f + g} = \bar{f} + \bar{g} \quad (24)$$

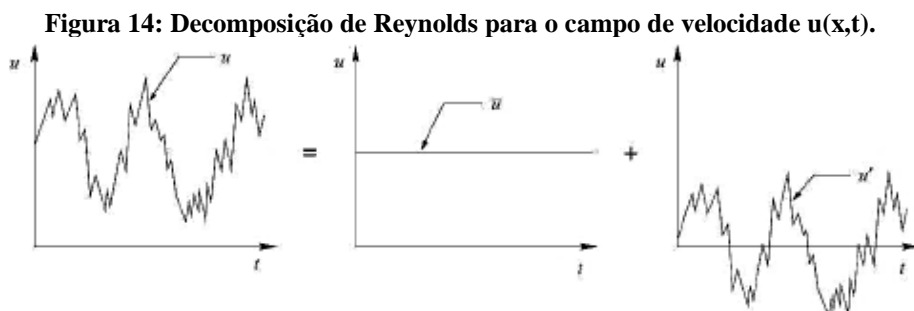
$$\overline{f g} = \bar{f} \bar{g} \quad (25)$$

$$\overline{\bar{f} g'} = 0 \quad (26)$$

$$\overline{f' g'} \neq 0 \quad (27)$$

$$\overline{f g} = \bar{f} \bar{g} + \overline{f' g'} \quad (28)$$

Na Figura 14 está a indicação gráfica da representação de um campo velocidade  $u(x,t)$  de um escoamento turbulento onde este é decomposto em uma componente média e uma flutuante, sendo  $\bar{u}$  a representação a componente média e  $u'$  a componente flutuante.



Fonte: Freire, Ilha e Colaço (2006).

Em termos de fluxo médio, considerando o fluido incompressível e desprezando flutuações de viscosidade dos fluidos, as equações de conservação da massa e da quantidade de movimento podem ser reescritas, em forma de tensor cartesiano, como:

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_j) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (29)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_i \bar{u}_j + \overline{\rho u'_i u'_j}) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \bar{p} \delta_{ij} - \mu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right\} - \rho g_1 = 0 \quad (30)$$

Os termos  $\partial \rho / \partial t$ , mesmo o fluido sendo considerado incompressível, não podem ser retirados da equação da conservação da massa pois a fração volumétrica, como definido em 2.9.1 é variável. O termo de densidade também não pode ser colocado em evidência nas equações 29 e 30.

O termo  $\overline{\rho u'_i u'_j}$  surge na equação modificada da quantidade de movimento, equação 30, e representa a componente do tensor de tensão total, definido como tensão de Reynolds que representa a parcela de produção de turbulência de um escoamento. Com equação reescrita a partir da decomposição das variáveis de fluxo, os efeitos da turbulência estão isolados dos termos de escoamento médio, o que possibilita uma abordagem estatística da descrição do escoamento turbulento e a solução numérica do problema.

Para a solução do problema do escoamento, torna-se necessário definir a tensão de Reynolds, e não havendo equações diferenciais explícitas que modelem a física das variáveis que geram a turbulência, modelos de turbulência buscam representar as tensões de Reynolds em termos de componentes de velocidade média no tempo.

A hipótese de Boussinesq, caracteriza-se por um modelo algébrico para a definição da viscosidade efetiva de um escoamento turbulento, sendo a viscosidade efetiva definida como a ação da viscosidade laminar e viscosidade turbulenta. Abaixo é indicada a equação de Boussinesq na forma compacta:

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \left( \mu_t \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} + \rho k \right) \quad (31)$$

O termo  $k$  representa a energia cinética turbulenta e  $\mu_t$  é a viscosidade turbulenta.

Para a definição dos termos de energia cinética turbulenta e viscosidade turbulenta, são necessárias equações de forma a possibilitar a obtenção da tensão de Reynolds e solução das equações médias do escoamento.

Para a definição destes parâmetros lança-se mão dos modelos de turbulência aos quais são definidos por um conjunto de equações diferenciais baseados em hipóteses de processos turbulentos e requerem entradas empíricas na forma de constantes ou funções.

Dentre os modelos de turbulência, neste trabalho, foi aplicado o modelo  $k - \omega$  uma vez que este resolve de forma precisa o escoamento turbulento nas proximidades da parede, conforme utilizado por Pranzitelli, Nicola e Miranda (2011).

#### 2.9.4.2 Modelo $k - \omega$

O modelo  $k - \omega$  é um modelo que preconiza a utilização de duas equações. Não utiliza funções complexas não lineares de amortecimento, relacionando a viscosidade de turbulência com a energia cinética turbulenta e a taxa de dissipação da energia por unidade de volume e tempo ( $\omega$ ) através da equação:

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (32)$$

Este modelo possui grande sensibilidade ao escoamento de corrente livre, fora da camada limite, não respondendo de forma satisfatória. Assim, torna-se impossível sua utilização como modelo padrão para a solução de problemas de fluxo envolvendo turbulência.

Considerando esta desvantagem, modelos que consideram o transporte das tensões cisalhantes foram criadas, como o *Shear Stress Transport (SST)*, onde o *software ANSYS* aplica uma função “mistura” de forma a conciliar as vantagens do modelo  $k - \omega$  para a solução das regiões próximas à parede e o modelo SST para as regiões de escoamento livre.

A viscosidade turbulenta pode ser calculada pela equação 32 com a aplicação de um limitador da viscosidade turbulenta,  $\aleph$ , definido abaixo:

$$\aleph = \frac{1}{\max\left(\frac{1}{\alpha^*}, \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \left( \frac{1}{0,31\omega} \right) \tanh \left[ \max^2 \left( \frac{2\sqrt{k}}{0,09\omega\Delta s}, \frac{500\mu}{\rho\Delta s^2\omega} \right) \right] \right)} \quad (33)$$

Onde  $\alpha^*$  é um fator de correção para baixos números de Reynolds, amortecendo a viscosidade turbulenta,  $\Delta s$  é a distância até a próxima superfície (parede) e  $\frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$  é a magnitude da taxa de deformação. Abaixo, verifica-se a formulação para o cálculo do fator de amortecimento  $\alpha^*$ :

$$\alpha^* = \frac{0,024 + \frac{Re_t}{6}}{1 + \frac{Re_t}{6}} \quad (34)$$

Sendo  $Re_t$  o número de Reynolds turbulento e definido como sendo:

$$Re_t = \frac{\rho k}{\mu \omega} \quad (35)$$

Desta forma a equação 31 aplicada fica:

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \alpha^* \quad (36)$$

Com isto, pode-se definir a viscosidade turbulenta para aplicação na equação da hipótese de Boussinesq, faltando apenas a definição da energia cinética turbulenta  $k$ . Para isso, são necessárias mais duas equações diferenciais de modo a tornar possível a obtenção de  $k$  e  $\omega$ . Estas são definidas como:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k \bar{u}_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k + S_k \quad (37)$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \omega \bar{u}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + S_\omega + D_\omega \quad (38)$$

Onde  $G_k$  refere-se à geração de energia cinética turbulenta devido a gradientes de velocidade médios,  $G_\omega$  representa a geração de taxa de dissipação específica,  $\omega$ ,  $\Gamma_k$  e  $\Gamma_\omega$  representam a difusividade efetiva de  $k$  e  $\omega$ ,  $Y_k$  e  $Y_\omega$  representam a dissipação de  $k$  e  $\omega$  devido a turbulência,  $D_\omega$  representa o termo de difusão cruzada e,  $S_k$  e  $S_\omega$  são termos de fonte que podem ser definidos pelo usuário.

## 2.10 Discretização Espacial

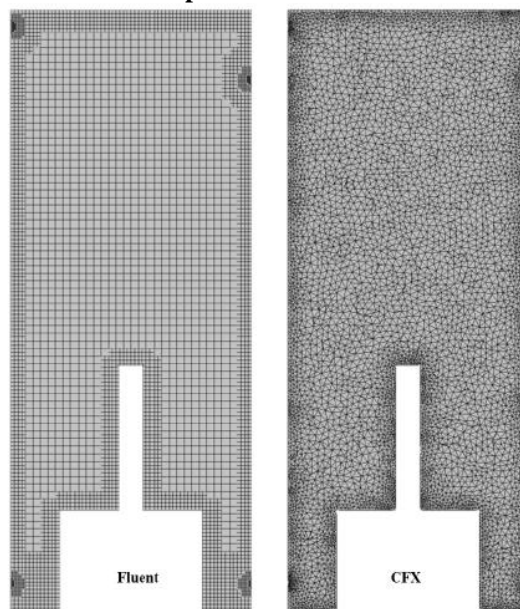
Diversos fenômenos naturais são representados por equações de difícil solução analítica, como é o caso do fenômeno de escoamento ao redor do casco. Este problema usualmente é definido pelas equações de Navier-Stokes as quais pela dificuldade da solução exata, utiliza-se métodos numéricos para o cálculo de um escoamento. Segundo Lourenço, Padilha e Lima (2015) grande parte dos códigos CFD (em inglês *Computational Fluid Dynamics*) são baseados

na solução das equações de Navier-Stokes. Dado um domínio contínuo e as condições de contorno pertinentes efetua-se a discretização do problema de modo que as variáveis dependentes fiquem localizadas em pontos discretos ou fixadas em regiões do espaço.

Com o espaço discretizado e dividido em pontos, tem-se o domínio resultante onde o problema físico é solucionado de forma algébrica nos volumes ou nós que o compõe, sendo os principais métodos empregados na discretização de diferenças finitas (FDM), de elementos finitos (FEM) e o de volumes finitos (FVM), conforme descrito por Lourenço, Padilha e Lima (2015).

O método de volume finitos é um dos mais utilizados para a solução das equações de conservação em sua forma integral, transformando-os em equações algébricas que são conservadas elemento à elemento, onde cada elemento é um volume de controle. O conjunto dos elementos discretos formam a malha computacional (Figura 15).

**Figura 15: Malha computacional em 2 softwares comerciais.**



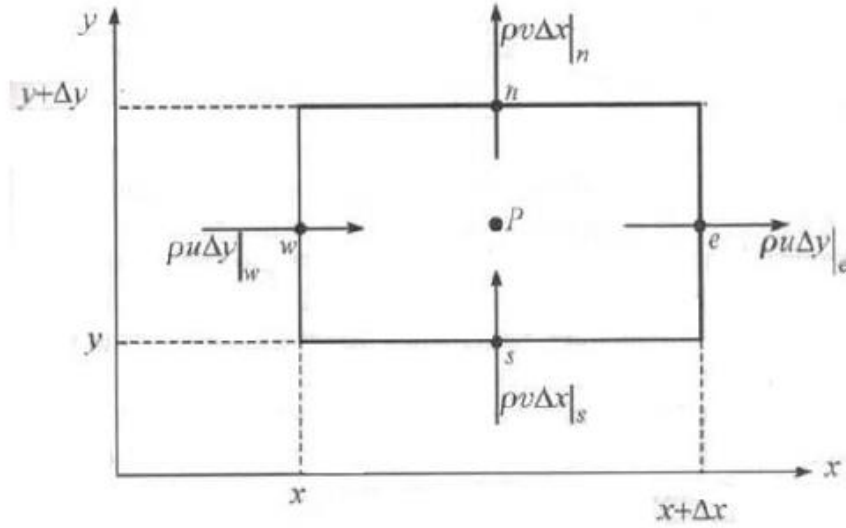
**Fonte: Palmieri (2013).**

Segundo Maliska (*apud* SILVA, 2013, pág. 43) “a tarefa de um método numérico é resolver uma ou mais equações diferenciais, substituindo as derivadas existentes por expressões algébricas que envolvem a função incógnita”.

Para a discretização espacial de um domínio de aplicação de um escoamento, de acordo com Silva (2013), em um volume finito bidimensional pode-se escrever para um ponto P a equação da conservação da massa, ou equação da continuidade, como o resultado do balanço entre as faces da célula. Na Figura 16 observa-se um exemplo de um balço feito em coordenadas cartesianas para as velocidades  $u$  e  $v$ .



Figura 16: Continuidade em uma célula bidimensional discretizada pelo método de volumes finitos.



Fonte: Silva (2013).

Para as velocidades  $u$  e  $v$ , tem-se, segundo Maliska (*apud* SILVA, 2013) que:

$$\rho u \Delta y|_e - \rho u \Delta y|_w + \rho v \Delta x|_s - \rho v \Delta x|_n = 0 \quad (39)$$

Dividindo a equação por  $\Delta x \Delta y$  chega-se a:

$$\frac{\rho u|_e - \rho u|_w}{\Delta x} + \frac{\rho v|_s - \rho v|_n}{\Delta y} = 0 \quad (40)$$

Que nada mais é que a equação da conservação expandida sem o termo transiente e escrita em função de comprimentos mensuráveis definidos pela malha  $\Delta x \Delta y$ , que, quanto menores forem os valores de comprimento, mais próximo estará do contínuo até um valor infinitesimal  $\delta x \delta y$ .

Segundo J. Silva (2013), o *ANSYS Fluent* é um código comercial que utiliza o método de volumes finitos para a discretização do domínio e solução dos problemas envolvendo escoamento de fluidos.

Cada elemento corresponde a um nó situado em seu centro onde a equação 41 é aplicada para discretização das equações de governo. A partir da discretização, a equação geral de transporte escalar pode ser convertida em uma equação algébrica que será resolvida numericamente, sendo que esta equação representa a conservação transiente para o transporte da quantidade escalar  $\Phi$ .

$$\int_V \frac{\partial \rho \Phi}{\Delta t} dV + \oint \rho \Phi \vec{v} d\vec{A} = \oint \Gamma_\Phi \Delta_\Phi d\vec{A} + \int_V S_\Phi dV \quad (41)$$

Onde,  $\rho$  é a massa específica,  $\vec{v}$  é o vetor velocidade ( $u\hat{i} + v\hat{j}$  em 2D).  $\vec{A}$  é o vetor área de superfície.  $\Gamma_\phi$  é o coeficiente de difusão para  $\Phi$ .  $\Delta_\phi$  é o gradiente de  $\Phi$ . E  $S_\phi$  é o termo fonte de por unidade de volume.

Ainda segundo a mesma autora para gerar equações discretas para a solução dos problemas de dinâmica dos fluidos, o método de volumes finitos é aplicado para todas as equações de governo.

## 2.11 Discretização Temporal

Como o efeito do desprendimento de vórtices é um fenômeno que ocorre de forma continuada e é um fenômeno essencialmente transiente uma vez que a vorticidade é alterada com o tempo, a solução do problema é também dependente deste. Para que se possa solucionar esse problema é necessária a utilização de algoritmos que efetuem a solução das equações de governo do escoamento em pequenos intervalos de tempo que se sucedem indefinidamente até a solução da análise.

Segundo Silva (2013), a discretização temporal representa a solução de um problema de valor inicial, representado por um conjunto de equações diferenciais parciais que representam um fenômeno físico cuja uma das variáveis é o tempo.

Para a inclusão no termo temporal nas equações de governos, conforme Yates (2011) existem 3 (três) métodos mais utilizados para este fim que são o método explícito, o implícito e o método de Crank-Nicolson. Deve-se definir o intervalo de tempo, passo (*time-step*), tão pequeno quanto o problema possa garantir a estabilidade do método e de forma que os intervalos devam ser tal que permitam reconstituir a física do problema.

O método explícito considera o valor conhecido das variáveis calculadas no passo anterior, fazendo com que seja um método de solução mais simples uma vez que não dependem de uma solução de sistema linear. A forma explícita da equação de governo discretizada para o transporte transiente de um escalar pode ser escrita conforme abaixo:

$$\left( A_p + \frac{\rho \Delta x p \Delta y p}{\Delta t} \right) \phi_p = \sum_{i=N,S,E,W} (A_i \phi_i^0) + \left( S_\phi^0 + \phi_p^0 \frac{\rho \Delta x p \Delta y p}{\Delta t} \right) \quad (42)$$

Onde,  $\phi$  representa o valor do centro do elemento e  $\phi_p$  representa o valor do centro do elemento em um novo tempo.  $\phi_p^0$  representa o valor do centro do elemento em um tempo anterior,  $t$  é o tempo,  $A$  é a área do elemento para um problema bidimensional e N, S, E, W são as direções dos lados do elemento.

Sendo a principal vantagem do método explícito a simplicidade, uma vez que ele considera a adição de um termo constante a equação e valores conhecidos do passo anterior.

Segundo Silva (2013), a principal desvantagem do método reside no fato dele ser preciso apenas para a primeira ordem no tempo, assim, o método fica instável em determinadas situações.

Para atingir melhores resultados de aproximação com a utilização de métodos de discretização explícitos, o intervalo de tempo deve ser muito pequeno, algumas vezes não compensando o tempo de demora no avanço de tempo, conforme descrito por Silva (2013).

No método implícito, na qual a derivada espacial é analisada no tempo,  $(t + \Delta t)$ , a forma implícita da equação de governo discretizada para o transporte transiente de um escalar pode ser escrita conforme abaixo:

$$\left( A_p + \frac{\rho \Delta x p \Delta y p}{\Delta t} \right) \phi_P = \sum_{i=N,S,E,W} (A_i \phi_i) + (S_\phi + \phi_P^0 \frac{\rho \Delta x p \Delta y p}{\Delta t}) \quad (43)$$

De acordo com Yates (2011), diferentemente do método explícito, o método implícito é mais estável independentemente do valor do intervalo de tempo (*time step*).

Com a inclusão do lado direito da equação de um valor do novo passo, para a solução da equação torna-se necessário resolver um sistema de equações algébrico para cada passo. O método implícito pode ser mais eficiente quando aplicado para a solução de análises cujo escoamento tende a ter grande turbulência ou quando ele tende a ser estacionário.

Segundo Silva (2013), para problemas de difícil representação como no caso de escoamentos com gradientes elevados de vorticidade e velocidade, e turbulência torna-se necessária a utilização de uma integração temporal mais eficiente para evitar divergências.

Ainda de acordo com Silva (2013), para a correta solução das equações de Navier-Stokes em regimes permanentes e transientes, deve-se observar o acoplamento pressão-velocidade uma vez que os fenômenos de pressão e velocidade são fisicamente acoplados.

Conforme descrito por J. Silva (2013), o acoplamento pressão-velocidade trata-se de uma correção da velocidade e pressão para forçar a conservação de massa e assim permitir a obtenção dos campos de pressão.

Para a solução da questão do acoplamento pressão velocidade, existem duas formas possíveis de tratamento, sendo elas a solução acoplada e segregada onde na solução acoplada é usada quando é necessária a utilização da equação de estado para fechamento do balanço de energia, assim, utiliza-se apenas uma matriz que contém as equações da quantidade de

movimento, energia e de continuidade embutidas. Esse método elimina o problema do acoplamento restando apenas o problema da não linearidade que é tratado a partir da solução iterativa até atingir a convergência.

Quando não se tem a necessidade do fechamento do balanço de energia no sistema, por exemplo em escoamentos incompressíveis e isotérmicos, pode-se relacionar a pressão com a velocidade de maneira mais eficiente com a utilização da solução segregada, segundo Silva (2013).

A solução segregada busca determinar um campo de pressão de tal forma que, ao inserir as equações do movimento, obtenha-se um campo de velocidade que satisfaça a equação da massa.

Para a solução de problemas de cálculos transientes baseados na pressão no *software* comercial *ANSYS Fluent*, deve-se utilizar o método de pressão implícita com fracionamento de operadores (*Pressure-Implicit with Splitting of Operators* – PISO).

Este método conhecido como “*Fractional Step*” utiliza-se de uma técnica matemática denominada de “*operator-splitting*” a qual desacopla as equações de conservação de massa e quantidade de movimento (SILVA, 2013).

O funcionamento da técnica ocorre conforme os seguintes passos: obtém-se um campo de velocidade com divergência zero no tempo “n” e registra-se os campos de velocidade intermediárias, denominado  $u^*$ , não se utilizando a pressão para garantir a continuidade. Em um segundo momento resolve-se a equação de Poisson para a correção da pressão e corrige-se a velocidade a partir da correção encontrada com a solução da equação de Poisson, neste momento forçando-se a continuidade. Posteriormente calcula-se os campos de velocidade e pressão para o passo  $n+1$ .

De acordo com Silva (2013), o erro associado a este método possui proporcionalidade com o quadrado do intervalo de tempo utilizado no cálculo.

No capítulo seguinte serão aplicados os conhecimentos presentes na bibliografia existente para a descrição composição da metodologia na qual a análise se apoiará para a obtenção do resultado.

### 3 MATERIAIS E MÉTODOS

Observa-se que o princípio analisado neste trabalho tem como fundamento a aplicação de uma geometria de cavidade com o intuito de geração de vórtices que permitam a modificação do perfil de escoamento na região de saída da geometria, e será analisado com a utilização do método de volumes finitos.

Neste capítulo, serão aplicados princípios descritos no capítulo 2 para a definição de geometria do indutor de turbulência, velocidade de análise, definição do domínio e discretização.

#### 3.1 Geometria

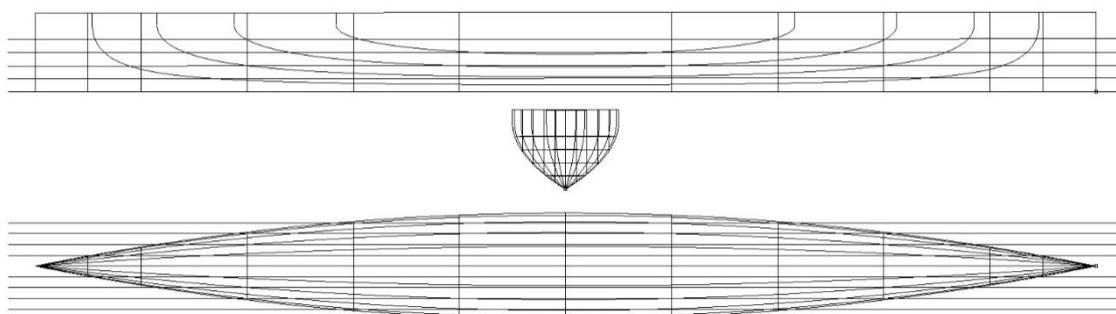
Para a análise do escoamento utilizando o método de volumes finitos, buscou-se inicialmente a definição de uma geometria na qual existam dados experimentais que possam validar o modelo numérico desenvolvido de forma que possamos implementar a aplicação do indutor de turbulência na geometria do casco e observar as alterações geradas no escoamento.

Escolheu-se para este fim a um casco parabólico denominado *Wigley* na qual os pontos da superfície do casco são definidas, conforme Adjali *et al.* (2015), segundo a seguinte equação:

$$Y = 0.5B \left( 1 - 4 \frac{X^2}{L^2} \right) \left( 1 - \frac{Z^2}{T^2} \right) \quad (44)$$

Onde  $Y$  é a cota transversal com relação a linha de centro da embarcação,  $B$  é a boca máxima de embarcação,  $X$  representa a posição longitudinal onde o ponto está sendo calculado,  $L$  é o comprimento total da embarcação,  $Z$  é a cota vertical com relação a linha de base do casco, e  $T$  é o calado.

**Figura 17: Plano de linhas do casco Wigley.**



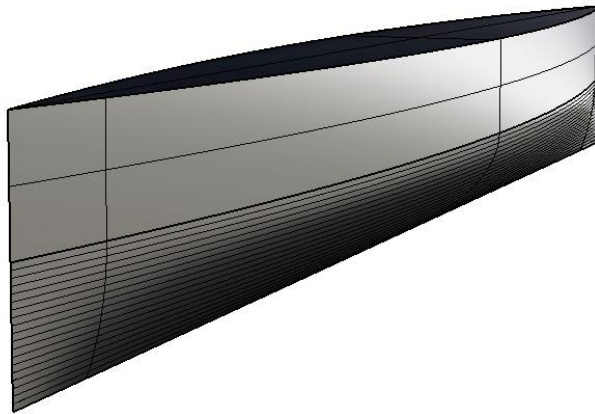
**Fonte: Própria Autoria.**

Os valores considerados para este estudo são de um casco com L, B e T respectivamente de 4m, 0,4m e 0,25m.

Na figura 17 podemos observar o plano de linhas gerado para o casco *Wigley*. A partir do plano de linhas, desenvolveu-se o modelo tridimensional no *Software* de design *Rhinoceros*.

A figura 18, demonstra em 3 dimensões a geometria do casco *Wigley*.

**Figura 18: Modelo Tridimensional do casco *Wigley*.**



**Fonte: Própria Autoria.**

### **3.2 Domínio Computacional**

Os escoamentos externos, usualmente admitem que as fronteiras estão localizadas com distâncias que tendem ao infinito. Esta consideração permite que se anule as interferências das fronteiras.

Para a representação de um modelo de escoamento externo em um domínio computacional deve-se ter ciência que domínios pequenos podem gerar a interferência das fronteiras nos resultados, ocasionando assim resultados não confiáveis.

Domínios muito grandes geram maior demanda computacional o que leva ao aumento do tempo de processamento.

Segundo Araujo (2014), A escolha das dimensões não deve ser realizada de forma arbitrária, pois as fronteiras de domínio computacional impostas no modelo influem em toda a solução do escoamento.

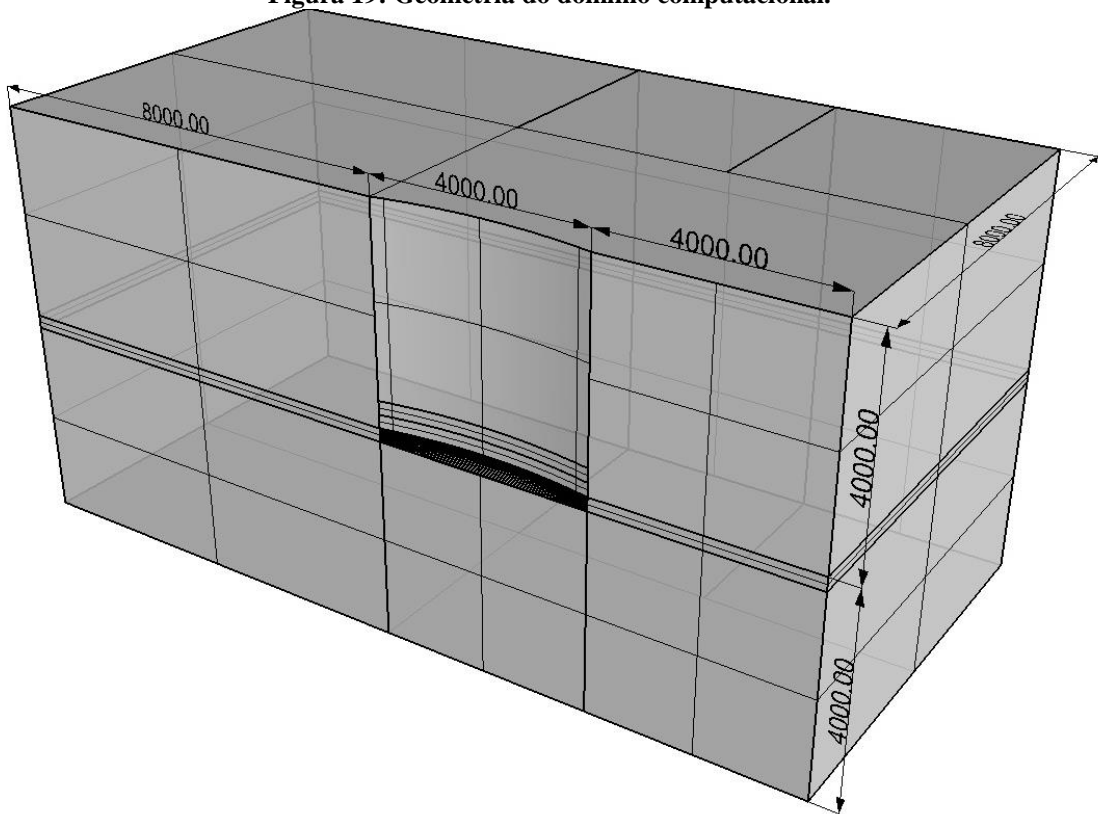
Para a definição do tamanho do domínio computacional utilizou-se a mesma metodologia de Pranzitelli, Nicola e Miranda (2011), para que se possa evitar problemas com a reflexão das ondas nas fronteiras do domínio, as dimensões utilizadas para a definição da região de análise são, considerando o comprimento do casco como sendo L, uma vez L a partir da linha d'água

para o fundo e do bico de proa para a fronteira de entrada, duas vezes L da popa para a fronteira de saída e da linha de centro para a fronteira lateral. Para evitar problemas de bloqueio e tornar possível a correta definição da elevação de ondas, utilizou-se uma vez L acima da linha d'água.

Para redução do esforço computacional na solução das equações de governo, modelou-se apenas metade do casco, uma vez que são simétricos, e definiu-se na parede que divide o casco de forma diametral uma condição de simetria.

Na figura 19 pode-se observar a geometria que define o domínio computacional de metade do escoamento.

**Figura 19: Geometria do domínio computacional.**



**Fonte: Própria Autoria.**

### **3.3 Discretização**

O processo de discretização refere-se a fase da análise relacionada a subdivisão do domínio fluido em partes de modo que as equações de governo possam ser resolvidas para a definição das características do escoamento célula a célula. Para obtenção de resultados precisos e boa convergência, um dos fatores relevantes é a qualidade da malha computacional desenvolvida, conforme indicado por Perez, Tan e Wilson (N/D).

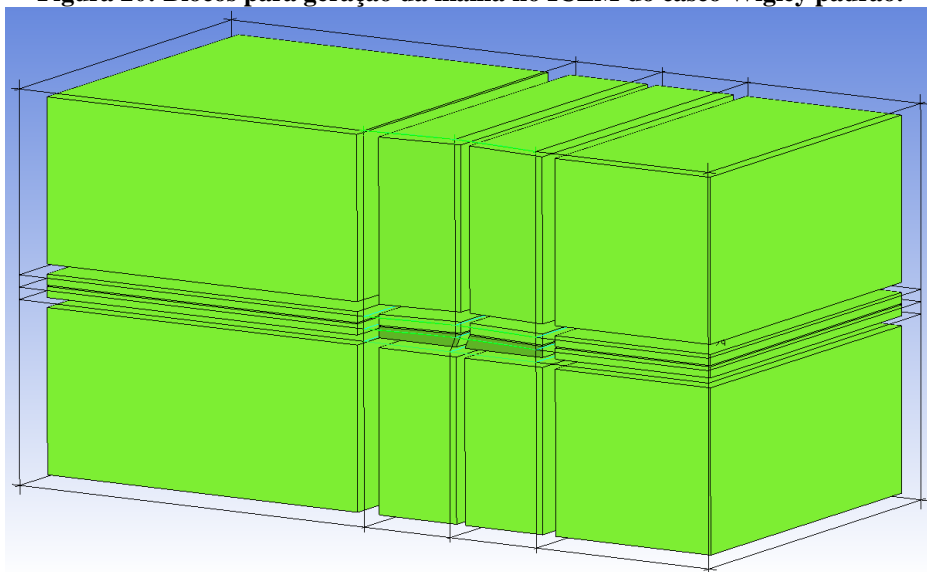
Segundo Pranzitelli, Nicola e Miranda (2011), malhas tetraédricas não são satisfatórias para a captura da superfície livre em escoamento ao redor de cascos uma vez que as células devem ser planas o suficiente para poder capturar as pequenas elevações de onda.

Para a discretização do domínio, foi utilizado o *software ANSYS ICEM CFD* para a geração de malha completamente hexaédrica e como referência para os critérios de qualidade, utilizado os valores mínimos de 0,4 de determinante  $3 \times 3 \times 3$  e valores superiores para *aspect ratio* de até 500, conforme indicado por Perez, Tan e Wilson (N/D).

O determinante  $3 \times 3 \times 3$  representa a relação do menor determinante da matriz jacobiana nos cantos e pontos médios das arestas dos volumes finitos dividido pelo maior determinante da matriz jacobiana desta mesma célula, assim, valores de determinante de 1 representam elementos perfeitamente regulares e próximos de 0 representam elementos degenerados. *Aspect ratio* (razão de aspecto) é razão entre a maior distância entre o centro da célula e o centro da face e a menor distância entre nós da mesma célula, representando a distorção desta célula.

Para melhor captura da região da superfície livre foi efetuado um refinamento da região de modo a atingir uma densidade maior de elementos. Na figura 20 pode-se observar o processo de geração da malha onde, subdivide-se um bloco em blocos menores e efetua-se a associação das arestas dos blocos aos contornos da geometria de modo a posteriormente poder indicar o número de nós e função para subdivisão das arestas.

**Figura 20: Blocos para geração da malha no ICEM do casco Wigley padrão.**

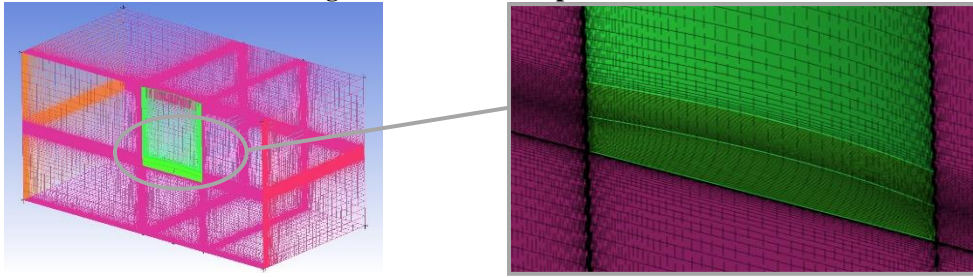


**Fonte: Própria Autoria.**

Ao final o domínio com a malha computacional gerada pode ser visto conforme a Figura 21.



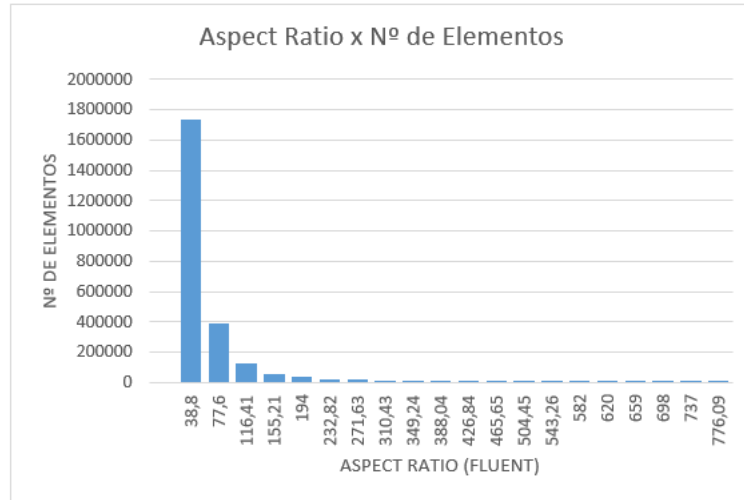
**Figura 21: Malha computacional.**



**Fonte: Própria Autoria.**

A malha obteve um total de 2.426.044 elementos nas quais possuem a *Aspect Ratio* distribuído conforme histograma indicado no Gráfico 01 abaixo:

**Gráfico 01: Histograma de Número de Elementos por Aspect Ratio.**



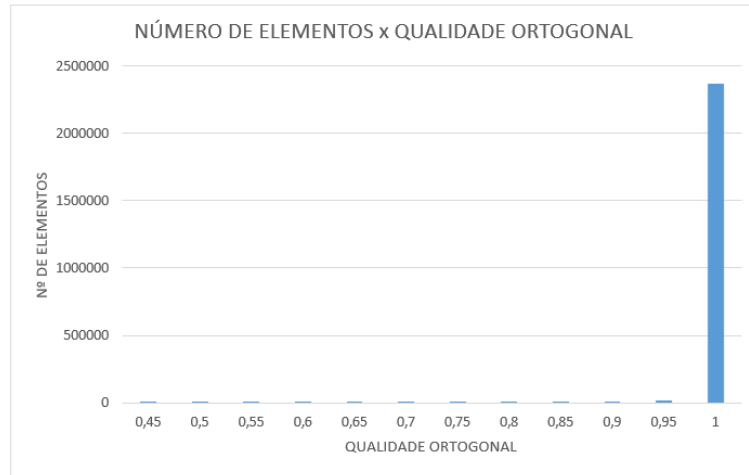
**Fonte: Própria Autoria.**

No que se refere ao determinante 3x3x3 o valor mínimo foi 0,93002 e máximo de 0,9994.

Um terceiro critério de qualidade analisado foi a qualidade ortogonal, que representa o menor cosseno do ângulo entre o vetor que conecta o centro de células adjacentes e o vetor normal a face dividida com a célula analisada ou o vetor normal a face e o vetor que conecta o centro da face e o centroide da célula, onde valores próximos de zero representam elementos de baixa qualidade e próximos de 1 elementos de alta qualidade. No Gráfico 2 está indicada a distribuição de elementos pela Qualidade Ortogonal.

Para a determinação do tamanho da primeira célula, de modo que se tenha uma malha capaz de representar melhor o comportamento dentro da camada limite, consequentemente ter bons resultados dos coeficientes de arrasto, buscou-se definir o tamanho da primeira camada de células da parede do casco de modo que o valor da distância adimensional,  $y^+$ , atinja um valor máximo de 70, conforme indicado por Pranzitelli, Nicola e Miranda (2011).

**Gráfico 02: Histograma de número de elementos por Qualidade Ortogonal.**



**Fonte: Própria Autoria.**

Pode-se definir o valor do tamanho da altura máxima da célula a partir dos valores de estimativa do coeficiente de fricção,  $C_f$  e do cisalhamento na parede,  $\tau_w$ , conforme indicado abaixo:

$$Re_x = \frac{\rho U_\infty L}{\mu} \quad (45)$$

$$C_f = \frac{0,026}{Re_x^{1/7}} \quad (46)$$

$$\tau_w = \frac{C_f \rho U_\infty^2}{2} \quad (47)$$

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (48)$$

$$\Delta s = \frac{y^+ \mu}{u_* \rho} \quad (49)$$

Sendo  $Re_x$  o valor do número de Reynolds na direção normal al fluxo,  $U_\infty$  a velocidade de corrente livre e  $u_*$  é a velocidade de fricção próximo a parede.

Sendo o escoamento em água a temperatura ambiente, 25°C, a velocidade de corrente livre de 1,6725 e o comprimento total do casco de 4m, define-se a distância da primeira camada com valor de 0,00113m. Assim, para a primeira camada, na região do casco, foi definida uma altura de elemento de 0,001m.

### 3.4 Condições de Contorno

Para a solução do modelo numérico, é necessária a aplicação de condições de contorno nas fronteiras do domínio, desta forma a introduzir valores iniciais para a solução do modelo numérico.

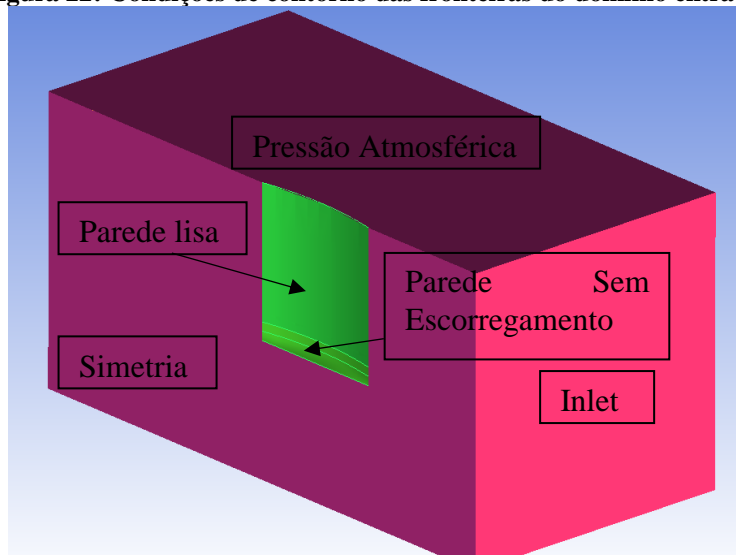
Na fronteira de entrada, *inlet*, definiu-se como sendo uma entrada de pressão de modo que indicamos a posição da linha d'água em 0,25m acima da linha de base do casco e o fundo como a parte mais inferior do domínio fluido, 4 metros abaixo da linha d'água. Como fase primária deve-se definir o fluido o de menor densidade, ar, e a fase secundária como sendo a água, conforme indicado em Jones e Clarke (2010). Indica-se também para a fronteira de entrada a velocidade de entrada do fluido, igual a 1,6725 m/s e 2,55 m/s de modo a atingir velocidade de avanço com número de Froude de 0,267 e 0,408 e número de Reynolds de  $6,66 \times 10^6$  e  $10,17 \times 10^6$ , respectivamente

A escolha dos números de froude para análise deve-se a existência de bibliografias como Perez, Tan e Wilson (N/D) e Pranzitelli, Nicola e Miranda (2011) na qual disponibilizam os resultados experimentais do casco wigley para estes números de froude.

No casco, definiu-se a condição de parede sem escorregamento, de modo a simular a condição real onde as partículas junto a parede possuem velocidade relativa à parede igual a zero.

Devido ao domínio ser modelado apenas na metade do casco, para diminuir esforço computacional para a solução, o plano diametral foi modelado como sendo um plano de simetria, *symmetry*, onde não são permitidos qualquer tipo de fluxo.

**Figura 22: Condições de contorno das fronteiras do domínio entrada.**



Fonte: Própria Autoria.

Na parede acima do casco, foi aplicada uma condição de parede, porém caracterizada como sendo sem atrito, uma vez que a resistência do ar, para a velocidade de análise, é baixa e a resistência devido a esta parede pode ser desconsiderada.

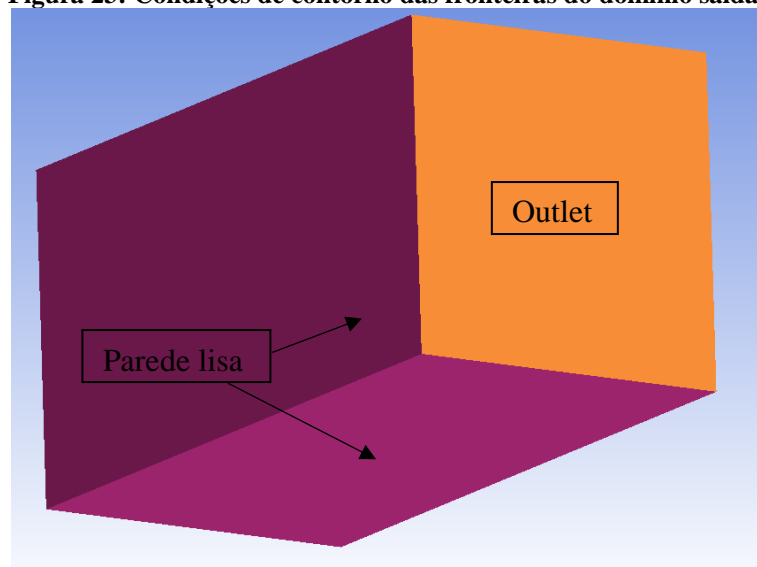
A fronteira superior do domínio foi definida como condição de operação de pressão atmosférica.

Na figura 22, são indicadas as fronteiras do domínio.

A fronteira de saída, *outlet*, é modelada como uma saída de pressão com o mesmo posicionamento da linha d'água e fundo da fronteira de entrada.

Ao final, as fronteiras referentes a lateral e fundo do domínio são caracterizadas como sendo paredes sem escorregamento. A figura 23 indica a caracterização das fronteiras de saída, lateral e fundo.

**Figura 23: Condições de contorno das fronteiras do domínio saída.**



**Fonte: Própria Autoria.**

### 3.5 Configuração de Solução

Para a solução do modelo de casco *Wigley* indicado acima, foram utilizadas as seguintes configurações de *software*:

#### Condições de operação

- Aceleração da Gravidade:  $g_z = [0 \ 0 \ -9,81]m/s^2$
- Densidade de operação:  $\rho_{op} = 1,225 \text{ Kg}/m^3$
- Pressão de operação:  $p_{op} = 101325 \text{ Pa}$
- Posição de referência da Pressão:  $z_{ref} = [0 \ 0 \ L]$ , sendo L o comprimento do casco

- Regime permanente

#### Modelo multifásico

- VOF implícito
- escoamento em canal aberto

#### Modelo de turbulência

- SSTk –  $\omega$

#### Acoplamento pressão-velocidade

- Acoplado com Volume Fraction

#### Discretização espacial

- Gradiente: *Least Squares Cell Based*
- Pressão: PRESTO
- Momento: QUICK
- Volume Fraction: *Compressive*
- Energia Cinética Turbulenta: QUICK
- Taxa de Dissipação Específica: QUICK

#### Formulação Permanente

- Falso Transiente

#### Inicialização da Solução

- Método de inicialização do canal aberto: Flat

### **3.6 Validação**

A utilização de testes em escala reduzida para a predição da resistência ao avanço e comportamento do protótipo após a construção usualmente estão associados a alto custo de produção do modelo bem como a disponibilidade de tanques de prova para a realização dos testes. Este fato impulsionou a utilização de modelos computacionais para prever o comportamento do escoamento, mais especificamente no que se refere a resistência e propulsão. Segundo Perez, Tan e Wilson (N/D) apenas nas duas últimas décadas avançou-se para a solução computacional das equações de Média de Reynolds Navier-Stokes, de forma que ainda são necessários os dados experimentais para a validação dos resultados experimentais, uma vez que existe uma falta de consenso no que se refere às técnicas de solução satisfatórias.

Desta forma, para a validação dos resultados gerados pelo deslocamento do casco *Wigley*, utilizou-se a comparação do perfil de elevação de onda gerada na superfície livre, de modo a

verificarmos se a inserção do casco no escoamento gera a mesma perturbação observada no teste experimental.

Conforme a metodologia utilizada por Pranzitelli, Nicola e Miranda (2011), a altura de onda será adimensionalizada através da razão das cotas verticais de elevação da superfície livre e de cotas longitudinais do eixo do casco pelo próprio comprimento do casco.

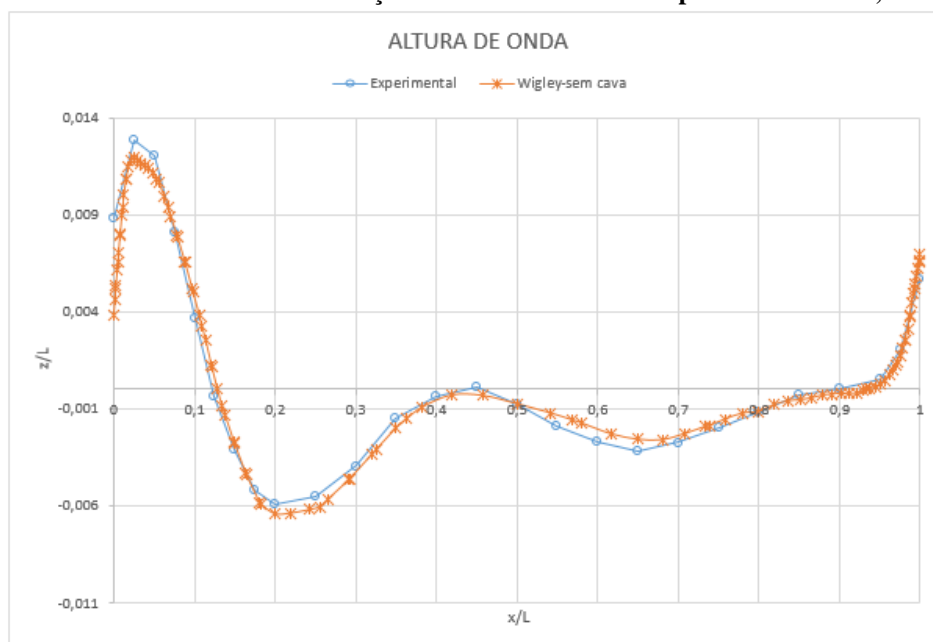
No Gráfico 03, podemos observar a curva da altura de onda adimensional pelo comprimento adimensional do casco.

Observa-se que a curva possui boa concordância com a apresentada pelo resultado experimental conforme Pranzitelli, Nicola e Miranda (2011), representando indicio que tanto a discretização do domínio quanto a configuração do modelo de solução representam de forma satisfatória os fenômenos associados ao escoamento estudado.

Outro critério analisado foi o coeficiente de arrasto, que após 5454 interações, atingiu os critérios de convergência estabelecido de valor de residual em escala de três casas decimais, sendo que os valores residuais referentes a velocidade nos três eixos e fração de volume das células atingiram seis casas decimais.

O valor do coeficiente de arrasto total,  $C_d$ , atingido foi  $4,83 \times 10^{-3}$ , o que representa erro de 7,09% comparado com o resultado experimental de  $4,51 \times 10^{-3}$ , sendo o valor experimental conforme indicado em Ju (1983).

**Gráfico 03: Curva de Elevação de onda Adimensional para Froude de 0,267.**



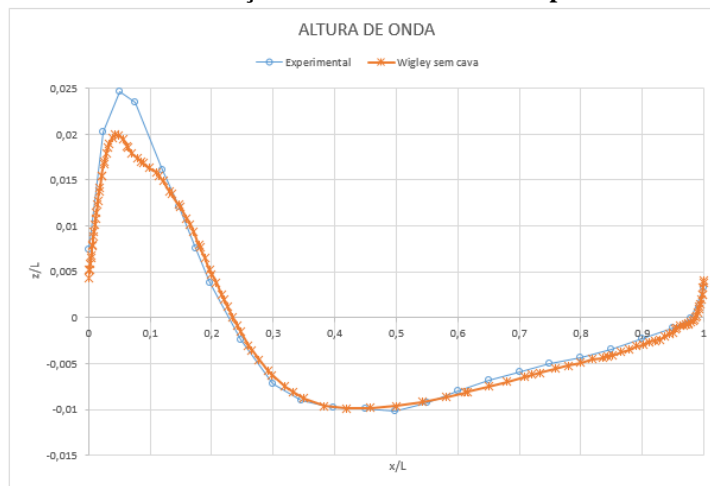
**Fonte: Própria Autoria.**

Para possibilitar a análise do comportamento do escoamento em regimes distintos, efetuou-se a solução do modelo numérico para o número de Froude de 0,408, equivalente a uma velocidade de 2,55 m/s para o casco de 4 metros de comprimento.

Na Gráfico 04 pode-se observar a elevação de onda para a análise do escoamento com número de Froude de 0,408. Valores para a geração da curva experimental estão conforme Perez, Tan e Wilson (N/D).

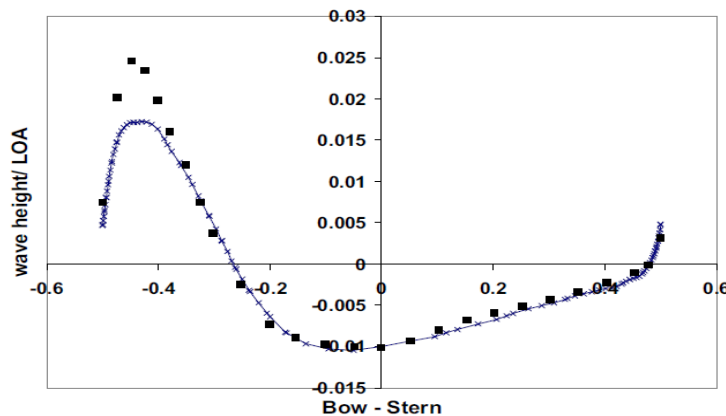
Nota-se uma diferença de 23,92% entre a elevação da superfície livre da crista da primeira onda com relação ao experimental, ocorrido no ponto longitudinal do casco de 0,075, contudo, após a posição longitudinal de 0,12 o escoamento do modelo atinge forma coerente com o escoamento experimental, indicando a capacidade do modelo de projetar os fenômenos ocorridos na região da popa do casco. De forma semelhante ao modelo utilizado nesta análise, para o mesmo Froude, a elevação de onda se comportou conforme a Figura 24.

**Gráfico 04: Curva de Elevação de onda Adimensional para Froude de 0,408.**



Fonte: Própria Autoria.

**Figura 24: Curva de Elevação de onda Wigley Adimensional para Froude de 0,408.**



$Fn=0.408$

Fonte: Perez, Tan e Wilson (N/D).

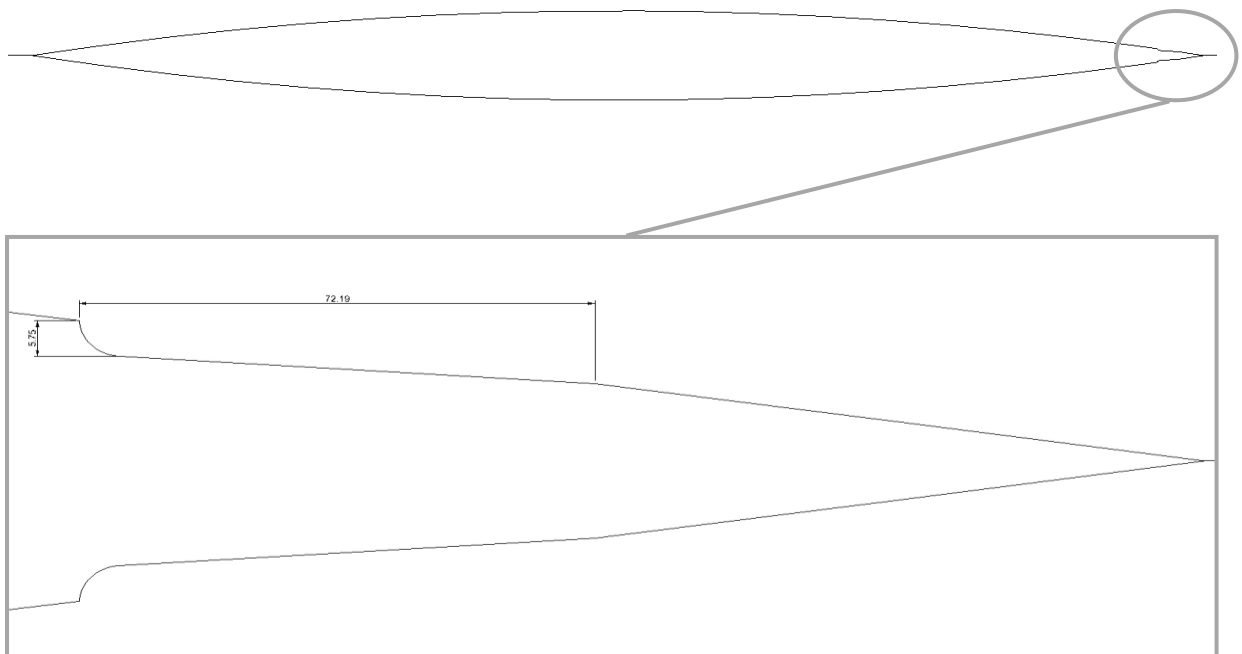
### 3.7 Modificações Aplicadas no Casco

Para a definição das cavidades, na qual tem intuito principal de induzir turbulência, realizou-se uma regressão a partir do número de Reynolds, uma vez que este está intrinsecamente relacionado aos fenômenos de turbulência.

Como indicado no item 2.7, para a incidência do fenômeno análogo ao estudado neste relatório em uma bola de golfe, observa-se a redução da resistência para escoamentos que possuam número de Reynolds acima de 50.000. Desta forma, a partir da velocidade de corrente livre igual à 1,6725 m/s (metros por segundo) para o casco *Wigley*, calculou-se a dimensão de referência,  $D$ , que atingisse o número de Reynolds equivalente ao que ocorre a mudança de regime na bola de golfe.

A partir da regressão, chegou-se a um valor de dimensão característica mínima de 0,059m. Na Figura 25 podemos observar um plano de corte de linha d'água do casco, na metade da altura da cava, onde pode-se observar a geometria implementada.

**Figura 25: Geometria da cava implementada no casco.**

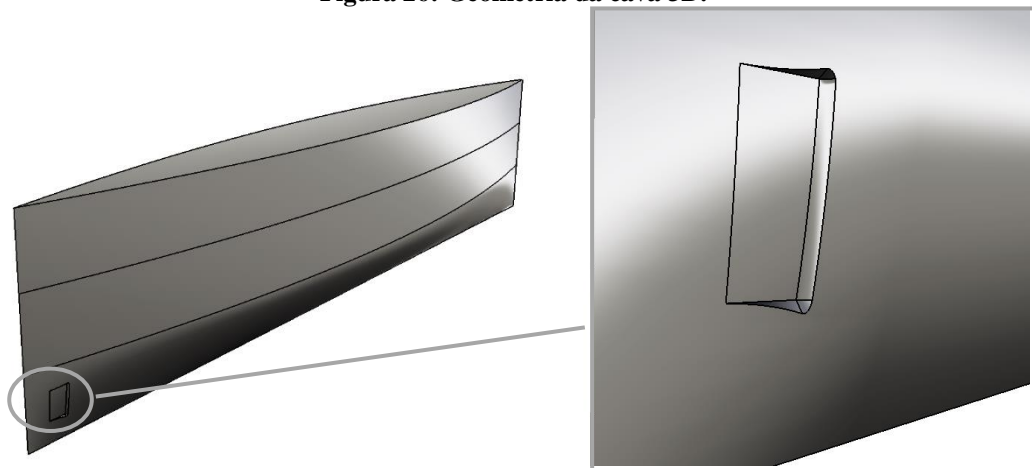


**Fonte: Própria Autoria.**

Fez-se uma geometria com profundidade de 0,00575m em formato de um quarto de circunferência e comprimento de 0,072m, de forma a garantir um valor do número de Reynolds superior ao crítico calculado medido para a bola de golfe.



**Figura 26: Geometria da cava 3D.**



**Fonte: Própria Autoria.**

A altura da cava foi definida em 0,115m e posicionada a 0,070m acima da linha de base e 0,065m abaixo da superfície livre.

Longitudinalmente, a cava foi posicionada a 3,8m a ré do extremo de proa. O posicionamento longitudinal da cava foi definido buscando o ponto mais a ré de modo que a profundidade na parte inferior da cava não cruzasse a linha de centro.

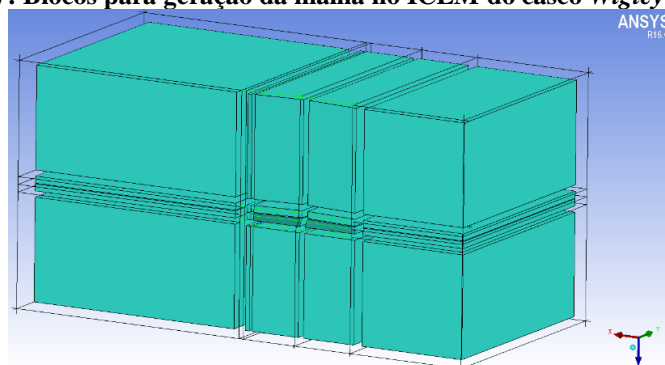
Na Figura 26 pode-se observar a geometria da cava em 3 dimensões.

### **3.8 Discretização do Modelo Modificado**

Para manutenção das condições aplicadas na validação, manteve-se para a geração da malha no casco modificado as mesmas características aplicadas ao casco sem a cava. Desta forma, as arestas do domínio, curvaturas do casco, funções de crescimento da malha, tamanho da primeira camada de volumes ao redor do casco foram mantidas as mesmas do casco sem a cava.

Na Figura 27, estão os blocos para a geração da malha do casco com a cava inserida.

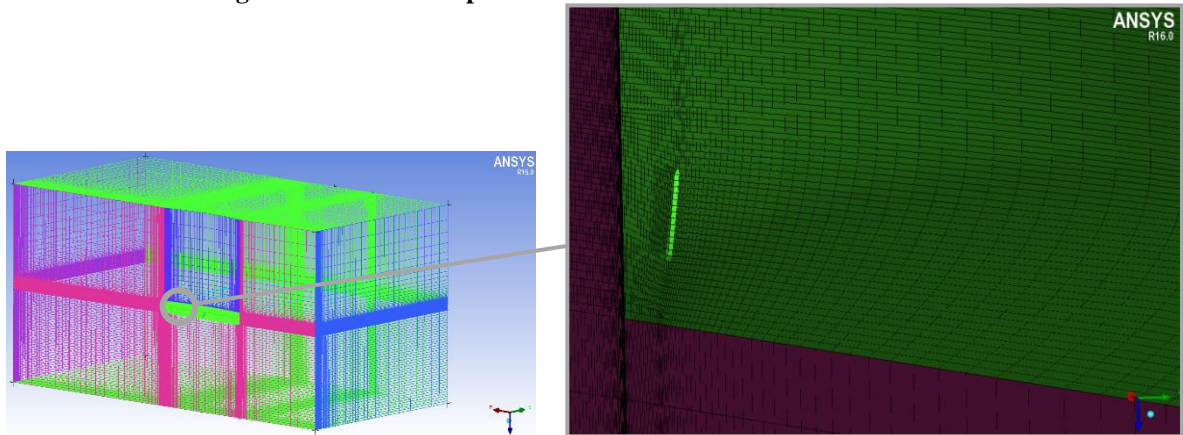
**Figura 27: Blocos para geração da malha no ICEM do casco *Wigley* com cava.**



**Fonte: Própria Autoria**

Previamente ao início da solução, foi realizada a análise dos mesmos critérios de qualidade utilizados na malha gerada para a solução do casco sem a cava, modelo de validação. Na Figura 28 pode-se observar a malha gerada para o casco com a cava.

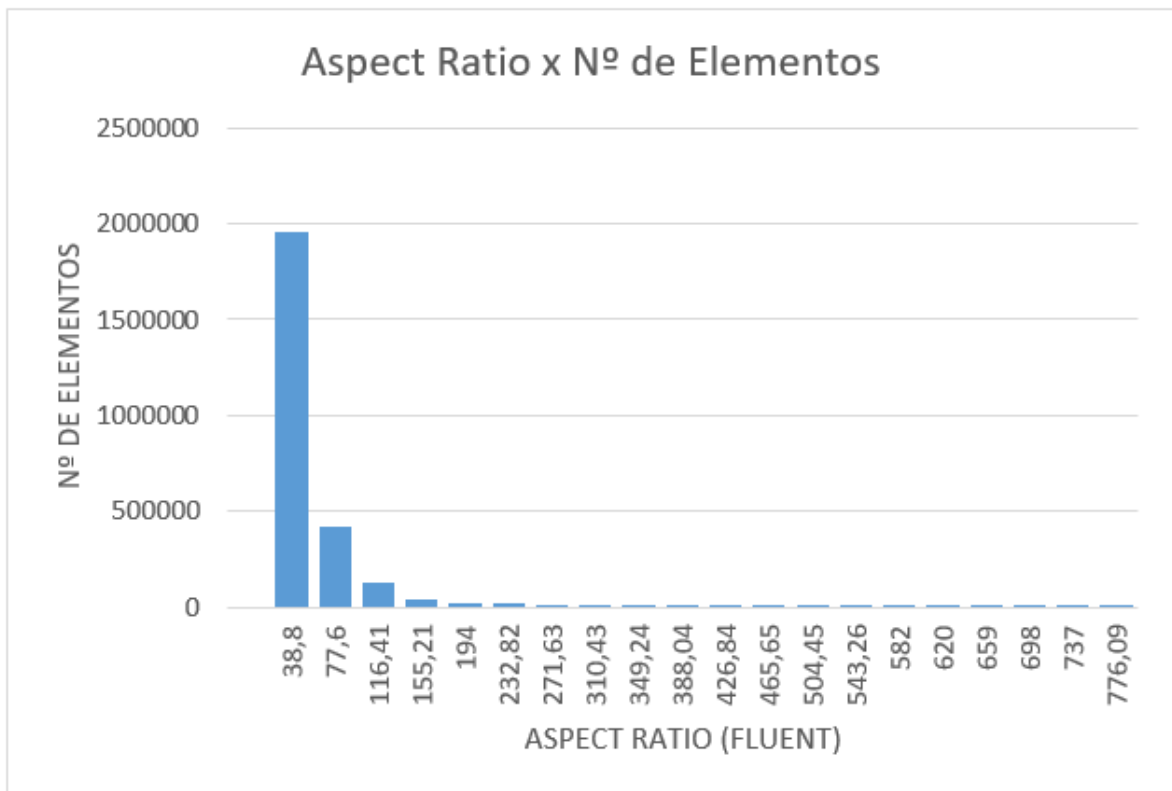
**Figura 28: Malha computacional do casco com inclusão da cava.**



Fonte: Própria Autoria

Na região da cava, pode-se observar pequena distorção nos elementos, uma vez que, para representar de forma adequada a curva, os volumes finitos terão uma de suas faces distorcidas para acompanhar a superfície do casco.

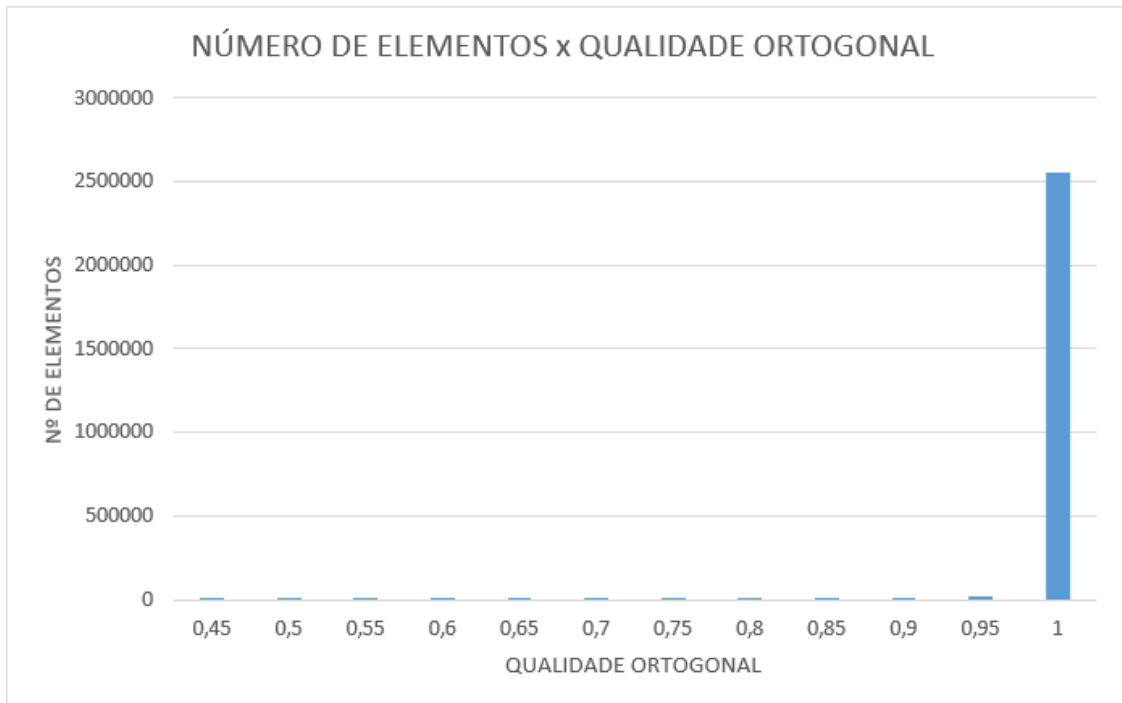
**Gráfico 05: Número de Elementos por Aspect Ratio da malha do casco com cava.**



Fonte: Própria Autoria.

Mesmo considerando as distorções aplicadas na malha, os valores dos critérios de qualidade ficaram dentro do recomendado por Perez, Tan e Wilson (N/D), onde o valor do determinante 3x3x3 da malha possui valor mínimo de 0,4538 e máximo de 0,9991. No Gráfico 05 e 06 abaixo podemos observar o histograma do determinante *Aspect Ratio* e da Qualidade Ortogonal, respectivamente, para a malha do casco modificado com a inclusão da cava.

**Gráfico 06: Número de Elementos por Qualidade Ortogonal da malha do casco com cava.**



**Fonte: Própria Autoria.**

## 4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Para permitir a comparação entre os resultados observados no casco com a cava, foram utilizadas as mesmas configurações de domínio, malha e configuração de solução aplicadas para o casco sem cava utilizado para a validação do modelo numérico. Buscou-se ainda, aplicar a quantidade de interações solucionadas pelo *software* para o modelo de validação, respeitando-se os critérios de convergência de valores residuais com no mínimo 3 casas decimais.

Considerando os critérios para manter a similaridade do modelo numérico com o casco alterado com a inclusão da cava, buscou-se na análise do comportamento do escoamento ao redor de uma embarcação observar os principais fatores de caracterização do comportamento do escoamento ao redor de um casco.

Observou-se as alterações na onda gerada pelo casco uma vez que esta representa a perturbação que o corpo está exercendo sobre o meio, deste modo, usou-se os valores de comparação da altura de onda adimensionalizada pelo comprimento do casco para observar o impacto da inclusão da cava no casco.

Sendo a geração de onda efeito dos campos de pressão aplicados no meio fluido, água, devido ao deslocamento do casco, e a interação deste com o ar, também será efetuada a comparação das alterações nos campos de pressão na superfície do fluido.

Modificações nos campos de velocidades do escoamento também são esperadas, de modo a alterar a pressão dinâmica e cisalhamento no fluido nas regiões próximas ao casco.

### 4.1 Resultados do Modelo

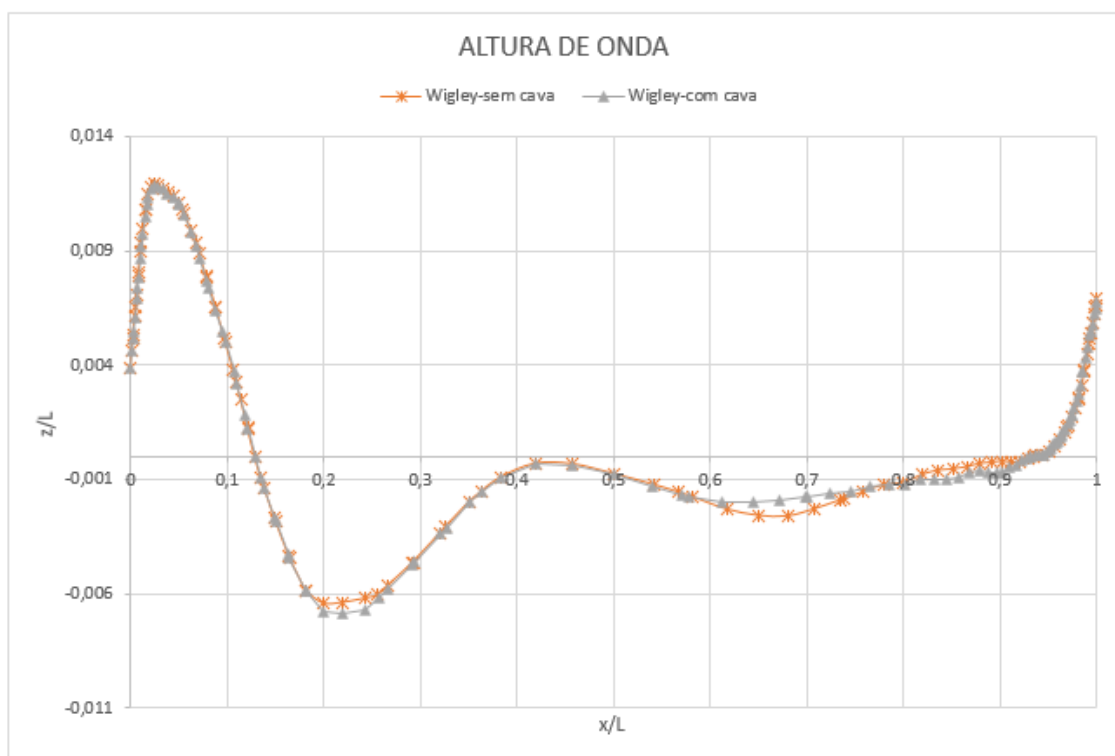
#### 4.1.1 ALTURA DE ONDA

Para a avaliação das alterações induzidas no escoamento, utilizou-se a mesma metodologia aplicada para a validação do modelo numérico conforme Perez, Tan e Wilson (N/D), onde são apresentadas alturas de onda adimensional.

No Gráfico 07 estão apresentadas as curvas de altura de onda gerada pelo *Software* para o casco sem a cava e para o casco com a cava em um número de Froude de 0,267.

Pode-se observar a distorção da curva a partir do ponto 0,2, o que representar 0,8m a ré do bico de proa da embarcação, onde a amplitude da onda gerada é maior que a onda do casco original, representando um acréscimo de -0,0004 na altura de onda adimensional, ou -0,0016m.

**Gráfico 07: Curva de Elevação de onda Adimensional Casco Com e Sem cava para Froude de 0,267.**



**Fonte: Própria Autoria.**

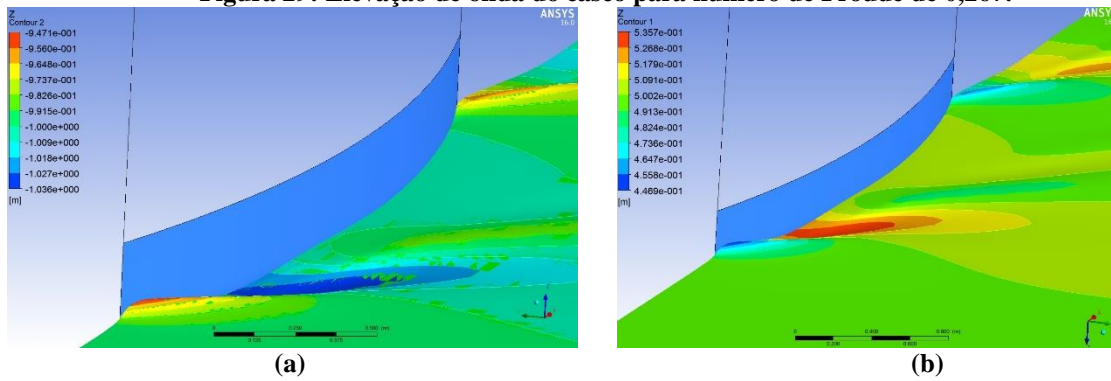
Entre 0,29 e 0,54 os valores entre a curva do casco com cava e sem cava apresentam comportamento equivalente, sendo que entre 0,54 e 0,96 o comportamento da onda do casco com cava é mais horizontal e com valores negativos, o que representa estar abaixo da superfície livre não perturbada pelo deslocamento do casco, indicando a permanência de uma região de velocidades mais altas nas camadas do fluido abaixo da superfície livre na parte a ré da meia nau, o que indica menor pressão dinâmica na superfície do casco na região de popa.

Após a posição de 0,96 do eixo das abcissas do Gráfico 04, pode-se observar a reaproximação do comportamento da superfície livre do casco com a cava com a do casco sem a cava, indicando uma crista de onda na popa, que resultará no trim de ondas transversal, semelhante à do casco sem a cava.

A curva de elevação de onda pode ser observada na figura 29 (a) e (b), sem cava e com cava, respectivamente. A inversão no plano de cores da indicação se deve a inversão da direção “z” nos eixos de referência como pode ser observado no canto inferior direito de cada figura.

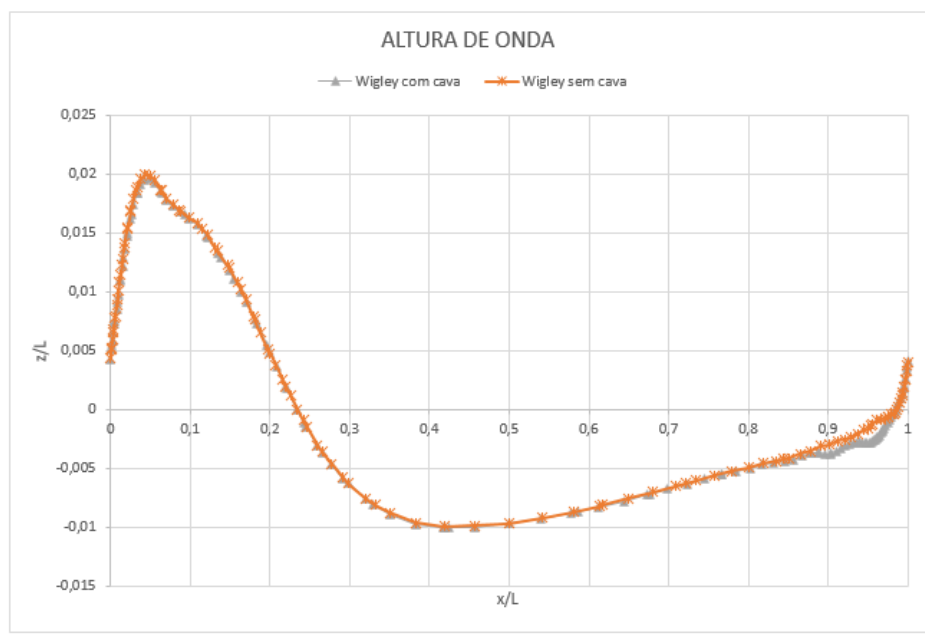
Para o casco avaliado em regime de escoamento com número de Froude de 0,408, pode-se observar concordância entre as posições longitudinais adimensional do casco de 0 a 0,85, conforme pode ser visto no Gráfico 08.

**Figura 29: Elevação de onda do casco para número de Froude de 0,267.**



Fonte: Própria Autoria.

**Gráfico 08: Curva de Elevação de onda Adimensional Casco Com e Sem cava para Froude de 0,408.**



Fonte: Própria Autoria.

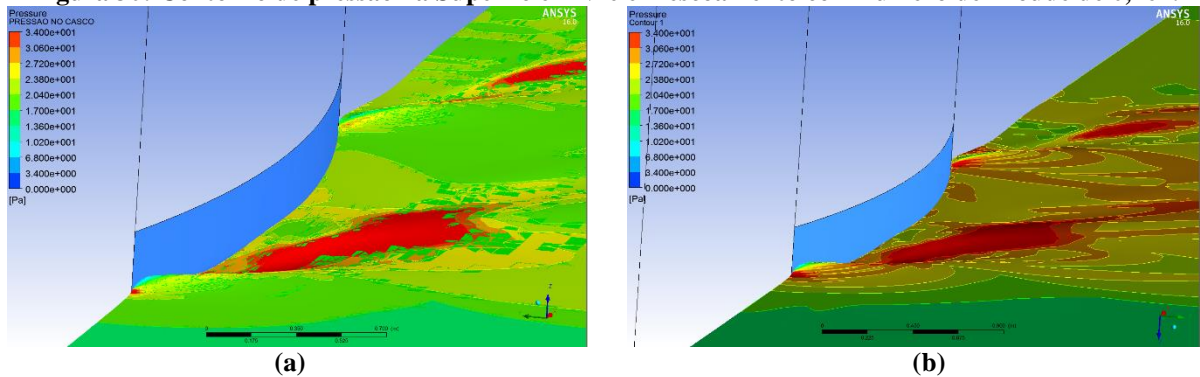
A partir da posição longitudinal de 0,85, observa-se uma distorção com a presença de um cavado na superfície livre. A presença do cavado deve-se a variação do cisalhamento na superfície do casco, gerado pela alteração nos campos de velocidade devido à presença da cava, que induz perturbação no escoamento.

#### 4.1.2 CAMPO DE PRESSÃO DO ESCOAMENTO NA SUPERFÍCIE LIVRE

Observar o campo de pressão na superfície livre da água, quando uma embarcação está em deslocamento, permite a observação das regiões onde o casco imprime mais pressão no meio e onde ocorrem regiões de menor pressão. Na figura 30 (a) e (b), podemos observar o campo de pressão na superfície livre do casco sem a cava e com a cava respectivamente para o escoamento com o número de Froude de 0,267.

Pode-se observar alguma alteração no campo de pressão com o aumento do tamanho do ponto de estagnação na proa e uma distribuição maior de pontos de alta pressão durante todo o comprimento do casco.

**Figura 30: Contorno de pressão na Superfície Livre em escoamento com número de Froude de 0,267.**

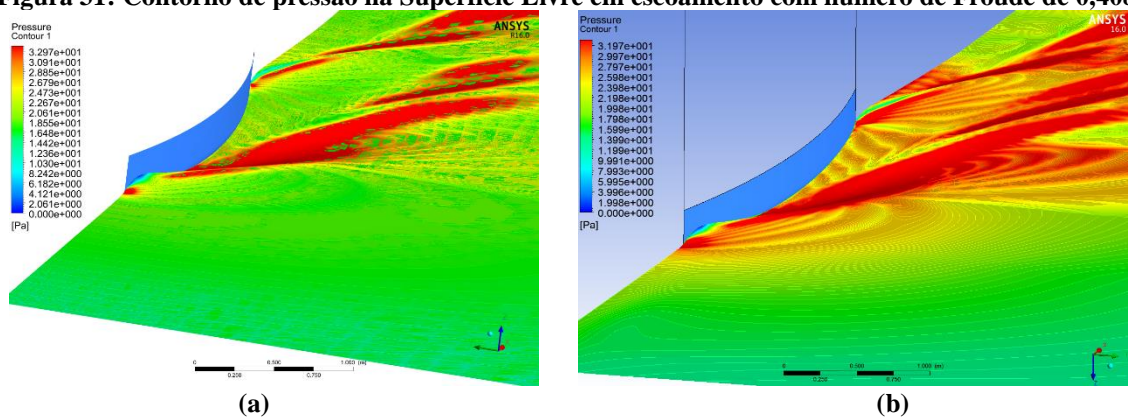


Fonte: Própria Autoria.

O aumento dos campos de pressão na superfície livre, representam um indicativo do maior dispêndio de energia pelo casco para executar o deslocamento em mesma velocidade.

Para o casco com escoamento com número de Froude de 0,408 observamos que apesar de uma distribuição de pressões mais altas na superfície livre do casco com a cava, o valor máximo de pressão sobre a superfície livre deste casco é menor do que no casco sem cava. Podemos observar as pressões na superfície livre para o número de Froude de 0,408 para o casco sem a cava e com cava conforme na Figura 31 (a) e (b), respectivamente:

**Figura 31: Contorno de pressão na Superfície Livre em escoamento com número de Froude de 0,408.**



Fonte: Própria Autoria.

### 4.1.3 COEFICIENTE DE ARRASTO

O coeficiente de arrasto é um número adimensional utilizado para mensurar a resistência de um corpo em meio fluido. Composto por dois efeitos principais de arrasto, o arrasto viscoso e o arrasto de pressão de modo que, coeficiente menor representa que o objeto terá menor

resistência aerodinâmica ou hidrodinâmica. O coeficiente de arrasto está sempre associado a velocidade de deslocamento do objeto, a características do meio e a área da superfície do corpo, conforme indicado na equação 02.

Ao final das 5454 interações, o coeficiente de arrasto para os modelos com cava e sem cava podem ser observados conforme indicado na Tabela 01.

**Tabela 01: Coeficiente de arrasto por Froude e modelo.**

Fr	Casco Sem Cava	Casco Com Cava
0,267	0,00483	0,00694
0,408	0,01785	0,013698

**Fonte: Própria Autoria.**

Pode-se observar que para o escoamento com menor velocidade, Froude de 0,267, houve um acréscimo de 0,00211 no valor do coeficiente de arrasto, representando um acréscimo de 43,68% com relação ao valor do coeficiente de arrasto para o casco sem a cava.

No que se refere a análise do coeficiente de arrasto para o modelo analisado com número de Froude de 0,408 podemos observar um decréscimo de 23,66%. O Decréscimo relativo ao modelo sem cava provavelmente deve-se ao fato do aumento da relevância dos fenômenos relacionados a pressão com relação aos fenômenos viscosos para o escoamento com número de Froude mais elevado, de modo que o aumento da pressão na região da popa, gerado pela redução da velocidade do escoamento devido à presença da cava passa a exercer pressão adversa no casco de forma mais significativa que o aumento da resistência viscosa devido ao aumento da área do casco gerada pela cava, favorecendo o deslocamento com a redução da resistência total.

#### 4.1.4 CISALHAMENTO DO FLUIDO NA SUPERFÍCIE DO CASCO

A tensão cisalhante na superfície do casco, ou tensão de corte, refere-se a tensão aplicada no fluido, tangencialmente a superfície do casco que gera deformação no meio. Para o casco, a tensão de cisalhamento no fluido pode ser calculada a partir da equação 53

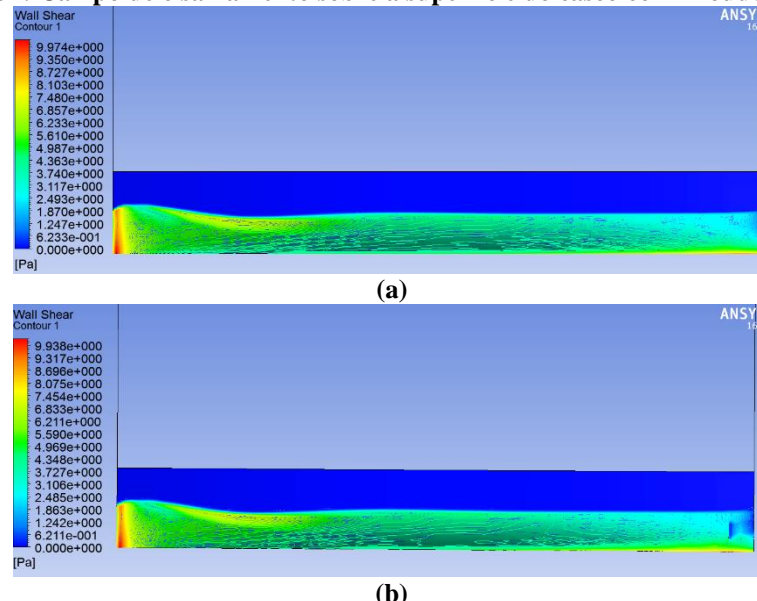
$$\tau_w = \mu \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (50)$$

Observa-se assim a relação diretamente proporcional da tensão com a velocidade do fluido sobre a superfície da parede analisada, neste caso a superfície do casco.



Na Figura 32 (a) e (b), pode-se identificar, respectivamente, a alteração do campo da tensão de cisalhamento na superfície do casco sem a cava e com a cava.

**Figura 32: Campo de cisalhamento sobre a superfície do casco com Froude de 0,267.**



Fonte: Própria Autoria.

Pode-se observar com a inclusão da cava, a ocorrência de uma distorção na região de baixo cisalhamento na popa do casco, esta região ocorre devido a tendência a redução da velocidade do fluido, onde na popa, em escoamento potenciais, espera-se a existência de um ponto de estagnação imediatamente ao final do casco, fato que não ocorre por completo devido a característica viscosa do fluido.

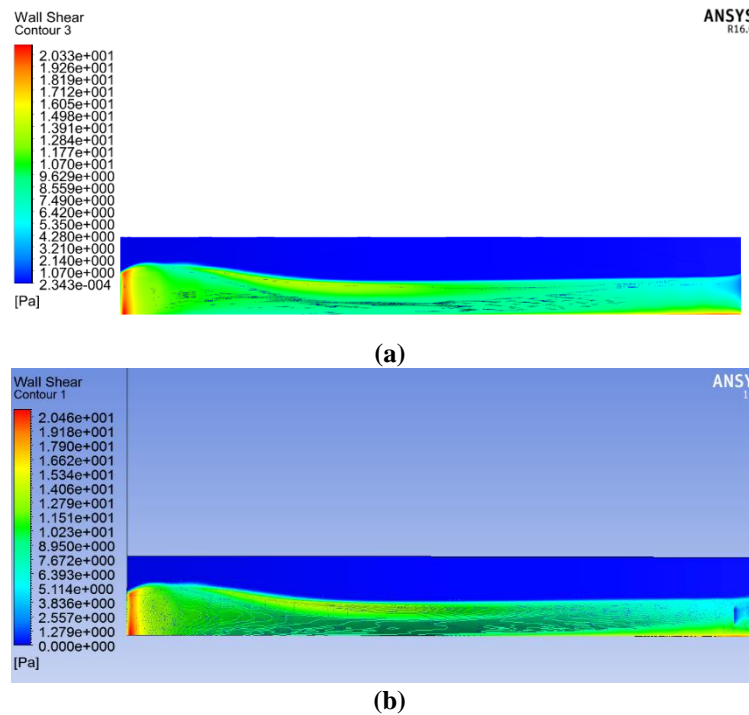
A distorção com o aumento da área de ocorrência de região de baixo cisalhamento, diretamente relacionado a baixa velocidade, gera o indicativo de ocorrência de recirculações, geradas pela perturbação aplicada pela cava no fluido.

Para o escoamento com número de Froude de 0,408 observamos a manutenção da área de baixo cisalhamento na popa da embarcação, contudo, os valores de máximo são bem mais elevados quando comparados o escoamento com Froude de 0,267.

Na Figura 33 (a) e (b), podemos observar o cisalhamento na superfície do casco para escoamento com número de Froude de 0,408 para os cascos sem cava e com cava, respectivamente.

Para o casco sem a cava, podemos observar que a região de baixo cisalhamento na região a ré, possui menor distribuição em área se comparado com o mesmo casco em escoamento com número de Froude de 0,267.

**Figura 33: Campo de cisalhamento sobre a superfície do casco com Froude de 0,408.**



**Fonte: Própria Autoria.**

#### 4.1.5 PRESSÃO NA SUPERFÍCIE DO CASCO

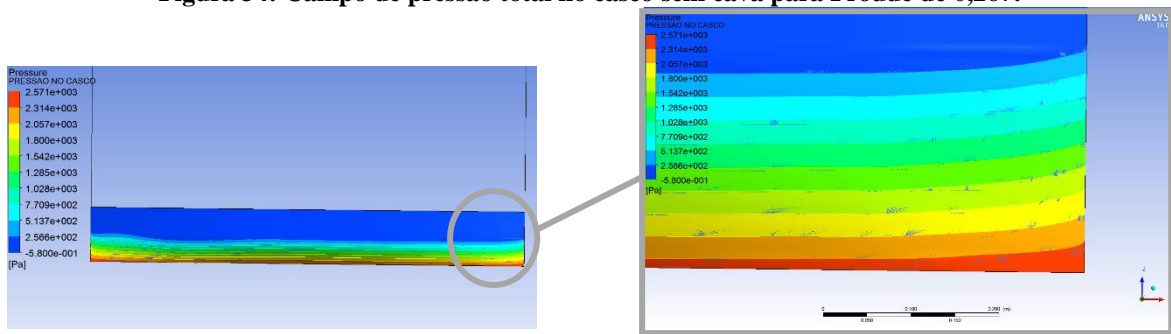
Quando um objeto imerso em um fluido se desloca, duas pressões normais à superfície do corpo atuam, pressão hidrostática e pressão hidrodinâmica, sendo a pressão total o somatório das duas.

Os campos de pressão normal a superfície do casco, permitem observar em quais áreas o fluido imprime mais força.

Na Figura 34, pode-se observar o campo de pressão total ao redor do casco sem cava, onde as faixas horizontalizadas se devem ao fato das forças devido a pressão hidrostáticas serem relevantes com relação às forças hidrodinâmicas, fato previsto uma vez que a embarcação analisada foi avaliada em velocidade que caracteriza uma embarcação em regime de deslocamento. O detalhamento refere-se à região onde avaliou-se a inclusão da cava.

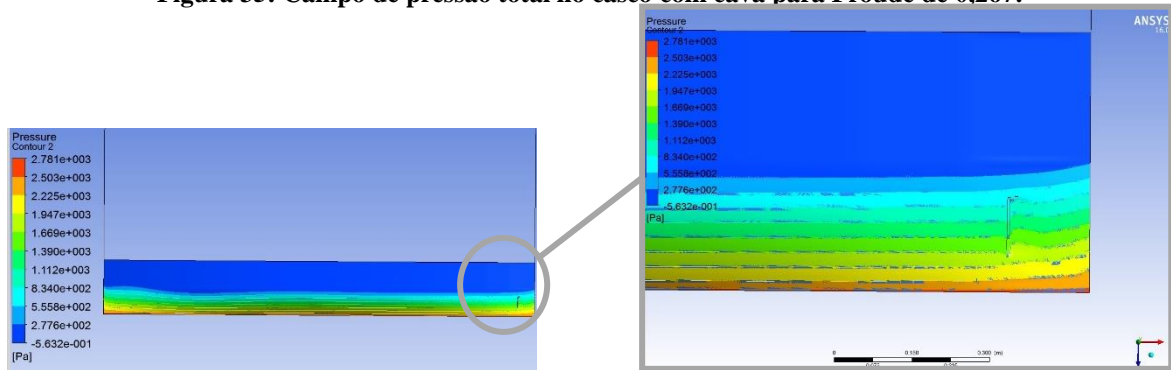
Com a inclusão da cava, pode-se observar uma distorção do campo de pressão com a geração de uma área de baixa pressão imediatamente a vante da cava, ocorrido pela necessidade do aumento de velocidade do escoamento para garantia da manutenção da continuidade do transporte de massa, e que pode ser observado com a cava gerada no perfil de pressão a vante da cava na Figura 35.

**Figura 34: Campo de pressão total no casco sem cava para Froude de 0,267.**



Fonte: Própria Autoria.

**Figura 35: Campo de pressão total no casco com cava para Froude de 0,267.**



Fonte: Própria Autoria.

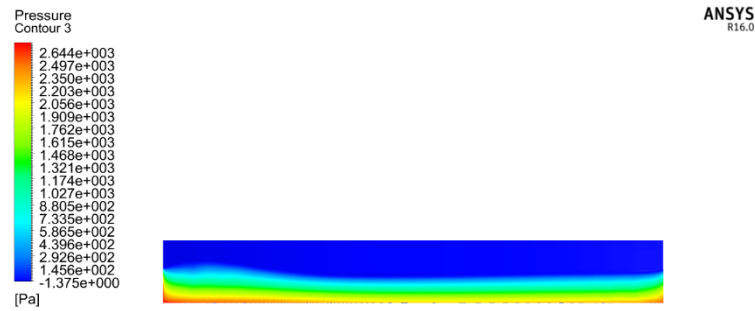
Após o início da cava, observa-se a elevação dos campos de maior pressão. Este fato ocorre, pois, ao término da seção de um quarto de circunferência da cava, conforme indicado na Figura 25, o fluido se choca contra a parede do casco, na qual, para retorno à geometria original, o trecho de 0,072m na direção longitudinal do escoamento possui ângulo com relação a direção do deslocamento, aumentando a componente de pressão dinâmica longitudinal do escoamento sobre a parede do casco.

O fenômeno indicado no parágrafo acima está coerente ao observado na Figura 32 (b), uma vez que o aumento da pressão também está associado a redução da velocidade do escoamento, que é diretamente proporcional a redução do cisalhamento na parede.

Com o aumento da velocidade do escoamento para 2,55 m/s, pode-se observar o surgimento de campos de pressão na superfície do casco de forma análoga ao escoamento com número de Froude de 0,267.

Na Figura 36, observamos o campo de pressão para o escoamento com número de Froude de 0,408. Observa-se que os valores de pressão máximos e mínimos atingem valores superiores aos com a velocidade de 1,6725 m/s.

**Figura 36: Campo de pressão total no casco sem cava para Froude de 0,408.**

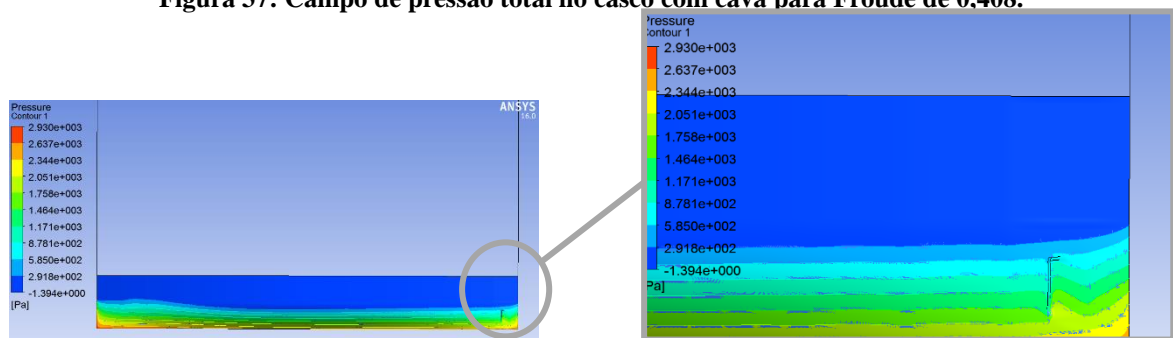


**Fonte: Própria Aatoria.**

Na solução do modelo com velocidade para número de Froude de 0,408, com cava, observamos o surgimento de distorção semelhante à ocorrida no modelo com Froude de 0,267, contudo, a distorção torna-se mais notável com o aumento em amplitude. Nota-se também que na região sobre o início da cava as amplitudes chegam a superar a distância das linhas isobáricas, fato que não ocorre no escoamento na velocidade de 1,6725 m/s, sendo um indicativo que os fenômenos relativos a pressão, gerados pelo escoamento, são dependentes da velocidade e tendem a se ampliar conforme a velocidade do escoamento aumenta.

Na Figura 37, podemos observar a distorção aplicada no campo de pressão ao redor do casco com a cava e velocidade de escoamento de 2,55 m/s.

**Figura 37: Campo de pressão total no casco com cava para Froude de 0.408.**



**Fonte: Própria Aatoria.**

## 5 CONCLUSÃO E CONSIDERAÇÕES FINAIS

O escoamento ao redor do casco de uma embarcação é um problema complexo que envolve uma quantidade grande de fenômenos, o que torna a previsão destes uma demanda de projeto de difícil solução e grande relevância para a previsão de características como motorização e propulsão, sendo estas, relevantes nos custos operacionais da embarcação. Com isso, pesquisas são desenvolvidas para identificação dos fenômenos envolvidos e previsão do comportamento do escoamento para criação de técnicas e tecnologias que permitam minimizar a resistência ao avanço e implementar melhorias das características hidrodinâmicas. Algumas tecnologias desenvolvidas neste sentido podem ser citadas como o bulbo em embarcações de deslocamento, a popa cortada (*transom*), melhoria de forma de apêndices e outros.

A inserção de cavas para indução de turbulência, surgiu a partir da observação de um fenômeno da aerodinâmica que ocorre no escoamento ao redor de bolas de golfe, onde, na comparação do coeficiente de arrasto de uma bola lisa com uma com cavas, chega, ao passar por uma velocidade crítica, número de Reynolds crítico, a cair em 50%, uma vez que a cava desencadeia a transição do escoamento laminar para o turbulento em velocidades mais baixas se comparado com a bola lisa, mantendo a camada limite próxima da superfície até um ângulo maior e diminuindo a esteira.

Utilizou-se do método de volumes finitos para a solução das equações que governam o movimento dos fluidos, onde a partir das equações médias de Reynolds, buscou-se a solução numérica das equações diferenciais, associadas a modelos de turbulência para representar o comportamento turbulento do fluido dentro da camada limite e permitir a previsão do escoamento e suas características. Observou-se durante o processo de validação que o modelo numérico desenvolvido solucionou de forma satisfatória o escoamento ao redor de um casco parabólico, o qual guardou semelhança com os dados experimentais disponíveis, apresentando erro máximo de 7,09% na comparação do coeficiente de arrasto.

Com a confirmação da capacidade de solução do modelo numérico de forma a satisfatória, aplicou-se uma modificação no casco com a inclusão de uma cava na região de popa, e avaliou-se os resultados para número de Froude de 0,267 e 0,408.

Pode-se observar alteração na superfície livre, quando comparados os resultados do modelo numérico sem a cava com o com a cava, sempre realizando a comparação entre as mesmas velocidades de escoamento, com o surgimento de uma distorção na região de popa, oriunda da modificação dos campos de pressão dinâmica e cisalhamento ao redor do casco.

No que se refere ao coeficiente de arrasto, o modelo de escoamento com o número de Froude de 0,267 apresentou aumento deste para o casco com cava se comparado ao casco sem a cava na mesma velocidade, atingindo diferença de 43,68% de aumento. Para o escoamento com velocidade de 2,55m/s o coeficiente de arrasto do casco com cava foi 23,66% menor.

A diferença de comportamento deve-se principalmente ao fato de que escoamentos com maior velocidade ao redor de cascos sofrem aumento de relevância dos fenômenos associados a pressão, indicando assim que melhorias de forma tendem a repercutir mais conforme as velocidades são elevadas, assim, o decréscimo observado no coeficiente de arrasto da análise realizada para o modelo com número de Froude de 0,408 gera o indicativo de que para velocidades maiores pode-se obter resultados de redução ainda maior.

Deste modo, pode-se concluir que foi possível realizar com o auxílio do *software ANSYS Fluent* a análise numérica do escoamento ao redor do casco *Wigley* de modo a avaliar as características hidrodinâmicas de elevação de onda na superfície livre, campos de pressão e velocidade no casco e na superfície livre e valores do coeficiente de arrasto para o casco com cava e sem cava nas velocidades para número de Froude de 0,267 e 0,408, atingindo assim os objetivos deste trabalho.

Cabe ressaltar que muito ainda se tem a pesquisar no que concerne a escoamentos ao redor de embarcações, iniciando pela falta de unanimidade nos processos referente a modelagem para a solução de problemas de fluxo através da dinâmica de fluidos computacionais, assim, abaixo seguem algumas sugestões para trabalhos futuros que complementam ou compartilham a mesma linha de pesquisa do presente trabalho:

- Solução experimental de cascos com cavas para validar os resultados numéricos coletados neste trabalho.
- Solucionar modelos numéricos com a variação do tamanho, geometria e disposição das cavas em velocidades diferentes para a avaliação dos resultados.
- Realizar a análise da inclusão de cavas em modelos com formas que atualmente são construídas.
- Analisar a existência de uma faixa de escoamento onde as cavas possam apresentar aplicação garantida.

Por fim, cabe aos profissionais a continuidade de pesquisas relacionadas a hidrodinâmica de modo a elevar a presença de estudos de instituições nacionais nesta área de conhecimento estratégico e em franca expansão, porém pouco abordado em nosso país.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABBOTT, I. H.; DOENHOFF, A.E.V. **Theory of Wing Sections, Including a Summary of Airfoil Data.** Dover Publications, INC., Nova York, 1959.

ADJALI, S.; IMINE, O.; AOUNALLAH, M.; BELKADI, M. **Numerical Simulation of Free Surface Water Wave for the Flow around NACA 0012 Hydrofoil and Wigley Hull Using VOF Method.** World Academy of Science, Engineering and Technology, International Journal of Mechanical, Aerospace, Industrial, Mechatronic and Manufacturing Engineering Vol:9, No:5, 2015.

AHMED, A. M. **Numerical simulation for the free surface flow around a complex ship hull form at different Froude numbers.** Alexandria Engineering Journal, 2011.

AOKI, K.; MUTOB, K.; OKANAGAA, H. **Aerodynamic Characteristics and Flow Pattern of a Golf Ball with Rotation.** In: 8th Conference of the International Sports Engineering Association (ISEA), 2010.

ARAUJO, M. F. B. P. **Estimativa do fator de forma e da resistência ao avanço de embarcações através da dinâmica dos fluidos computacional.** Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, 2014.

CHOWDHURY, H.; LOGANATHAN, B.; WANG, Y.; MUSTARY, I. e ALAM, F. **A study of dimple characteristics on golf ball drag.** In: 11th conference of the International Sports Engineering Association, ISEA, 2016.

FOX, R. W; McDONALD, A. T; PRITCHARD, P. J. **Introdução à Mecânica dos Fluidos.** Ed. 6. Tradução de Ricardo Nicolau Nassar Koury, Geraldo Augusto Campolina França. Rio de Janeiro: LTC, 2006.

FREIRE, A.P.S.; ILHA, A.; COLAÇO, M.J. **Turbulência.** Rio de Janeiro, 2006. 466p. (Coleção Cadernos de Turbulência. Turbulência, v. 5, Tomo 1)

GABBI, R. **Modelagem Matemática do escoamento turbulento em Canal Axissimétrico com “Bluff-Body”.** Universidade Regional do Noroeste do Estado do Rio Grande do Sul, Departamento de Ciências Exatas e Engenharias, 2013.

GERRARD, J. H. **The Mechanics Of The Formation Region Of Vortices Behind Bluff Bodies,** “J. Fluid Mech.”, Vol. 25, No. Part 2, Pp. 401–413, 2016.

J. SILVA, V. **Estudo de desprendimento de vórtices para a previsão de forças e coeficientes hidrodinâmicos em estruturas cilíndricas oceânicas.** Universidade Federal do Pará, Instituto de Tecnologia, Faculdade de Engenharia Naval, 2013.

JONES, D.A.; CLARKE, D.B. **Fluent Code Simulation of Flow around a Naval Hull: the DTMB 5415.** Maritime Platforms Division, Defense Science and Technology Organisation, Australia, 2010.

JU, S. **Study of total and viscous resistance for the Wigley parabolic ship form.** Iowa Institute of Hydraulic Research, The University of Iowa, Estados Unidos da América, 1983.

KUMAGAI, I.; TAKAHASHI, Y.; MURAI, Y. **Power-saving device for air bubble generation using a hydrofoil to reduce ship drag: Theory, experiments, and application to ships**. Ocean Engineering, 2015.

LOURENÇO, M.A.S.; PADILLHA, E.L.M; LIMA, R.S. **Simulação por volumes finitos com malha octonária**. In: VI Encontro Nacional de Hidráulica de Poços de Petróleo e Gás - ENAHPE. Rio Quente, Goiás, Brasil. 2015.

MAKI, K. J. **TRANSOM STERN HYDRODYNAMICS**. The University of Michigan, 2006.

MENEGHINI, J.R., **Mecânica da geração e desprendimento de vórtices no escoamento ao redor de cilindros**. Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, Departamento de Engenharia Mecânica, 2002.

PEREZ, G. C.A.; TAN, M.; WILSON, P.A. **Validation and verification of hull resistance components using a commercial cfd code**. Disponível em: <<https://eprints.soton.ac.uk/63772/1/nutts2008paper.pdf>>. Acesso em: 28/07/2017.

PESTANA, A. F. da S. **Simulação computacional do escoamento em torno de asa traseira de um automóvel de competição** / Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto, Mestrado Integrado em Engenharia Mecânica, 2010

PRANZITELLI, A.; NICOLA, C.; MIRANDA, S. **Steady-state calculations of free surface flow around ship hulls and resistance predictions**. In: 9th Symposium on High Speed Marine Vehicles - HSMV. Naples, Italy. 2011.

SILVA, V. G. **Estudo Numérico Da Vibração Induzida Por Vórtices Em Um Corpo Cilíndrico**. / V.G. Silva – Versão Corr. – São Paulo, 2013, 109p.

SMIDERLE, F. **Influência da popa transom na resistência ao avanço de uma embarcação do tipo PSV**. Universidade Federal de Santa Catarina, Centro de Joinville, Curso de Engenharia Naval, 2016.

TANCREDI, Thiago Pontin; WEISS, James Manoel Guimarães; MORISHITA, Helio Mitio; MONTEIRO, Thiago Gabriel. **Projeto de platform supply boats baseado em otimização multiobjetivo**. In: Congresso Nacional de Transporte Aquaviário, Construção Naval e Offshore, Rio de Janeiro, 2014. Disponível em: <<http://biblioteca.portalbolsasdeestudo.com.br/link/?id=2342145>>. Acesso em: 23/03/2017.

TANNEHILL, J. C.; ANDERSON, D. A.; PLETCHER, R. H. **Computational fluid dynamics and heat transfer**. Taylor & Francis. 1997.

YATES, M. **Application of the finite-volume method to fluid-structure interaction analysis**. School of Mechanical, Aerospace and Civil Engineering, 2011.