

Marianela Machuca Macías

**Interação hidrodinâmica de turbinas
hidrocinéticas e peixes**

Brasil

2021

Marianela Machuca Macías

Interação hidrodinâmica de turbinas hidrocínéticas e peixes

Tese submetida ao Departamento de Engenharia Mecânica da Faculdade de Tecnologia da Universidade de Brasília como parte dos requisitos necessários para obtenção do grau de Doutor em Ciências Mecânicas

Universidade do Brasília – UnB

Faculdade de Tecnologia

Programa de Pós-Graduação em Ciências Mecânicas

Orientador: Antonio C. P. Brasil Junior

Brasil

2021

Marianela Machuca Macías

Interação hidrodinâmica de turbinas hidrocínéticas e peixes/ Marianela Machuca Macías. – Brasil, 2021-

205p. : il. (algumas color.) ; 30 cm.

Orientador: Antonio C. P. Brasil Junior

Tese (Doutorado) – Universidade do Brasília – UnB

Faculdade de Tecnologia

Programa de Pós-Graduação em Ciências Mecânicas, 2021.

1. Peixes. 2. Turbina hidrocínética. 2. Esteira hidrodinâmica. I. Orientador. II. Universidade de Brasília. III. Faculdade de Engenharia Mecânica. IV. Interação hidrodinâmica de turbinas hidrocínéticas e peixes

Marianela Machuca Macías

Interação hidrodinâmica de turbinas hidrocinéticas e peixes

Tese submetida ao Departamento de Engenharia Mecânica da Faculdade de Tecnologia da Universidade de Brasília como parte dos requisitos necessários para obtenção do grau de Doutor em Ciências Mecânicas

Aprovada por:

Antonio C. P. Brasil Junior
Prof. Dr., UnB
Orientador

Juliana Braga Rodrigues Loureiro
Profa. Dra., UFRJ
Professora

Marcelo Hissakiti Kobayashi
Prof. Dr., University of Hawaii
Professor

Taygoara Felamingo de Oliveira
Prof. Dr., UnB
Professor

Brasil
2021

*Dedico este trabalho a minha filha, Lola, e meu filho, Nuno.
O mais incrível que já aconteceu na minha vida.*

Agradecimentos

A Alex, meu parceiro na vida.

A meu pai e minha mãe, apoio em todas as horas.

A minha irmã e meu irmão, por estar aí.

À família que a vida me deu, Ivan, Valéria, Thais e Alyne. Que sorte a minha!

Ao Prof. Antonio Brasil, que ademais já virou amigo, pelas oportunidades e os ensinamentos.

Ao Prof. Taygoara de Oliveira, por toda ajuda, em tudo. O melhor professor que já tive.

A meu amigo Rafael Mendes, nem sei como te agradecer. Parceiro desde os começos. Sempre disposto a ajudar. Senti sua falta durante a última etapa do trabalho, e ele também.

galera do LEA, fui muito feliz durante todos esses anos e vocês tiveram muito a ver nisso. Rafa, Paulo, Aramis, Marcelo, Miguel, Ana Rafaela, Ramsay, Vinícius, Marcela, Wesly, Jhonny, Denise, Lucas, Isadora, Felipe, Tainara, Hugo, Guilherme, Igor, e os que estão faltando.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pelo apoio financeiro e institucional. Ademais de brindar-me a oportunidade de passar 7 meses na Universidade de Cádiz (UCA), na Espanha, no contexto do programa de cooperação internacional PDSE-CAPES. Elevando o nível do trabalho e efetuando parcerias importantes.

Ao Prof. Luis Lafuente da UCA, pela acolhida na universidade de destino. Pelo apoio a nível pessoal e acadêmico.

Ao projeto Lambari, na parceria SEFAC-UnB, pelo também apoio financeiro na última etapa do trabalho.

O importante não é só manter-se vivo, mas manter-se humano.
(George Orwell)

PUBLICAÇÕES

Revistas

MACIAS, M. M. ; SOUZA, I. F.; BRASIL Jr. , A. C. P. ; OLIVEIRA, T. F.. Three-dimensional viscous wake flow in fish swimming - A CFD study. *Mechanics Research Communications*, v. 107, p. 103547, 2020. <https://doi.org/10.1016/j.mechrescom.2020.103547>.

5 citações

MACIAS, M. M. ; MENDES, R. C. F. ; BRASIL Jr. , A. C. P. ; OLIVEIRA, T. F.. On the upscaling approach to wind tunnel experiments of horizontal axis hydrokinetic turbines. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, Springer Berlin Heidelberg, v. 2, 2020. <https://doi.org/10.1007/s40430-020-02600-2>. **2 citações**

MENDES, R. C. F. ; MACIAS, M. M.; OLIVEIRA, T. F.; BRASIL Jr, A. C. P.. A Computational Fluid Dynamics Investigation on the Axial Induction Factor of a Small Horizontal Axis Wind Turbine. *ASME Journal of Energy Resources Technology*, v. 143(4):041301, 2020. <https://doi.org/10.1115/1.4048081>.

Congressos

MACIAS, M. M.; LAFUENTE, L.; BRASIL Jr, A. C. P. Biomechanics of fish swimming in a hydrokinetic turbine wake. *IOP Conference Series Materials Science and Engineering* 876:012008, 2020. DOI: 10.1088/1757-899X/876/1/012008.

MACIAS, M. M.; MENDES, R. C. F.; BRASIL Jr, A. C. P.; OLIVEIRA, T. F. Hydrokinetic turbine simulations using actuator line method. *25th ABCM International Congress of Mechanical Engineering, 2019, Uberlândia. Proceedings of the 25th ABCM International Congress of Mechanical Engineering*. DOI: 10.26678/ABCM.COBEM2019.COB2019-2172.

Resumo

O objetivo principal deste trabalho é analisar a interação hidrodinâmica entre uma turbina hidrocínética e um peixe, no contexto dos impactos ambientais da tecnologia sobre a ictiofauna. Em primeiro lugar, foram estudados de forma independente o nado de peixes sob a cinemática carangiforme e a esteira de uma turbina hidrocínética, visando a criação de duas metodologias validadas e robustas para posteriormente realizar o acoplamento entre ambas e estudar o problema completo. Foram realizadas simulações numéricas empregando a abordagem URANS com modelo de fechamento para turbulência $k - \omega - SST$. As simulações do peixe foram desenvolvidas empregando algoritmos de malha deformável de acordo à cinemática real dos peixes. O estudo da turbina foi abordado de forma simplificada mediante o método da linha atuadora. Na resolução do problema acoplado, diferentes configurações foram analisadas variando parâmetros como: frequência de natação do peixe, posição do mesmo na esteira e condições de operação do rotor. A partir dos resultados extraídos foi observada a dependência da produção de esforços do peixe com a sua localização na esteira, o que foi atribuído à mudança das variáveis turbulentas na esteira e as estruturas de vórtices coerentes, cambiantes para as diferentes localizações. Finalmente, o novo parâmetro proposto, o número de Strouhal local St_l , estabelece uma relação de dependência direta entre a cinemática do peixe, a vorticidade do escoamento e o coeficiente de esforços médio na direção do escoamento. Permitindo qualificar a admissibilidade do peixe nadar na esteira sob diferentes configurações e concluindo que sob as mesmas condições cinemática um peixe é capaz de produzir forças propulsivas maiores quando posicionado próximo ao rotor e alinhado com a ponta da pá.

Palavras-chave: peixes, turbina hidrocínética, esteira hidrodinâmica, turbulência, URANS, vórtices.

Abstract

The main goal of this work is to analyze the hydrodynamic interaction between a hydrokinetic turbine and a fish, in the context of the environmental impacts of technology on the ichthyofauna. Firstly, fish swimming under the carangiform kinematics and the wake of a hydrokinetic turbine were independently studied, aiming at the creation of two valid and robust methodologies to later perform the coupling between both and study the complete problem. Numerical simulations were carried out using the URANS approach with a $k - \omega - SST$ turbulence closure model. The fish simulations were developed using deformable mesh algorithms according to the real fish kinematics. The study of the turbine was approached in a simplified way using the actuator line method. In solving the coupled problem, different configurations were analyzed, varying parameters such as swimming frequency of the fish, their position on the wake, and rotor operating conditions. From the computed results, it was observed the dependence between fish force and its location on the wake, which was attributed to the change of turbulent variables on the wake and the vortex structures for the different locations. Finally, the new parameter proposed, the local Strouhal number St_l , establishes a direct dependency relationship between the fish kinematics, the flow vorticity, and the mean force coefficient in the flow direction. Allowing the qualification of the fish swimming in the wake under different configurations, and concluding that in the same kinematic conditions a fish is capable of producing greater propulsive forces when positioned close to the rotor and aligned with the tip of the blade.

Keywords: fish, hydrokinetic turbine, hydrodynamic wake, turbulence, URANS, vortex.

Lista de ilustrações

Figura 1 – Densidade de potência para dois sistemas eólicos e hidrocinéticos equivalentes ($C_p=0,35$)	2
Figura 2 – Esquema da interação peixe-turbina. Modelo flutuante de turbina hidrocinética do projeto Hydrok, enquanto se aproximam peixes nadando a jusante da mesma. Ilustração de Miguel Garcia.	4
Figura 3 – Dependência do número de Strouhal com o número de Reynolds. Linha contínua: $St \sim Re^{-0,25}$ ($Re < 10^4$). Linha descontinua: $St = 0,3$ ($Re > 10^4$). Adaptado de Gazzola, Argentina e Mahadevan (2014).	17
Figura 4 – Modos de natação: (a) Anguiliforme e (b) Carangiforme. Deformação da linha média do corpo segundo o movimento natatório correspondente e a forma corporal tipicamente associada.	19
Figura 5 – Sistema de coordenadas local solidário ao peixe e principais variáveis cinemáticas empregadas na descrição do nado: comprimento do peixe, L , deformação da linha media, $y(x, t)$, e amplitude em um quarto de ciclo, $A/2$ (distancia percorrida pela nadadeira caudal desde a posição do eixo horizontal até a posição final pela batida em um semi-ciclo).	20
Figura 6 – Forças atuantes sobre um peixe nadando e principais partes da morfologia do mesmo.	21
Figura 7 – Sequência de vórtices na esteira induzida por um peixe com nado característico no modo carangiforme. Indicando parâmetros fundamentais de nado como velocidade, U , frequência, f , e amplitude máxima da nadadeira caudal, A . Adaptado de Sfakiotakis, Lane e Davies (1999).	26
Figura 8 – (a) Esteira de vórtices de von Kármán tradicional (tipo arrasto), (b) Esteira de vórtices de von Kármán alinhada e (c) Esteira de vórtices de von Kármán reversa (tipo empuxo). Do lado direito das figuras indica-se o perfil de velocidade média: menor, igual ou maior que a velocidade do escoamento, respectivamente.	27
Figura 9 – Estruturas de vórtices tridimensional visualizadas usando o Q-criteria: (a) Esteira de vórtices de uma fileira; (b) Esteira de vórtices de duas fileiras;	28
Figura 10 – Esteiras de vórtices de von Kármán tradicional (tipo arrasto) (a) induzida por dois peixes nadando em cardume com configuração do tipo diamante; (b) a jusante de um obstáculo fixo com geometria cilíndrica de seção tipo-D. Região de baixa velocidade representada na cor cinza e vórtices positivos (vermelho) e negativos (azul). Adaptado de Liao (2007).	30

Figura 11 – Vista em perspectiva de uma turbina hidrocínética ilustrando alguns detalhes dos componentes internos do sistema de conversão, e vistas frontal e superior da mesma turbina exibindo as principais dimensões da máquina. Adaptado de (MACIAS et al., 2020a).	34
Figura 12 – Regiões da esteira hidrodinâmica. Esteira próxima: máximo déficit de velocidade e estruturas de vórtices coerentes, como os vórtices da ponta de pá e da nacele. Esteira distante: quebra dos vórtices, recuperação da pressão e mínimo déficit de velocidade.	36
Figura 13 – Visualizações do escoamento na esteira de uma turbina hidrocínética utilizando diferentes metodologias numéricas: (a) Modelo de vorticidade de esteira livre (ROSENBERG; SHARMA, 2016); (b) Modelo da linha atuadora e (c) Equações de Navier-Stokes com geometria do rotor (MENDES, 2020).	41
Figura 14 – Escoamento turbulento em um jato (visualização por (HU et al., 2000)).	44
Figura 15 – Escalas para diferentes abordagens na resolução da turbulência.	56
Figura 16 – Esquema de discretização de uma pá segundo o modelo da linha atuadora, a partir da geometria do rotor. Ilustram-se as forças hidrodinâmicas de arrasto e sustentação, D e L , referidas a uma seção qualquer da pá.	59
Figura 17 – Seção transversal do aerofólio que ilustra as forças hidrodinâmicas de sustentação, L , e arrasto, D , e o triângulo de velocidade.	60
Figura 18 – Reconstrução 3D dos modelos de peixes analisados: (a) Atum e (b) Lambari.	67
Figura 19 – Envelope da função amplitude de onda adimensionalizada pelo comprimento do peixe: (a) Atum e (b) Lambari.	69
Figura 20 – Deformações da linha média do peixe em um período (T) considerando um passo de tempo ($T/10$): (a) Atum - $St = 0,281$; $\omega = 8,39$ rad/s e (a) Lambari - $St = 0,3$; $\omega = 104,72$ rad/s.	69
Figura 21 – Vistas ortogonais do domínio computacional empregado nas simulações numéricas em função do parâmetro L	71
Figura 22 – Malhas numéricas utilizadas no estudo de convergência de malha nas simulações do peixe-atum, no plano xz . (a) Malha A - 9×10^5 nós e $\Delta x = 0,20L$; (b) Malha B - $1,9 \times 10^6$ nós e $\Delta x = 0,15L$ e (c) Malha C - $4,0 \times 10^6$ nós e $\Delta x = 0,10L$;	74
Figura 24 – Deformação da malha no plano $x - y$ durante um ciclo ($T=0.86s$) correspondente ao caso do atum nadando caracterizado por $St = 0,281$.	76

Figura 26 – (a) Malha numérica utilizada nas simulações ANSYS-CFX com rotor (MACÍAS et al., 2019); (b) Malha numérica estruturada formada por elementos hexaédricos para simulação do rotor simplificado pelo método da linha atuadora. Ambas as malhas conservam o mesmo tamanho do elemento na região de refinamento.	79
Figura 27 – Malha numérica empregada nas simulações peixe-turbina para as situações: (a) Peixe no centro do domínio a $1D$ a jusante do rotor ($2,9 \times 10^6$ nós); (b) Peixe no centro do domínio a $2D$ a jusante do rotor ($3,6 \times 10^6$ nós); (c) Peixe posicionado na altura da ponta da pá a $4D$ a jusante do rotor ($4,8 \times 10^6$ nós). A linha vermelha, de dimensão igual ao diâmetro do rotor, representa a posição do mesmo em cada um dos domínios considerados.	86
Figura 28 – Evolução temporal do coeficiente de força C_F do lambari para os números Reynolds: (a) $Re = 9 \times 10^3$; (b) $Re = 9 \times 10^4$	88
Figura 29 – Evolução temporal do coeficiente de força C_F do atum para os números Reynolds: (a) $Re = 7 \times 10^2$; (b) $Re = 7 \times 10^3$; (c) $Re = 7 \times 10^4$; (d) $Re = 7 \times 10^5$	89
Figura 30 – \bar{C}_F como função do St para diferentes Re . (a) Lambari; (b) Atum. As setas em vermelho indicam o valor de Strouhal de equilíbrio estimado.	91
Figura 31 – Comparação dos valores de St^* obtidos para os números de Reynolds (Tab. 11) avaliados com a função $St = f(Re)$ proposta por Gazzola, Argentina e Mahadevan (2014). Linha contínua: $St \sim Re^{-0,25}$ ($Re < 10^4$). Linha descontínua: $St = 0,3$ ($Re > 10^4$).	91
Figura 32 – Lambari: variação dos coeficientes de empuxo e arrasto total, C_{Tt} e C_{Dt} , de pressão, C_{Tp} e C_{Dp} e viscosas, C_{Tv} e C_{Dv} , em função de St quando: (a) $Re = 9 \times 10^3$ e (b) $Re = 9 \times 10^4$	93
Figura 33 – Campos de pressão e velocidade adimensionais para o lambari nadando sob diferentes condições de Re e St . Facilitando a comparação em distintos regimes de escoamentos e frequências de nado.	94
Figura 34 – Atum: variação dos coeficientes de empuxo e arrasto total, C_{Tt} e C_{Dt} , de pressão, C_{Tp} e C_{Dp} e viscosas, C_{Tv} e C_{Dv} , em função de St quando: (a) $Re = 7 \times 10^2$; (b) $Re = 7 \times 10^3$; (c) $Re = 7 \times 10^4$ e (d) $Re = 7 \times 10^5$	96
Figura 35 – Coeficiente de força instantânea desacoplado nas parcelas de empuxo e arrasto, considerando as componentes de pressão e viscosa, em um período adimensional do movimento. Incluindo o campo de pressão adimensional em vários instantes do ciclo de natação.	98
Figura 36 – Campos de velocidade e vorticidade adimensionais, (U/U_∞) e $(\omega_z L/U_\infty)$, e iso-superfícies do critério-Q ($Q=0,1$). (a) Atum; (b) Lambari.	103

Figura 37 – Campos de velocidade e vorticidade adimensionais, (U/U_∞) e $(\omega_z L/U_\infty)$, e iso-superfícies definidas pelo critério-Q ($Q=0,1$) para o atum em diferentes Re com $St = 0,413$	105
Figura 38 – Estruturas de vórtices tridimensionais para atum com $St = 0,413$ e $Re = 7 \times 10^5$; (a) $t_0 + 0,2T$; (b) $t_0 + 0,4T$; (c) $t_0 + 0,6T$; (d) $t_0 + 0,8T$ e (e) $t_0 + T$. Os vórtices foram representados pelo parâmetro critério-Q ($Q=0,1$).	107
Figura 39 – Contorno da vorticidade adimensional $(\omega_z L/U_\infty)$ sobre o plano AA', identificado na parte superior da figura. Apresentam-se também as iso-superfícies definidas pelo critério-Q coloridas com a vorticidade adimensional, considerando o mesmo plano, durante um ciclo completo. (a) t_0 ; (b) $t_0 + 0,2T$; (c) $t_0 + 0,4T$; (d) $t_0 + 0,6T$; (e) $t_0 + 0,8T$ e (f) $t_0 + T$, sendo $t_0 = 9s$. Para o atum com $St = 0,413$ e $Re = 7 \times 10^5$	108
Figura 40 – Vistas em perspectiva e lateral, exibindo as estruturas de vórtices tridimensionais do lambari usando o critério-Q ($Q=0,1$), durante 6 instantes de um ciclo. Ademais, da vista frontal, representada no plano de corte AA' ilustrando o contorno de vorticidade adimensional $(\omega_z L/U_\infty)$. Para as situações do lamabri nadando sob as condições (i) $\{St^* = 0,36; Re = 9 \times 10^4\}$ e (ii) $\{St = 0,2; Re = 9 \times 10^4\}$	110
Figura 41 – Vistas em perspectiva e lateral, exibindo as estruturas de vórtices tridimensionais do lambari usando o critério-Q ($Q=0,1$), durante 4 instantes de um ciclo. Ademais, da vista frontal, representada no plano de corte AA' ilustrando o contorno de vorticidade adimensional $(\omega_z L/U_\infty)$. Para as situações do lamabri nadando sob a condição $\{St^* = 0,51; Re = 9 \times 10^3\}$	112
Figura 42 – Curva característica $C_p \times TSR$ do rotor HK10, comparando os métodos da linha atuadora (ALM), as simulações com rotor no ANSYS-CFX (CFX) e simulações utilizando o método BEM.	114
Figura 43 – Esquema dos locais de toma de velocidade, localizados na esteira a $1D$ e $2D$ a jusante do rotor, e coincidentes com a linha da ponta da pá.	116
Figura 44 – Evolução temporal das velocidades adimensionais tomadas na esteira a $1D$ e $2D$ a jusante do rotor, e coincidentes com a linha da ponta da pá, isto é, a $0,5D$ na direção transversal. A linha preta pontilhada refere-se à velocidade na direção do escoamento (U_x) e a linha preta representa os valores da magnitude da velocidade, definida simplesmente como (U). A variável temporal também foi adimensionalizada empregando o período de rotação da máquina.	117

Figura 45 – Comparação dos perfis da magnitude de velocidade média a 1D, 2D, 3D e 4D a jusante do rotor no plano médio longitudinal nas simulações numéricas com (- -) o método da linha atuadora (ALM) e (—) considerando a geometria do rotor (CFX). Ademais, os perfis de velocidade a 2D e 3D a jusante do rotor foram validados com os resultados experimentais adimensionalizados obtidos no túnel de vento (**).	118
Figura 46 – Perfis de velocidade média adimensionais, U_y/U_∞ (- -) e U_z/U_∞ (—) a 1D, 2D, 3D e 4D a jusante do rotor no plano médio longitudinal nas simulações numéricas com o método da linha atuadora (ALM).	119
Figura 47 – Perfis de intensidade de turbulência média a 1D, 1,5D, 2D e 4D a jusante do rotor no plano médio longitudinal, nas simulações numéricas com o método da linha atuadora (ALM) e nos experimentos no túnel de vento (**).	120
Figura 48 – Comparação dos campos de velocidades adimensionais U/U_∞ no plano médio longitudinal nas simulações numéricas utilizando os métodos: simulações ANSYS-CFX com geometria do rotor (acima) e método simplificado da linha atuadora ALM (abaixo). Referem-se em linhas pontilhadas as distâncias ao rotor na esteira: 1D, 2D, 3D e 4D.	121
Figura 49 – Comparação dos campos de velocidades adimensionais U/U_∞ no plano transversal do rotor nas simulações numéricas utilizando os métodos: (a) simulações ANSYS-CFX com geometria do rotor (CFX) e (b) método simplificado da linha atuadora ALM (ALM); (c) Representa diferentes planos transversais a jusante do rotor nas distâncias 1D, 2D, 3D e 4D, para o método com geometria do rotor completa (CFX), acima, e o método simplificado da linha atuadora (ALM), abaixo.	123
Figura 50 – Comparação dos campos de vorticidades adimensionais $\omega_z D/U_\infty$ no plano médio longitudinal nas simulações numéricas utilizando os métodos: simulações ANSYS-CFX com geometria do rotor (imagem superior) e método simplificado da linha atuadora ALM (imagem inferior). Referem-se em linhas pontilhadas as distâncias ao rotor na esteira: 1D, 2D, 3D e 4D.	124
Figura 51 – Comparação das estruturas de vórtices tridimensionais a partir das iso-superfícies criadas com o parâmetro critério-Q ($Q=0.3$) nos métodos: simulações ANSYS-CFX com geometria do rotor (CFX) e método simplificado da linha atuadora (ALM).	125

Figura 52 – Evolução temporal dos coeficientes de forças adimensionais C_{Fx} , C_{Fy} e C_{Fz} , localizando-se o peixe a $2D$ a jusante do rotor e nadando sob o número de Strouhal, $St = 0,413$ ($\omega = 13 \text{ rad/s}$ e $U = 0,7 \text{ m/s}$). As linhas vermelhas verticais indicam os instantes $t = 6,4; 8,5; 13,2; 15,5; 16,8; 20,2 \text{ s}$, referentes aos campos de velocidade e vorticidade nas Fig. 53 e 54.	130
Figura 53 – Campo de velocidade adimensional U/U_∞ nos instantes $t=6,4; 8,5; 13,2; 15,5; 16,8; 20,2 \text{ s}$ indicados com linhas vermelhas na Fig. 52. Na situação, do peixe nadando a $2D$ a jusante do rotor sob o número de Strouhal, $St = 0,413$ ($\omega = 13 \text{ rad/s}$ e $U = 0,7 \text{ m/s}$).	131
Figura 54 – Campo de vorticidade adimensional $\omega_z L/U_\infty$ nos instantes $t=6,4; 8,5; 13,2; 15,5; 16,8; 20,2 \text{ s}$ indicados com linhas vermelhas na Fig. 52. Na situação, do peixe nadando a $2D$ a jusante do rotor sob o número de Strouhal, $St = 0,413$ ($\omega = 13 \text{ rad/s}$ e $U = 0,7 \text{ m/s}$).	132
Figura 55 – Vórtices tridimensionais utilizando o parâmetro critério-Q ($Q=0,03$), colorido com a magnitude de velocidade. Na situação onde o peixe se localiza a $2D$ a jusante do rotor e nadando sob o número de Strouhal, $St = 0,413$ ($\omega = 13 \text{ rad/s}$ e $U = 0,7 \text{ m/s}$).	133
Figura 56 – Evolução temporal dos coeficientes de forças adimensionais C_{Fx} , C_{Fy} e C_{Fz} , na situação do peixe nadando em um escoamento não perturbado em velocidade constante $U = 2,5 \text{ m/s}$ (sem presença do rotor) sob o número de Strouhal, $St = 0,33$ ($\omega = 36,6 \text{ rad/s}$).	135
Figura 57 – Evolução temporal dos coeficientes de forças adimensionais C_{Fx} , C_{Fy} e C_{Fz} , localizando-se o peixe a $1D$ a jusante do rotor e nadando sob o número de Strouhal, $St = 0,33$ ($\omega = 36,6 \text{ rad/s}$). As linhas vermelhas pontilhadas correspondem a cada quarto de ciclo do rotor.	136
Figura 58 – Evolução temporal dos coeficientes de forças adimensionais C_{Fx} , C_{Fy} e C_{Fz} , localizando-se o peixe a $2D$ a jusante do rotor e nadando sob o número de Strouhal, $St = 0,33$ ($\omega = 36,6 \text{ rad/s}$). As linhas vermelhas pontilhadas correspondem a cada quarto de ciclo do rotor.	137
Figura 59 – Evolução temporal dos coeficientes de forças adimensionais C_{Fx} , C_{Fy} e C_{Fz} , localizando-se o peixe a $4D$ a jusante do rotor e nadando sob o número de Strouhal, $St = 0,33$ ($\omega = 36,6 \text{ rad/s}$). As linhas vermelhas pontilhadas correspondem a cada quarto de ciclo do rotor.	138
Figura 60 – Perfis da magnitude de velocidade média no plano médio longitudinal, antes (—) e depois do peixe (- -), nas situações onde o mesmo é posicionado a $1D$, $2D$ e $4D$ a jusante do rotor.	140
Figura 61 – Perfis da velocidade média na direção z no plano médio longitudinal, antes (—) e depois do peixe (- -), nas situações onde o mesmo é posicionado a $1D$, $2D$ e $4D$ a jusante do rotor.	140

Figura 62 – Campo da magnitude da velocidade adimensional (U/U_∞) no plano longitudinal xy nas situações com o peixe posicionado a jusante do rotor 1D, 2D e 4D e $St = 0, 33$ ($\omega = 33, 6 \text{ rad/s}$).	142
Figura 63 – Campo da componente z da vorticidade adimensional ($\omega_z D/U_\infty$) no plano longitudinal xy nas situações com o peixe posicionado a jusante do rotor 1D, 2D e 4D e $St = 0, 33$ ($\omega = 33, 6 \text{ rad/s}$).	144
Figura 64 – Vistas frontais e laterais das estruturas de vórtices tridimensionais a partir das iso-superfícies definidas pelo critério-Q ($Q=0,03$), coloridas com a magnitude de vorticidade adimensional $\omega_{mag}/U_\infty D$, nas situações 1D, 2D e 4D e $St = 0, 33$ ($\omega = 33, 6 \text{ rad/s}$).	146
Figura 65 – Perfis da intensidade de turbulência média no plano médio longitudinal, antes (—) e depois do peixe (- -), nas situações onde o mesmo é posicionado a 1D, 2D e 4D a jusante do rotor.	147
Figura 66 – Níveis da escala de intensidade de turbulência em planos transversais (yz) anteriores e posteriores ao peixe, nas situações 1D, 2D e 4D e $St = 0, 33$ ($\omega = 33, 6 \text{ rad/s}$).	148
Figura 67 – Níveis da energia cinética turbulenta adimensional (\sqrt{k}/U) no plano longitudinal (xy) nas situações 1D, 2D e 4D e $St = 0, 33$ ($\omega = 33, 6 \text{ rad/s}$).	150
Figura 68 – Níveis da componente do tensor de Reynolds adimensional ($\tau_{xy}/\rho U^2$) no plano longitudinal (xy) nas situações 1D, 2D e 4D e $St = 0, 33$ ($\omega = 36, 6 \text{ rad/s}$).	151
Figura 69 – Campo de pressão adimensional $P/0, 5\rho U^2$ no plano longitudinal (xy) nas situações 1D, 2D e 4D e $St = 0, 33$ ($\omega = 36, 6 \text{ rad/s}$).	153
Figura 70 – Evolução temporal dos coeficientes de forças adimensionais C_{Fx} , C_{Fy} e C_{Fz} , localizando-se o peixe a $1D$ a jusante do rotor e nadando sob o número de Strouhal, $St = 0, 29$ ($\omega = 32, 5 \text{ rad/s}$). As linhas vermelhas pontilhadas correspondem a cada quarto de ciclo do rotor.	155
Figura 71 – Evolução temporal dos coeficientes de forças adimensionais C_{Fx} , C_{Fy} e C_{Fz} , localizando-se o peixe a $2D$ a jusante do rotor e nadando sob o número de Strouhal, $St = 0, 1$ ($\omega = 1, 7 \text{ rad/s}$). As linhas vermelhas pontilhadas correspondem ao início de cada ciclo do rotor.	157
Figura 72 – Campos de velocidade e vorticidade adimensionais, (U/U_∞) e ($\omega L/U_\infty$), encontrando-se o peixe nadando 2D a jusante do rotor com $St = 0, 1$ ($\omega = 10, 7 \text{ rad/s}$).	159
Figura 73 – Níveis da energia cinética turbulenta (\sqrt{k}/U) no plano longitudinal (xy) nas situação 1D e $St = 0, 1$ ($\omega = 10, 7 \text{ rad/s}$).	160
Figura 74 – Níveis da componente do tensor de Reynolds ($\tau_{xy}/\rho U^2$) no plano longitudinal (xy) nas situação 1D e $St = 0, 1$ ($\omega = 10, 7 \text{ rad/s}$).	160

Figura 75 – Campo da magnitude da velocidade (U_{mag}) no plano de corte transversal (yz), com origem no centro do peixe. Nas posições da esteira 1D, 2D e 4D.	162
Figura 76 – Campo da magnitude da vorticidade adimensional ($\omega_{mag} D/U$) no plano de corte transversal (yz), com origem no centro do rotor. Nas posições da esteira 1D, 2D e 4D.	162
Figura 77 – \bar{C}_{F_x} como função do número de Strouhal local St_l (Eq. 6.1) para o número de Reynolds, $Re = 5,5 \times 10^6$	164
Figura 78 – Campo da magnitude da vorticidade (ω_{mag}) no plano de corte transversal (yz), com origem no centro do rotor. Na situação caracterizada pelo peixe posicionar-se a 2D a jusante do rotor, alinhado com o eixo do rotor e com $U = 0,7 m/s$ e $St = 0,413$	167
Figura 79 – Malha numérica utilizada nas simulações URANS da esfera (Malha b, com $2,5 \times 10^6$ nós).	194
Figura 80 – Coeficiente de arrasto experimental para escoamento sobre esfera em função do Re (CONSTANTINESCU; SQUIRES, 2004).	195
Figura 81 – Visualização do campo de velocidades U/U_∞ para $Re = 150$, $t = 30 s$	197
Figura 82 – Visualização do campo de velocidades U/U_∞ para $Re = 10^4$, $t = 30 s$	197
Figura 83 – Visualização do campo de velocidades U/U_∞ para $Re = 10^5$, $t = 30 s$	197
Figura 84 – Malha numérica utilizada nas simulações da turbina HK10 escala 1/10 com $3,8 \times 10^6$ nós.	199
Figura 85 – Perfis de velocidade média no plano central a jusante da turbina. (-) Simulação Linha atuadora-LES; (*) Experimentos em túnel de vento com anemometria de fio quente.	201
Figura 86 – Visualização do campo de velocidades U/U_∞ para simulação usando o método da linha atuadora.	202
Figura 87 – Visualização do campo de velocidades U/U_∞ para simulação do rotor completo no CFX.	202
Figura 88 – Visualização do vórtices por meio do parâmetro Q-criterion para simulação usando o método da linha atuadora.	202
Figura 89 – Visualização do vórtices por meio do parâmetro Q-criterion para simulação do rotor completo no CFX.	202
Figura 90 – Campo de velocidade adimensional (U/U_∞), encontrando-se o peixe nadando 1D a jusante do rotor com $St = 0,29$ ($\omega = 32,54 rad/s$).	203
Figura 91 – Campo de vorticidade adimensional ($\omega_z D/U_\infty$), encontrando-se o peixe nadando 1D a jusante do rotor com $St = 0,29$ ($\omega = 32,54 rad/s$).	203

Figura 92 – Vistas frontais e laterais das estruturas de vórtices tridimensionais a partir das iso-superfícies criadas com a variável critério Q ($q=0.03$), coloridas com a magnitude de vorticidade adimensional $\omega_{mag}D/U_\infty$. Na situação 1D e $St = 0,29$ ($\omega = 32,5rad/s$).	204
Figura 93 – Níveis da escala de intensidade de turbulência em planos transversais (yz) anteriores e posteriores ao peixe, nas situação 1D e $St = 0,29$ ($\omega = 32,5rad/s$).	204
Figura 94 – Níveis da energia cinética turbulenta (\sqrt{k}/U) no plano longitudinal (xy) nas situação 1D e $St = 0,29$ ($\omega = 32,5rad/s$).	205
Figura 95 – Níveis da componente do tensor de Reynolds ($\tau_{xy}/\rho U^2$) no plano longitudinal (xy) nas situação 1D e $St = 0,29$ ($\omega = 32,5rad/s$).	205

Lista de tabelas

Tabela 1 – Modelos de turbulência empregados de acordo ao número de Reynolds do escoamento.	65
Tabela 2 – Parâmetros cinemáticos do nado do atum. Trabalho de referência: (ZHU et al., 2002)	68
Tabela 3 – Parâmetros cinemáticos do nado do lambari. Trabalho de referência: (BORAZJANI; SOTIROPOULOS, 2008)	68
Tabela 4 – Situações simuladas para o atum, caracterizadas pela combinação $\{Re - St\}$	70
Tabela 6 – Situações simuladas para o lambari, caracterizadas pela combinação $\{Re - St\}$	70
Tabela 7 – Dimensões dos elementos nas diferentes regiões da malha (domínio, esteira, peixe) em função do comprimento característico do peixe, $L = 1$ m no atum e $L = 0,09$ m no lambari.	73
Tabela 8 – Parâmetros envolvidos no estudo de convergência de malha.	73
Tabela 9 – Estudo de convergência de malha do rotor hidrocínético HK10 operando nas condições de desenho ($TSR = 1,6$) no ANSYS-CFX (MACÍAS et al., 2019).	79
Tabela 10 – Caracterização das diferentes situações turbina-peixe simuladas, detalhando velocidade do escoamento livre, rotação do rotor, frequência de nado do peixe e a posição do mesmo a partir das distâncias nas direções x e z , tomando como referência a origem do sistema estabelecida no centro do rotor.	84
Tabela 11 – Número de Strouhal de equilíbrio (St^*) para os diferentes números de Reynolds.	91
Tabela 12 – Eficiências propulsiva, quase-propulsiva e coeficiente de potência em vários números de Reynolds, no Strouhal de equilíbrio (St^*) estimado para cada caso do lambari.	100
Tabela 13 – Eficiências propulsiva, quase-propulsiva e coeficiente de potência em vários números de Reynolds, na condição de equilíbrio (St^*) estimado para cada caso do atum.	100
Tabela 14 – Valores médios do coeficiente de esforços viscosos (\vec{C}_{Fv}), de pressão (\vec{C}_{Fp}) e total ($\vec{C}_{Ft} = \vec{C}_{Fv} + \vec{C}_{Fp}$) sobre o peixe, nas três direções do espaço (x, y, x) , nas situações investigadas. O peixe nadando no $St = 0,33$ ($\omega = 36,6 \text{ rad/s}$), com velocidade do fluxo livre $2,5 \text{ m/s}$, em um escoamento não perturbado e na esteira da turbina hidrocínética nas posições $1D, 2D, 4D$ a jusante do rotor alinhado com a ponta da pá. 139	

Tabela 15 – Velocidades médias nas três direções do espaço nos locais de avaliação do peixe, a 1D, 2D e 4D a jusante do rotor alinhados com a ponta da pá.	143
Tabela 16 – Valores médios do coeficiente de esforços de empuxo (T) e arrasto (D), e suas componentes viscosas e de pressão (empregando os subíndices p e v , respectivamente). A tabela caracteriza os esforços adimensionais do peixe nadando com $St = 0,33$ ($\omega = 36,6 rad/s$), velocidade do escoamento livre $2,5 m/s$, na esteira da turbina hidrocínética nas posições 1D, 2D, 4D a jusante do rotor alinhado com a ponta da pá.	154
Tabela 17 – Valores médios dos coeficientes de esforços viscosos (\bar{C}_{Fv}), de pressão (\bar{C}_{Fp}) e total ($\bar{C}_{Ft} = \bar{C}_{Fv} + \bar{C}_{Fp}$) sobre o peixe, nas três direções do espaço (x, y, x), nas situações avaliadas onde o peixe é posicionado 1D a jusante do rotor. Comparando os esforços desenvolvidos sob as condições cinemáticas de natação, $St = 0,33$ ($\omega = 36,6 rad/s$) e $St = 0,29$ ($\omega = 32,5 rad/s$).	156
Tabela 18 – Valores médios dos coeficientes de esforços viscosos (\bar{C}_{Fv}), de pressão (\bar{C}_{Fp}) e total ($\bar{C}_{Ft} = \bar{C}_{Fv} + \bar{C}_{Fp}$) sobre o peixe, nas três direções do espaço (x, y, x), nas situações avaliadas onde o peixe é posicionado 1D a jusante do rotor. Comparando os esforços desenvolvidos sob as condições cinemáticas de natação, $St = 0,33$ ($\omega = 36,6 rad/s$) e $St = 0,1$ ($\omega = 10,7 rad/s$).	158
Tabela 19 – Caracterização dos diferentes casos com $U = 2,5 m/s$ (nomeados de A-E) segundo algumas das variáveis de interesse para análise ($Re = 5,5 \times 10^6$).	163
Tabela 20 – Valores do coeficiente de arrasto, C_D , encontrados na literatura e no estudo de convergência de malha desde trabalho, para a situação $Re = 150$.	194
Tabela 21 – Valores de C_D obtidos durante as simulações realizadas e comparação com a literatura.	196
Tabela 22 – Dimensões dos elementos nas regiões de malha com diferentes densidades	199

Lista de abreviaturas e siglas

ALM	Actuator Line Method
ADM	Actuator Disk Method
BEM	Blade Element Method
BCF	Body Caudal Fin
EBT	Elongated Body Theory
CFD	Computational Fluid Dynamic
CFL	Número de Courant
LEA	Laboratório de Energia e Ambiente
LES	Large-Eddy Simulations
LEV	Leading edge vortex
MPF	Median Pectoral Fin
PIV	Particle image velocimetry
SGS	Smagorinsky
TEV	Trailing edge vortex
TSR	Velocidade de ponta de pá (Tip Speed Ratio)
UnB	Universidade de Brasília
URANS	Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes

Lista de símbolos

Símbolos latinos

a_i	Coefficientes da função amplitude
A	Amplitude máxima
c	Corda do perfil aerodinâmico
C_D	Coefficiente de arrastro
C_F	Coefficiente de força
C_T	Coefficiente de empuxo
C_p	Coefficiente de potencia
D	Força de arrastro
F	Força
F_{rig}	Força do peixe como corpo rígido
IT	Intensidade de turbulência
k	Energia cinética de turbulência
P_u	Potência útil
P_t	Potência total
t	Força de empuxo
T	Força de empuxo
R	Raio do rotor
Re	Número de Reynolds
RL	Razão de escala de comprimento dos vórtices
St	Número de Strouhal
Sw	Número de Swimmer
U	Velocidade

Símbolos gregos

η_ϵ	Função de regularização da distância
η_l	Eficiência líquida
η_p	Eficiência propulsiva
η_{qp}	Eficiência quase-propulsiva
ϵ	Parâmetro de alcance
Γ	Recirculação
κ	Numero de onda
λ	Comprimento de onda
ν	Viscosidade cinemática
ω	Frequência de deformação do peixe [rad/s]
Ω	Velocidade de rotação da turbina [rad/s]
ρ	Massa específica
τ	tensor de tensões cisalhantes

Sumário

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	Contextualização	1
1.2	Objetivos	4
1.2.1	Objetivo geral	4
1.2.2	Objetivos específicos	5
1.3	Estado da arte	5
1.3.1	Impactos ambientais de turbinas hidrocínéticas sobre a ictiofauna	5
1.3.2	Nado de peixes	8
1.3.3	Turbinas hidrocínéticas	13
1.4	Organização do trabalho	15
2	BIOMECÂNICA DO NADO DE PEIXES	16
2.1	Principais parâmetros adimensionais	16
2.2	Cinemática do nado de peixes	17
2.3	Forças hidrodinâmicas	20
2.4	Eficiência propulsiva	22
2.5	Estrutura da esteira hidrodinâmica	26
2.6	Nado de peixes em escoamento perturbado	29
3	HIDRODINÂMICA DE TURBINAS DE EIXO HORIZONTAL	34
3.1	Esteira hidrodinâmica de uma turbina de eixo horizontal	35
3.2	Métodos de descrição da esteira	38
4	MODELAGEM NUMÉRICA DE ESCOAMENTOS TURBULENTOS	42
4.1	Equações de Navier-Stokes	42
4.2	Equações médias de Navier-Stokes - URANS	43
4.2.1	Modelos de fechamento	46
4.2.1.1	Modelo $k - \varepsilon$	47
4.2.1.2	Modelo $k - \omega$	48
4.2.1.3	Modelo $k - \omega - SST$	49
4.2.1.4	Modelo $\gamma - Re_{\theta} - SST$	51
4.3	Simulações de estruturas de grandes escalas	55
4.4	Modelo da linha atuadora	58
5	METODOLOGIA NUMÉRICA	63
5.1	Plataforma numérica utilizada	63

5.2	Estudo numérico do nado de peixes	64
5.2.1	Geometria	66
5.2.2	Cinemática	67
5.2.3	Domínio computacional e condições de contorno	70
5.2.4	Malha numérica	72
5.3	Estudo numérico da turbina hidrocínética	77
5.3.1	Domínio computacional, condições de contorno e malha numérica	78
5.3.2	Malha numérica	78
5.3.3	Implementação do método da linha atuadora	80
5.4	Estudo numérico do problema acoplado peixe-turbina hidrocínética	83
6	RESULTADOS E DISCUSSÕES	87
6.1	Hidrodinâmica de peixes nadando em escoamentos não perturbados	87
6.1.1	Forças hidrodinâmicas instantâneas	88
6.1.2	Condição de equilíbrio	90
6.1.3	Desacoplamento das forças de arrasto e empuxo	92
6.1.4	Eficiência de nado	99
6.1.5	Esteira hidrodinâmica induzida durante o nado	101
6.1.6	Formação dos vórtices na nadadeira caudal	106
6.2	Hidrodinâmica da turbina hidrocínética	113
6.2.1	Coeficiente de potência	114
6.2.2	Caracterização da esteira	115
6.3	Hidrodinâmica turbina-peixe	127
6.3.1	Configurações com $U = 0,7 m/s$	127
6.3.2	Configurações com $U = 2,5 m/s$	134
6.3.3	Discussão dos resultados	161
7	CONCLUSÕES	168
	REFERÊNCIAS	173
	APÊNDICES	191
	APÊNDICE A – ESTUDO DE VALIDAÇÃO: ESCOAMENTO SOBRE ESFERA	192
	APÊNDICE B – ESTUDO DE VALIDAÇÃO: METODOLOGIA DA LINHA ATUADORA	198
	APÊNDICE C – VISUALIZAÇÕES	203

1 Introdução

1.1 Contextualização

Promovidas pelo constante debate sobre aquecimento global, as energias renováveis continuam sendo um assunto de vanguarda nos âmbitos corporativos, políticos e de pesquisa. A busca de alternativas tecnológicas deve adequar soluções de forma que cada país considere seus recursos e possibilidades, criando assim seu próprio espaço energético.

No caso do Brasil, com um importante potencial hídrico, aproximadamente 70% da energia elétrica produzida vem de usinas hidrelétricas convencionais. Nos últimos anos, tem aumentado o interesse pela energia hidrocínética, alternativa hídrica para produção de eletricidade onde se aproveita a velocidade de corrente ou energia cinética de um escoamento (LAWS N. D.; EPPS et al., 2016). Locais habituais de instalação de turbinas hidrocínéticas são estuários, rios ou correntes marinhas, sem a necessidade de grandes obras civis como reservatórios ou barragens e sem a criação de quedas de água e/ou o desvio do leito dos rios. Tudo isto representa uma vantagem frente à energia hidrelétrica convencional que carrega importantes efeitos desfavoráveis no meio ambiente tais como: realocação de pessoas, inundações de áreas agrícolas e habitats, alteração de regimes de rios, emissão de gás metano (CH_4), entre outros (YUCE; MURATOGLU, 2015).

A base teórica empregada para o estudo de turbinas hidrocínéticas é a teoria de turbinas eólicas devido à forte semelhança entre elas. Em ambos os casos, um dispositivo extrai energia cinética contida em um escoamento, água ou ar, respectivamente. As turbinas hidrocínéticas apresentam maior potencial de extração de energia que as eólicas, mesmo trabalhando com escoamentos a velocidades bastante menores, devido à massa específica da água ser bem superior à do ar. A Fig. 1 exibe as capacidades energéticas de sistemas eólicos e hidrocínéticos equivalentes (mesmo tamanho e coeficiente de potência¹) para as velocidades de escoamento próprias em cada caso, de 11 a 14 m/s e de 1.5 a 3 m/s, respectivamente (KHAN; IQBAL; QUAICOE, 2008; YUCE; MURATOGLU, 2015). Nota-se que máquinas hidrocínéticas apresentam capacidades energéticas maiores que 50% se comparadas a dispositivos eólicos equivalentes, nas faixas de velocidade de operação habituais. Observando a Fig. 1, percebe-se como uma turbina hidrocínética operando em água a 1.5 m/s apresenta a mesma densidade de potencia ($600W/m^2$) que uma turbina eólica do mesmo tamanho e eficiência em ar a 14 m/s.

Além do elevado potencial energético do escoamento de água, existem outros fatores

¹ Coeficiente de potência, C_p , é uma medida da eficiência fluido-mecânica de uma máquina. Determinado pela razão entre a potência mecânica extraída pelo rotor da turbina e a potência disponível no escoamento que atravessa a área varrida pelo rotor (Ver definição na Eq. 3.1 na seção 3).

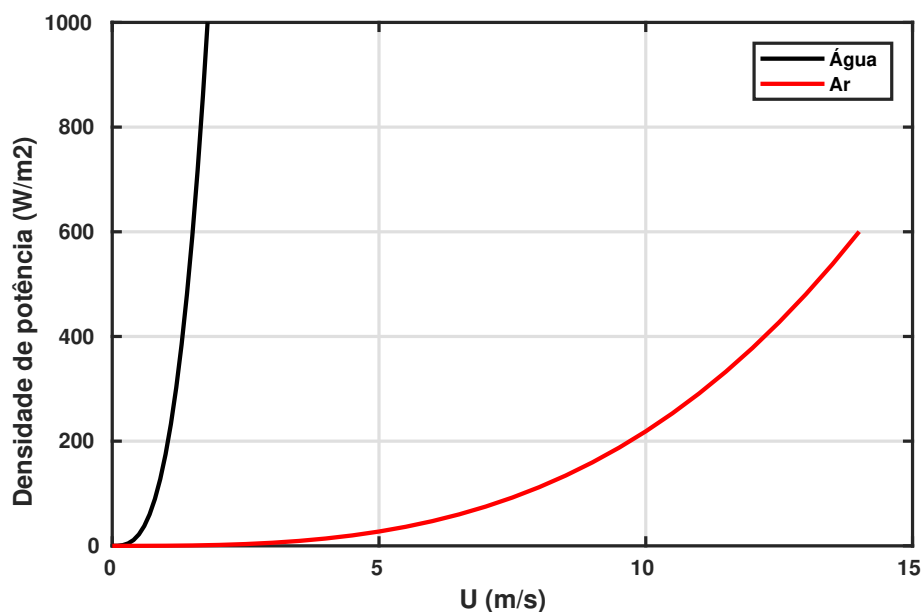


Figura 1 – Densidade de potência para dois sistemas eólicos e hidrocínéticos equivalentes ($C_p=0,35$)

importantes que favorecem a aplicação desta tecnologia como, a maior previsibilidade energética se comparada a outras energias renováveis como a solar ou a eólica (FRAENKEL, 2007), o fornecimento de energia elétrica para comunidades isoladas sem acesso ao sistema elétrico nacional de transmissão (ELS; JUNIOR, 2015) e os menores impactos ambientais se comparados com as centrais hidrelétricas convencionais, como mencionado anteriormente.

Por outro lado, a principal desvantagem em comparação a outros métodos de produção de energia é a baixa eficiência dos dispositivos, com limite máximo teórico de 59,3% (limite de Betz²), e na prática, apenas em sistemas profissionais de alta qualidade se atingem eficiências de 50% (YUCE; MURATOGLU, 2015). Outro inconveniente em relação à produção de energia é o menor tamanho dos dispositivos, se comparados a eólicos e hidrelétricos convencionais, devido à limitação da profundidade do local de instalação. Porém, a questão de produção de energia, influenciada pelo tamanho e eficiência das máquinas, pode ser contornada adotando estratégias como a instalação de várias turbinas na forma de arranjo ou a utilização de difusores (NUNES et al., 2019). Em contrapartida, a repercussão de um arranjo hidrocínético sobre o ambiente será consideravelmente maior que no caso de uma única turbina (FALLON et al., 2014).

Entretanto, os impactos ambientais associados à instalação e operação de turbinas hidrocínéticas são ainda um tema em aberto na literatura devido à incipiência da tecnologia, por encontrar-se ainda em fase de maturação devido a que são poucas as unidades operando

² Limite de Betz representa o valor teórico máximo da eficiência de uma turbina de eixo horizontal. O máximo da função do coeficiente de potência $C_p = 16/27 \approx 0.593$ foi estabelecida pelos autores Lanchester (1915), Betz (1920) e Joukowsky (1920).

comercialmente. Na literatura são descritas as principais causas que podem afetar na vida aquática após a instalação de dispositivos hidrocínéticos tais como suspensão de sedimentos (JORDAN et al., 2018; MUSA et al., 2018), alteração dos regimes hidráulicos do rio (KARTEZHNIKOVA; RAVENS, 2014; DANESHVAR et al., 2017), ruídos (SHIELDS et al., 2010; SCHRAMM; BEVELHIMER; SCHERELIS, 2017), campos eletromagnéticos (CADA et al., 2011; LAWS N. D.; EPPS et al., 2016), colisões dos peixes com as pás da turbina (ROMERO-GOMEZ; RICHMOND, 2014; RICHMOND; ROMERO-GOMEZ, 2014; ZHANG et al., 2017), toxicidade por pinturas e outros químicos, e a instalação de várias unidades hidrocínéticas formando um arranjo (FALLON et al., 2014; MUSA et al., 2018). Algumas dessas questões vêm sendo estudadas há quase duas décadas, como é o caso das colisões entre peixe e rotor. Sem embargo, existem outros problemas importantes que ainda não tem sido abordados, como por exemplo, o risco de colisão de cardumes de peixes com parques hidrocínéticos ou o efeito da esteira na biomecânica do nado de peixes.

O risco ambiental da tecnologia relaciona-se com a possibilidade de cardumes de peixes aproximarem-se das partes rotativas da máquina. Este tipo de situação coloca um problema hidrodinâmico de trajetórias admissíveis de peixes, em sua situação de nado, na região de esteira de turbinas hidrocínéticas. Sendo que, esse tipo de estudo e de descrição hidrodinâmica adequada é inédito na literatura internacional.

Esta tese portanto direciona esforços de pesquisa na hidrodinâmica de turbinas e peixes no sentido de investigar o comportamento do nado de peixes na região de esteiras de turbinas hidrocínéticas de eixo horizontal. Na Fig. 2, o problema é apresentado de forma visual para ajudar no entendimento, ilustrando como peixes nadam a jusante de uma turbina hidrocínética instalada em um canal na direção contrária ao escoamento.

Neste trabalho a relação peixe/turbina é abordada visando a interação hidrodinâmica entre ambos. Esta caracterização é realizada a partir de simulações numéricas baseadas na dinâmica dos fluidos computacional CFD³ que integram a biomecânica do nado de peixes junto a escoamentos turbulentos tridimensionais, tais como o induzido na esteira de uma turbina hidrocínética. Até o momento, não foram encontrados na literatura estudos similares e portanto, este trabalho contribuirá para o estado da arte dos assuntos estudados: impactos ambientais de turbinas hidrocínéticas sobre a ictiofauna e simulações numéricas de peixes nadando em escoamentos perturbados.

³ Acrônimo da expressão origina na língua inglesa *Computational Fluid Dynamics*.

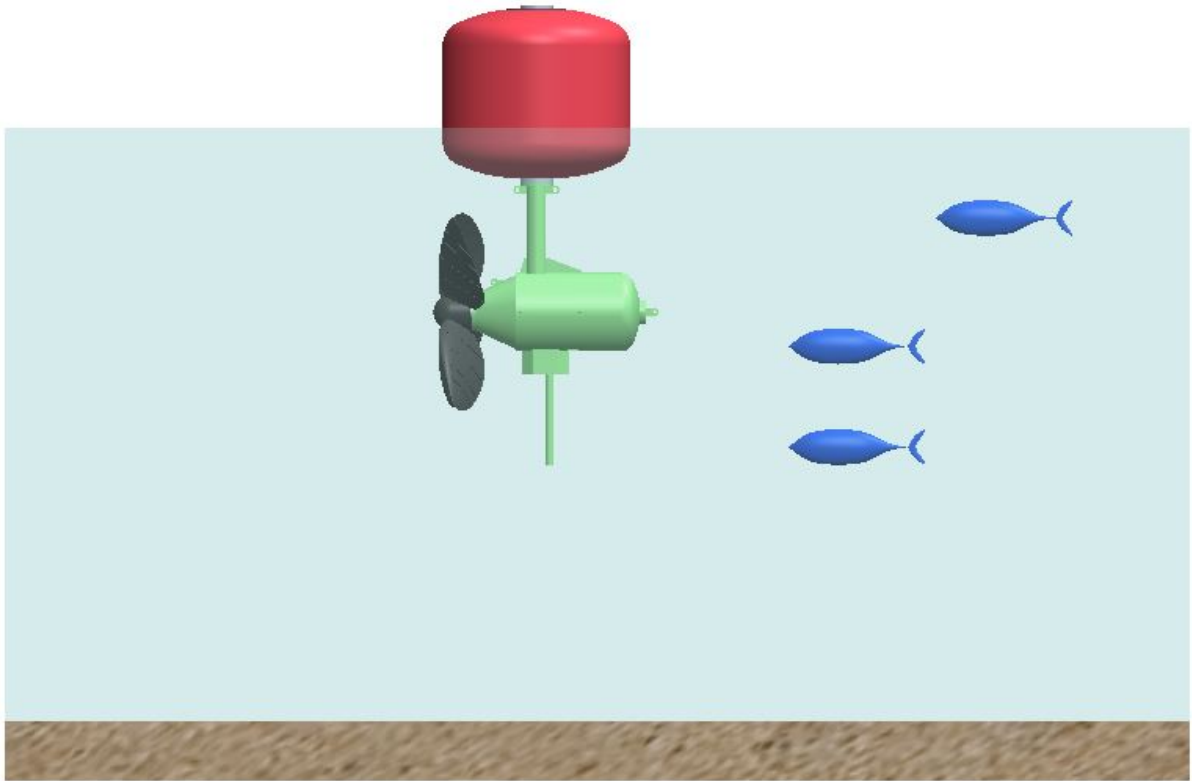


Figura 2 – Esquema da interação peixe-turbina. Modelo flutuante de turbina hidrocínética do projeto Hydrok, enquanto se aproximam peixes nadando a jusante da mesma. Ilustração de Miguel Garcia.

1.2 Objetivos

1.2.1 Objetivo geral

O objetivo do presente trabalho é estudar numericamente o problema de peixes nadando em esteiras de turbinas hidrocínéticas de eixo horizontal, visando estabelecer uma relação entre as condições de nado do peixe e as principais variáveis do escoamento perturbado. Estudos numéricos CFD são realizados para estudar a biomecânica de um peixe aproximando-se das partes móveis da turbina em um escoamento turbulento perturbado. Neste sentido, simulações numéricas com domínios de fronteiras móveis são desenvolvidas visando a modelagem mecânica e cinemática do peixe, uma abordagem do modelo simplificado de linha atuadora é utilizada para simular a turbina hidrocínética. A descrição do escoamento da esteira interagindo com o nado do peixe apresentam-se como um problema de elevada complexidade numérica, já que é preciso modelar o escoamento turbulento, ademais de impor o movimento de natação ao peixe causado pela sua própria deformação e implementar a moção da máquina rotativa.

1.2.2 Objetivos específicos

- Estudo do nado de peixes em escoamento não perturbado mediante simulações numéricas com fronteira móvel, verificando a confiabilidade da metodologia numérica empregada com resultados da literatura. Os principais aspectos do problema na natação de peixes são analisados tais como: a determinação dos parâmetro adimensionais fundamentais na análise, as forças e eficiências hidrodinâmicas de nado, a caracterização das esteiras e a emissão de vórtices. Neste ponto reside a aquisição tanto dos conhecimentos como das ferramentas necessárias para investigar a interação hidrodinâmica turbina-peixe.
- Estudo numérico de um rotor hidrocínético empregando um modelo simplificado da linha atuadora. A metodologia numérica utilizada nas simulações da turbina foi validada com resultados na literatura. E constatou-se que o método permite uma descrição apropriada da hidrodinâmica da esteira próxima, para posteriormente analisar um peixe nadando em um escoamento tridimensional complexo dessa topologia.
- Estudo do conjunto turbina hidrocínética-peixe mediante simulações numéricas onde se acoplam as simulações do peixe, com fronteira móvel, e as do rotor, com o método da linha atuadora. Análise do desempenho de um peixe em diferentes lugares da esteira hidrodinâmica da turbina e interpretação mecânica do comportamento do mesmo ante o obstáculo móvel e o escoamento turbulento mediante o adimensional proposto St_l .

1.3 Estado da arte

1.3.1 Impactos ambientais de turbinas hidrocínéticas sobre a ictiofauna

As turbinas hidrocínéticas são normalmente instaladas em locais de grande riqueza ecológica, e portanto, é importante conhecer como esses dispositivos poderiam impactar sobre o ambiente afetando à flora, fauna, hidrologia e incluso à hidrodinâmica do escoamento. Quantificar e qualificar os impactos ambientais de um dispositivo energético é fundamental para que os órgãos ambientais pertinentes permitam a instalação e operação dos mesmos. A pesquisa sobre impactos ambientais de turbinas hidrocínéticas vêm sendo desenvolvida nos últimos 15 anos, e é ainda um tema emergente na literatura científica, como consequência da expansão da indústria de energia hidrocínética (SCHERELIS et al., 2020).

Entre os primeiros trabalhos fundamentais abordando questões sobre os impactos de tecnologias hidrocínéticas e marinhas destaca-se o estudo realizado por CADA G.;

AHLGRIMM et al. (2007). Nele, os autores reuniram todas as informações apresentadas na oficina *Proceedings of the hydrokinetic and wave energy technologies technical and environmental issues workshop* e sumarizaram os principais potenciais impactos ambientais que a instalação e operação de turbinas hidrocínéticas poderiam originar. Tais como: impactos com partes físicas da turbina, ruídos, campos eletromagnéticos, sedimentação, toxicidade por químicos, alteração de regimes hidráulicos e hidrológicos, assim como do habitat do fundo do rio. Posteriormente, instituições de prestígio internacional como o *U.S. Department of Energy* e o *Electric Power Research Institute* publicaram relatórios científicos sobre o assunto reforçando as poucas investigações existentes até o momento (U.S. Department of Energy, 2009; Electric Power Research Institute, 2011).

Inicialmente, a pesquisa sobre impactos ambientais de turbinas hidrocínéticas se centra maioritariamente no problema das colisões de peixes e rotores, partindo da extrapolação do conhecimento adquirido das já consolidadas turbinas hidrelétricas convencionais (WILSON et al., 2007; Electric Power Research Institute, 2011). Lesões e taxas de sobrevivência e mortalidade vêm sendo avaliadas ao longo dos anos a partir de simulações numéricas (ROMERO-GOMEZ; RICHMOND, 2014; ZANGIABADI et al., 2017) e experiências em laboratórios (Electric Power Research Institute et al., 2011; SCHEWEIZER; CADA; BEVELHIMER, ; JACOBSON et al., 2012; CASTRO-SANTOS; HARO, 2013; AMARAL et al., 2015; YOSHIDA et al., 2020), onde os autores reportam altas taxas de sobrevivência (>90%) para peixes entrando no rotor. Dependendo da espécie e do tamanho dos peixes observaram diferentes padrões comportamentais e variação na taxa de mortalidade e gravidade das lesões. Outros trabalhos avaliam os possíveis riscos de colisão utilizando modelos probabilísticos baseados em dados empíricos de distribuição de animais, densidade e comportamento dos mesmos (HAMMAR et al., 2015; SHEN et al., 2016; ROSSINGTON; BENSON, 2020).

Além dos possíveis danos causados pelo impacto direto, alterações na hidrodinâmica do escoamento, principalmente a jusante da turbina, na região da esteira, poderiam afetar também à vida aquática. Drásticas mudanças na pressão, cavitação nas pás, grandes tensões de cisalhamento e turbulências em zonas localizadas são alguns deles. Neste sentido, são escassas as referências encontradas na literatura, podendo destacar os trabalhos de Jacobson et al. (2012) e Zangiabadi et al. (2017). Jacobson et al. (2012), a partir de ensaios experimentais, propuseram alguns bio-critérios para que o desenho do rotor e as condições de operação da máquina permitissem o passo de peixes através da mesma sem risco de morte. Por outro lado, Zangiabadi et al. (2017) computaram, utilizando simulações numéricas, campo de pressão e tensões de cisalhamento no fluido, avaliando a magnitude desses fatores sobre os peixes.

Estudos de campo utilizando técnicas acústicas (VIEHMAN; ZYDLEWSKI, 2014; BEVELHIMER et al., 2016) e/ou de observação *in situ* (SEITZ et al., 2011; HAMMAR et

al., 2013) têm investigado também a probabilidade de encontro dos peixes com a turbina, avaliando riscos de colisão e o comportamento dos peixes na aproximação e evasão aos dispositivos (VIEHMAN et al., 2015; BEVELHIMER et al., 2017). Os autores concluem que fatores como espécie do peixe, tamanho, condições de luz ambiente, velocidade de rotação, turbidez da água, tamanho dos peixes e se eles nadam de forma individual ou formando cardumes, influenciam nos padrões de aproximação.

A presença de turbinas hidrocínéticas pode trazer outros riscos à vida aquática além das colisões, destacando a interrupção do comportamento migratório e de forrageamento, deslocamento do habitat natural e/ou a agregação de animais em torno ao dispositivo que pode interferir na interação presa-predador (WILLIAMSON et al., 2019). Os trabalhos mais recentes, focam na compreensão da morfologia de cardumes de peixes monitorando-os antes (PETRIE et al., 2014; FRASER et al., 2017; NASH; PHOENIX, 2017) e depois da instalação da turbina e avaliando o comportamento para diferentes condições fluviais ou de marés e de operação da máquina (WIESEBRON et al., 2016; FRASER et al., 2018; WILLIAMSON et al., 2019; SCHERELIS et al., 2020). Em todos os casos, os peixes demonstraram uma resposta comportamental significativa à presença do dispositivo, que precisa continuar sendo investigada e monitorada para máquinas ativas com diferentes desenhos (ISAKSSON et al., 2020).

A operação de máquinas hidrocínéticas traz consigo também efeitos como campos eletromagnéticos (LAWS N. D.; EPPS et al., 2016) e ruídos (BEVELHIMER et al., 2017; SCHRAMM; BEVELHIMER; SCHERELIS, 2017). Mais recentemente, Lossent et al. (2018) publicaram um estudo sobre o impacto acústico que uma turbina origina sobre a fauna marinha resultando com que a lesão fisiológica do aparato auditivo de invertebrados, peixes e mamíferos é improvável. Atribuíram pouca preocupação para o caso de uma turbina, sem embargo, trazem a discussão dos impactos de ruído em parques de até 100 turbinas. Por outro lado, Rosli et al. (2020) reportaram que os níveis de ruído em condições de operação da máquina se apresentaram dentro dos limites estabelecidos por dados de referência. Os autores analisaram um modelo de turbina observando a reação dos peixes e posteriormente, extrapolaram esses resultados para turbinas em escala real.

É consenso na literatura que o monitoramento das unidades operando é crucial para afiançar o status da tecnologia hidrocínética e o conhecimento sobre seus impactos ambientais, devido a que as características específicas de cada local e o desenho e configuração de cada montagem influenciam de forma diferente sobre os efeitos produzidos. Outra questão fundamental reportada em vários trabalhos, mas pouco estudada ainda desde o ponto de vista ambiental, é a repercussão sobre a vida marinha da instalação de um parque hidrocínético constituído por varias unidades (MUSA et al., 2018). Por último, evidenciar que foi identificada uma lacuna de conhecimento na abordagem numérica turbina-peixe resolvendo de forma conjunta o escoamento tridimensional turbulento e a biomecânica do

nado do peixe, avaliando as consequências da esteira na mecânica do nado, desde o ponto de vista da hidrodinâmica.

1.3.2 Nado de peixes

Na literatura, estudos sobre nado de peixes começam a proliferar a partir da década dos 60. Uma grande parte investigando peixes nadando em escoamentos não perturbados em velocidade constante, embora existam alguns outros estudando manobrabilidade e outros movimentos.

Questões baseadas na cinemática do nado, nas forças atuantes na locomoção, a eficiência propulsiva e a estrutura da esteira vêm sendo estudadas usando técnicas experimentais ou simulações numéricas. Neste trabalho, e conseqüentemente na revisão bibliográfica a seguir, a análise do peixe reside apenas na mecânica da locomoção desconsiderando a parte biológica envolvida, como esforços musculares ou consumo de oxigênio, por exemplo, o que traz simplificações.

Estudos usando a técnica PIV apresentam excelentes resultados em questões de cinemática e caracterização da esteira porém, exibem deficiências na avaliação de algumas situações. Já que durante ensaios em laboratório alguns parâmetros não podem ser sistematicamente variados porque em muitos casos representam cenários que não podem ser naturalmente replicados. Outra limitação encontrada em experimentos PIV é que as variáveis medidas durante estes ensaios (velocidade e conseqüentemente vorticidade) não são suficientes para o cálculo das forças locomotivas e a eficiência hidrodinâmica, devido à falta de informação sobre o campo de pressão. Entre os principais trabalhos que aplicam a técnica PIV para a caracterização de nado de peixes em escoamentos não perturbados destacam-se Müller et al. (2001), Zhu et al. (2002), Kern e Koumoutsakos (2006), Mendelson e Techet (2015), Gibouin et al. (2018) e Thekkethil, Sharma e Agrawal (2018).

Para avaliar os casos onde os experimentos não aportam informações suficientes, encontram-se na literatura estudos numéricos abordando a problemática da natação de peixes. Os quais vêm aumentando significativamente na última década devido aos avanços computacionais. Segundo Borazjani e Sotiropoulos (2008) no seu trabalho publicado em 2008, até a data, os trabalhos experimentais eram muito mais abundantes que os numéricos.

Na literatura, são encontradas diversas abordagens do problema numérico de um peixe nadando. Existem trabalhos focados na análise do modo de nado (SFAKIOTAKIS; LANE; DAVIES, 1999; BORAZJANI; SOTIROPOULOS, 2010), outros com o objetivo de caracterizar a cinemática do peixe (BARRETT et al., 1999; LAUDER; MADDEN, 2006; MATTA et al., 2019) e outros analisando a variação sistemática dos principais números adimensionais do problema (BORAZJANI; SOTIROPOULOS, 2008; NAJAFI;

ABBASPOUR, 2016). Encontram-se também estudos da hidrodinâmica de peixes bidimensionais (2D) (THEKKETHIL; SHARMA; AGRAWAL, 2018) e trabalhos que desenvolvem peixes-robôs (CUI et al., 2017; BROOKS; GREEN, 2019; MIGNANO et al., 2019).

Por outro lado, os problemas numéricos podem ser resolvidos utilizando diferentes metodologias. Na literatura encontram-se trabalhos que empregam o método dos painéis, tendo como principal limitação o escoamento potencial. Nesse tipo de simulações uma fonte de vorticidade é adicionada na esteira do peixe (BARRETT et al., 1999; ZHU et al., 2002; NAJAFI; ABBASPOUR, 2016; OGAMI, 2017). Simulações utilizando o método de fronteira imersa são comuns neste tipo de problemas porém não se encontram estudos utilizando esta técnica que modele a turbulência do problema. Assim nos casos abordados o fluido se encontra em regime laminar ou é considerado como invíscido, escoamento potencial. Os principais trabalhos nesta linha são os reportados por Borazjani e Sotiropoulos (2008) e Borazjani e Daghooghi (2013) que utilizam método Híbrido Catersiano/Fronteira Imersa e os trabalhos de Cui et al. (2017) e Thekkethil, Sharma e Agrawal (2018) que desenvolvem uma solução baseada no método Level Set/Fronteira Imersa. No seu trabalho, Liu et al. (2017) também utilizaram o método de fronteira imersa para analisar o desempenho e a dinâmica dos vórtices devido à interação corpo-nadadeira e nadadeira-nadadeira.

Nos trabalhos até agora referidos, o peixe é um corpo deformado segundo a onda característica que define seu movimento. No entanto, existem outros poucos trabalhos que tratam o peixe como um conjunto de corpos rígidos interligados que se movimentam através de um fluido. Assim, Kajtar e Monaghan (2012) empregam o método SPH *Smoothed-particle hydrodynamics* e Munnier e Pinçon (2010) analisam o movimento do peixe através de um sistema mecânico de 6 graus de liberdade.

Segundo Liu et al. (2017) são poucos os trabalhos que empregam simulações de peixes incluindo escoamentos viscosos com altos números de Reynolds onde é necessário resolver o problema da turbulência. A maioria dos trabalhos utilizam as equações médias de Navier-Stokes URANS⁴ para resolver o escoamento, escolhendo o modelo de turbulência mais apropriados para resolver o problema de fechamento da turbulência (BOTTOM et al., 2016).

Entre os estudos encontrados destacam-se o trabalho de Adkins e Yan (2006) que estudam o nado de um peixe carangiforme utilizando o *software* FLUENT, a partir da abordagem URANS com modelo de turbulência $k - \varepsilon$ e um algoritmo de malha móvel. Nos trabalhos de Chang, Zhang e He (2012) e Li, Liu e Su (2017) peixes do tipo tuniforme foram simulados utilizando o modelo de turbulência $k - \omega - SST$, que também foi empregado por Espenchitt (2018) em simulações quase-estáticas para peixes como o atum e o lambari. Esse último, foi estudado já de forma dinâmica por Souza (2019), considerando o modelo de turbulência $k - \omega - SST$ de transição.

⁴ Acrônimo da expressão origina na língua inglesa *Reynolds-Averaged Navier-Stokes*.

Por outro lado, alguns poucos trabalhos, empregam a abordagem turbulenta LES⁵, que resolve as grandes escalas de turbulência e modela apenas as pequenas. [Bottom et al. \(2016\)](#) estudaram a hidrodinâmica de uma arraia e [Ogunka et al. \(2020\)](#) os efeitos do solo sobre o nado de peixes tipo enguias.

Trabalhos recentes, já sejam experimentais ou numéricos, têm tratado o assunto da formação de vórtices na borda de ataque da nadadeira caudal e a sua interação com a o resto de vórtices. Neste ponto, destacam-se os trabalhos ([BROOKS; GREEN, 2019](#); [MIGNANO et al., 2019](#); [XIONG; LIU, 2019](#); [HAN; LAUDER; DONG, 2020](#); [WANG et al., 2020](#)).

Todos os estudos reportados até agora tratam do nado do peixe em condições de micro-turbulência, uma simplificação comumente adotada para o escoamento que facilita o entendimento dos efeitos tridimensionais do nado de peixes, mesmo não sendo um comportamento dominante na natureza. Naturalmente, os peixes enfrentam escoamentos turbulentos resultantes de fontes variadas como diferença de temperaturas, vorticidade gerada por organismos em movimento ou escoamento perturbado por obstáculos fixos ou móveis ([LIAO et al., 2003b](#)). Assim, entender como peixes nadam em escoamentos complexos é um tópico de considerável interesse para a comunidade científica em campos como a ecologia, a gestão pesqueira, a dinâmica de fluidos e a biologia de peixes, entre outros ([LIAO, 2007](#)).

Já na década de 1960, [Breder \(1965\)](#) identificou os benefícios potenciais de nadar em fluxos turbulentos, sugerindo que os peixes nadando entre os vórtices poderiam explorar os mesmos devido à diminuição na velocidade do escoamento. Desde então, vários estudos vêm investigando como ambientes turbulentos, que aportam maiores níveis de energia, podem derivar em melhores desempenho no nado de peixes ([WEIHS, 1973](#); [COUTANT; WHITNEY, 2000](#); [LIAO et al., 2003b](#); [LIAO; AKANYETI, 2017](#); [TRINCI et al., 2017](#)).

Na literatura, se distinguem duas fontes perturbadoras do escoamento influenciando o comportamento de peixes nadando: abióticas (obstáculos fixos ou móveis) ou bióticas (cardumes de peixes). Assim, estudos teóricos, experimentais e numéricos têm sido desenvolvidos avaliando como as esteiras induzidas pelas diferentes fontes podem afetar à cinemática e dinâmica dos peixes. Desde a perspectiva das fontes abióticas, encontram-se vários trabalhos analisando o comportamento de peixes nadando na esteira de um cilindro, já que se trata de uma geometria bem caracterizada desde o ponto de vista hidrodinâmico onde se sucedem uma série de vórtices periódicos de diferente sentido, conhecida como esteira de vórtice de von Kármán. Desta forma, a interação do peixe com os vórtices emitidos pelo cilindro fornece uma maneira apropriada para começar a entender as interações peixe-fluido em escoamentos complexos, porém previsíveis.

⁵ Acrônimo da expressão origina na língua inglesa *Large Eddy Simulation*.

Webb (1998) conduziu um estudo experimental onde avaliou os efeitos do diâmetro do cilindro e a sua orientação, a velocidade do escoamento e a temperatura nas estratégias de nado de dois tipos de peixe. Utilizando técnicas de vídeo para observação concluiu que a orientação do cilindro tem um efeito pequeno e que a baixas velocidades os peixes conseguem evitar o obstáculo. O diâmetro do cilindro influencia também na capacidade do peixe de evitar o cilindro e o possível arrasto produzido pela esteira, porém a variabilidade dos experimentos resultou grande neste sentido impedindo conclusões confiáveis.

A interação peixe-cilindro também é avaliada em outros estudos importantes como os publicados por Montgomery et al. (2003), que estudam a integração sensorial dos peixes em estudos hidrodinâmicos, e por Liao et al. (2003b), que executam simulações numéricas variando o tamanho do cilindro e a velocidade do escoamento enquanto monitoram parâmetros cinemáticos de nado como frequência, comprimento de onda ou amplitude. Ambos estudos concluem que o peixe nadando atrás de um obstáculo mantendo-se na mesma posição utiliza as condições do escoamento local minimizando o gasto energético e também a recuperação potencial da energia dos vórtices. Liao et al. (2003b) também observou que o peixe modifica sua frequência e comprimento de onda adquirindo valores próximos aos apresentados pela esteira de vórtices do cilindro, segundo o diâmetro e a velocidade de escoamento não perturbado. O mesmo autor, nos trabalhos (LIAO et al., 2003a) e (LIAO, 2006), estudou o efeito do escoamento turbulento e a exploração de vórtices a partir da análises de órgãos como a visão ou a linha lateral⁶ ou da atividade muscular.

Na mesma linha dos trabalhos anteriormente reportados, Tritico e Cotel (2010) levam a cabo estudos experimentais utilizando a técnica PIV de um peixe nadando em escoamento turbulento onde os vórtices foram produzidos por arranjos de cilindros dispostos de forma horizontal e vertical, respectivamente. Os autores concluíram, da mesma forma que nos estudos anteriores, que o diâmetro e a orientação dos vórtices desempenham um papel importante na capacidade natatória dos peixes.

Em 2006, Beal et al. (2006) publicaram um estudo revelador onde um peixe morto foi colocado trás um cilindro e o mesmo foi propulsionado corrente acima. Desta forma, evidenciaram como o corpo do peixe extraia energia suficiente dos vórtices emitidos pelo cilindro, desenvolvendo assim uma quantidade de empuxo superior ao arrasto, em um modo passivo de propulsão.

Outros trabalhos analisam a interação do peixe com outro tipo de obstáculos. Neste sentido, se destaca o trabalho de Sutterlin e Waddy (1975) que executam experimentos em um canal de uma truta nadando na esteira de obstáculos de formas geométricas diferentes. Eles observaram como os peixes escolhem locais específicos para manter-se nadando

⁶ Órgão sensorial de alguns animais marinhos que deteta movimento e vibrações do fluido em volta permitindo o desvio de obstáculos e a localização de presas.

segundo o padrão de fluxo específico de cada geometria. Nesta direção, encontram-se estudos de observação de salmões aproveitando as menores velocidades do escoamento atrás de obstáculos como rochas ou pedras (SHULER; NEHRING; FAUSCH, 1994) ou estruturas em forma de T (FAUSCH, 2011). Mais recentemente, podem-se destacar os trabalhos de Kim et al. (2017) e Costa et al. (2019) que estudam peixes nadando nas imediações de obstáculos. Ambos, estudos experimentais desenvolvidos utilizando tanques de água. Kim et al. (2017) avaliaram, empregando técnicas de visualização, se um peixe desvia de um obstáculo, no caso uma placa plana vertical, de diferentes cores. Desta forma, os autores reportaram a existência de uma relação da visão com o sensor de linha lateral ante a presença do obstáculo. Por outro lado, Costa et al. (2019) colocaram estruturas triangulares, como obstáculos, estudando a resposta fisiológica e comportamental de peixes nadando individualmente e em grupo.

A pesar de existir um esforço comum sobre a pesquisa de peixes nadando em escoamentos perturbados, os resultados reportados na literatura apresentam impactos contraditórios, como descrito anteriormente. Sendo que a maior parte dos estudos encontraram que um escoamento turbulento poderia reduzir o desempenho da natação dos peixes e aumentar o consumo de oxigênio, e desta forma, os peixes evitariam esse tipo de fluxo (PAVLOV; LUPANDIN; SKOROBOGATOV, 2000; TRITICO; COTEL, 2010). Por outro lado, outros autores reportam o impacto sobre o desempenho dos peixes como neutro para esse tipo de escoamentos (NIKORA et al., 2003) e outros relatam que os peixes parecem beneficiar-se dessas situações como quando nadam em esteiras de von Kármán (LIAO et al., 2003a; LIAO, 2006). Por tudo isto, (COTEL; WEBB, 2015) centraram seu trabalho em propor soluções a essas aparentes contradições reportadas na literatura. Segundo eles, apenas vórtices de determinados tamanhos causariam instabilidade no peixes afetando ao desempenho, e assumem que os resultados neutros surgem quando os métodos que geram turbulência falham em produzir os vórtices de tamanho apropriado.

Por outro lado, as causas bióticas, que originam escoamentos perturbados e vorticidade aparecem mais frequentemente na literatura dos últimos anos, especialmente, estudos hidrodinâmicos de cardumes de peixe, avaliando a eficiência dos peixes em diferentes configurações. Os primeiros estudos neste assunto focaram em como um peixe precedendo outros (em um cardume) poderia aproveitar a esteira induzida pelos outros apresentando melhoras hidrodinâmicas. Breder (1965) and Weihs (1975) observaram como a formação em diamante dos peixes em um cardume é adotada. Mais recentemente, encontram-se importantes trabalhos no referente à configuração (ASHRAF et al., 2017; BIE; KEMP; MANES, 2020), sincronização (ASHRAF et al., 2016; GODOY-DIANA et al., 2019) e eficiência de cardumes (HEMELRIJK et al., 2015; LI et al., 2019), alguns utilizando técnicas complexas como simulações LES (DAGHOOGHI; BORAZJANI, 2015) ou aprendizagem por reforço⁷ (GAZZOLA; HEJAZIALHOSSEINI; KOUMOUTSAKOS, 2014; VERMA;

⁷ Aprendizagem por reforço ou em inglês *Reinforcement learning* é uma técnica de aprendizagem automático

NOVATI; KOUMOUTSAKOS, 2018).

Uma vez concluída a revisão bibliográfica sobre peixes nadando em escoamentos perturbados, evidencia-se que não aparece na literatura nenhum trabalho resolvendo de forma conjunta um escoamento tridimensional turbulento, como o da esteira de uma turbina hidrocínética, com a biomecânica de um peixe nadando nela. Mas sim, existem grandes esforços por parte da comunidade científica relacionando o impacto de escoamentos perturbados, caracterizados por altos níveis de intensidade de turbulência e estruturas vorticais de várias escalas, no comportamento e desempenho da natação de peixes.

1.3.3 Turbinas hidrocínéticas

Neste trabalho, para simular um rotor de turbina hidrocínética, foi empregado o método simplificado da linha atuadora, que oferece uma boa caracterização da esteira hidrodinâmica para o estudo da interação turbina-peixe, com menores custos computacionais que outros métodos. A principal vantagem do método da linha atuadora é que consegue reproduzir as estruturas vorticais típicas de uma esteira de turbina hidrocínética sem a necessidade de resolver o escoamento na superfície da mesma, o que traz economia de malha e de tempo de computação.

A modelagem numérica da linha atuadora foi desenvolvida por [Sorensen N., Michelsen J. e Schreck \(2002\)](#) com o objetivo de caracterizar a esteira de turbinas eólicas, simulando parques eólicos incluindo camada limite atmosférica. Alguns anos depois, [Mikkelsen et al. \(2015\)](#) and [Troldborg, Sørensen e Sorensen \(2014\)](#) reformularam o modelo implementando uma ferramenta de simulação aeroelástica.

O método da linha atuadora acopla os métodos BEM⁸ e CFD, resolvendo os esforços no rotor e o escoamento, respectivamente. O principal objetivo do [Sorensen N., Michelsen J. e Schreck \(2002\)](#) foi superar as limitações das metodologias do disco atuador axi-simétrico desenvolvidas até o momento. Os métodos atuadores da linha e do disco, ALM⁹ e ADM¹⁰, respectivamente, divergem na forma como o rotor é modelado. No primeiro, como uma série de pontos ao longo da linha que configura o eixo das pás e no segundo, como um disco.

São vários os autores que têm comparado as metodologias ALM e ADM, já seja usando as abordagens RANS ou LES para resolver as equações de Navier-Stokes. [Sorensen N., Michelsen J. e Schreck \(2002\)](#) encontraram resultados coerentes na predição de potência para a turbina eólica *Nordtank* de 500kW e apresentaram como o ALM consegue captar os vórtices de raiz e de ponta de pá, o qual não acontece nos ADM. [Wu, Porte-Agel e](#)

inspirado na psicologia behaviorista ou comportamental, que treina algoritmos usando um sistema de recompensa e punição, sem a interferência do programador.

⁸ Acrônimo da expressão original na língua inglesa *Blade Element Momentum*.

⁹ Acrônimo da expressão original na língua inglesa *Actuator Line Model*.

¹⁰ Acrônimo da expressão original na língua inglesa *Actuator Disk Model*.

Porté-Agel (2011) e Wu et al. (2013) também comparam as duas metodologias para uma turbina eólica, nesse caso os autores aplicaram duas versões da ADM, uma que considera apenas a força de empuxo sobre o fluido e outra que considera tanto o empuxo como torque. Os resultados reportados se apresentam próximos aos dados experimentais nas simulações ALM e ADM com empuxo e torque.

Outros trabalhos destacados na questão de avaliação das metodologias ADM e ALM são os reportados por Martínez-Tossas e Leonardi (2013) e Martínez-Tossas, Churchfield e Meneveau (2015). Em primeiro lugar, Martínez-Tossas e Leonardi (2013) analisaram parques eólicos utilizando ADM e ALM. Os autores encontraram alguns bons resultados de coeficiente de potência para algumas situações porém, em outras os erros encontrados foram de 1 a 17%. Com isto, concluíram com que neste tipo de simulações é preciso tomar grande cuidado nas etapas de malha e na eleição do fator de projeção das forças para conseguir o grau de acurácia esperado nos resultados. Mais recentemente, Tzimas e Prospathopoulos (2016) compararam os resultados de ambas metodologias com dados experimentais obtidos em túnel de vento. Destacaram que as metodologias atuadoras são uma alternativa bastante atrativa frente às simulações empregando a geometria do rotor completa, já que não é necessário malhar a superfície do mesmo nem resolver o escoamento na camada limite. O que leva a malhas com menos elementos, trazendo maior eficiência computacional. A ausência do rotor possibilita também a utilização de malhas estruturadas, outra vantagem desde o ponto de vista numérico.

Além dos estudos mencionados acima, que comparam várias metodologias e acreditam a confiabilidade das simulações empregando o modelo da linha atuadora, existem outros muitos trabalhos publicados focando em questões como a análise da esteira (MARTÍNEZ-TOSSAS; CHURCHFIELD; MENEVEAU, 2015; ZHONG et al., 2015; MARTÍNEZ-TOSSAS et al., 2018; RAVENSBERGEN; MOHAMED; KOROBENKO, 2020) ou nas simulações de parques eólicos (PORTÉ-AGEL et al., 2011; TROLDBORG; SØRENSEN; SØRENSEN, 2014; YU; ZHENG; MA, 2018; MENG; LI; ZHANG, 2020). O estudo do posicionamento das turbinas em um arranjo é fundamental para maximizar a eficiência e diminuir as perdas do mesmo, devido a que a esteira turbulenta de uma turbina tem um efeito nas máquinas a jusante, o que cria uma resposta diferente à esperada dificultando a predição do comportamento do parque (SCHMITZ; JHA, 2013).

Devido a que a conversão de energia em turbinas hidrocínéticas é similar à das turbinas eólicas convencionais, os modelos atuadores vêm sendo também utilizados no estudo deste tipo de máquinas. Na literatura, aparecem trabalhos simulando turbinas hidrocínéticas empregando o método do disco atuador com as equações médias de Navier-Stokes (BATTEN; HARRISON; BAHAJ, 2013) ou com a abordagem de grandes escalas (BLACKMORE; BATTEN; BAHAJ, 2014). Outro trabalho que também utiliza a técnica ADM é o publicado por Liu, Lin e Purimitla (2016), onde analisam o escoamento na esteira

de turbinas hidrocínéticas e o comparam com simulações CFD com rotor e malha móvel.

No entanto, em termos de metodologias atuadoras, são muito mais frequentes nos últimos anos os trabalhos baseados no método da linha atuadora. Neste sentido encontram-se estudos usando modelos URANS (BABA-AHMADI; DONG, 2017; LIN et al., 2019) e LES (YANG; KHOSRONEJAD; SOTIROPOULOS, 2017; HU et al., 2017; BARATCHI; JEANS; GERBER, 2017), assim como trabalhos dedicados ao estudo de arranjos hidrocínéticos tendo como objetivo caracterizar esteira e otimizar o posicionamento do conjunto de máquinas (CHURCHFIELD; LI; MORIARTY, 2013; DASKIRAN; RIGLIN; OZTEKIN, 2015; LIU; HU, 2019) e estudos utilizando turbinas com difusor (BARATCHI; JEANS; GERBER, 2019).

1.4 Organização do trabalho

O trabalho se divide em 6 capítulos. No capítulo 2 apresenta-se a biomecânica do nado de peixes, com foco na descrição cinemática, dinâmica e a caracterização dos tipos de esteiras induzidas pelos peixes durante a natação. O capítulo 3 introduz o conceito de turbina hidrocínética de eixo horizontal e caracteriza a topologia da esteira hidrodinâmica, assim como os principais métodos simplificados para resolução do escoamento de uma máquina do tipo. A modelagem do escoamento turbulento e o método da linha atuadora, utilizados nas simulações do rotor hidrocínético se apresentam no capítulo 4. No capítulo 5 se descreve a metodologia numérica construída para o estudo de peixes, turbinas e o conjunto turbina-peixe, respectivamente. Finalmente, nos capítulos 6 e 7 apresentam-se os resultados obtidos assim como as conclusões preliminares.

2 Biomecânica do nado de peixes

Na análise de um peixe nadando em um escoamento perturbado por uma turbina é preciso, primeiramente, conhecer a biomecânica dos peixes, identificar quais são os mecanismos de nado dos mesmos e como se comportam ante diferentes tipos de escoamento. Neste trabalho, em primeiro lugar, se estuda o nado de um peixe em velocidade constante, em um escoamento não perturbado. Para posteriormente, investigar as mudanças ocorridas no nado quando ele encontra escoamentos de topologia mais complexa, como a esteira de uma turbina hidrocínética.

2.1 Principais parâmetros adimensionais

Existem espécies de animais aquáticos muito diversas, que vão desde as pequenas larvas até os grandes mamíferos aquáticos, passando por peixes, anfíbios, répteis (jacarés) e aves marinhas (pinguins), apresentando cada um deles diferentes formas de adaptação ao meio em que vivem.

[Gazzola, Argentina e Mahadevan \(2014\)](#) propuseram uma classificação de vários organismos aquáticos baseada em uma análise de escala utilizando números adimensionais como os números de Reynolds (Re), que define o regime do escoamento, e de Strouhal (St), que relaciona a velocidade do escoamento (U) com parâmetros cinemáticos do animal como a amplitude (A) e a frequência da cauda (f).

$$Re = \frac{UL}{\nu}, \quad (2.1)$$

$$St = \frac{fA}{U}, \quad (2.2)$$

sendo L o comprimento característico, definido como o comprimento do peixe, e ν a viscosidade cinemática do fluido. Estes parâmetros adimensionais estão relacionados à velocidade de locomoção que um dado animal atinge (Re) em face à cinemática associada à estratégia de movimento ondulatório de seu corpo (St) como forma de proporcionar propulsão.

Segundo seu número de Reynolds característico, [Gazzola, Argentina e Mahadevan \(2014\)](#) categorizaram os organismos aquáticos em uma faixa de Re de oito ordens de magnitude, desde larvas ($Re \sim 10^1$) a baleias ($Re \sim 10^8$). Os peixes, foco de estudo nesta tese, encontram-se na natureza em uma faixa de Reynolds compreendida entre $10^3 - 10^6$. No referente ao número de Strouhal, na literatura é consenso que a maioria dos

peixes apresentam valores em um intervalo de $St = 0,2-0,4$ (WOLFGANG et al., 1999; BORAZJANI; SOTIROPOULOS, 2008; TYTELL, 2006).

A relação entre Re e St tem sido abordada em muitos trabalhos que avaliam nado de peixes (BARRETT et al., 1999; ZHU et al., 2002; ADKINS; YAN, 2006; BORAZJANI; SOTIROPOULOS, 2008; LIU et al., 2017), concluindo com que não existe um valor de Strouhal ótimo universal que maximize a eficiência da natação. Já que o mesmo dependerá das características geométricas e cinemáticas próprias do organismo, assim como do regime do escoamento. Em seu trabalho, Gazzola, Argentina e Mahadevan (2014) evidenciam a relação $Re - St$ no nado de um peixe propondo uma relação de dependência entre as duas variáveis em forma de lei de potência tal que $St \sim Re^\alpha$. Sendo $\alpha = -0,25$ em escoamentos considerados laminares ($Re < 10^4$) e $\alpha = 0$ em turbulentos ($Re > 10^4$). Os autores concluem que, após a análise de uma grande variedade de animais aquáticos, se confirma que na natureza peixes nadando em escoamentos turbulentos apresentam valores ótimos de nado próximos a $St = 0,3$.

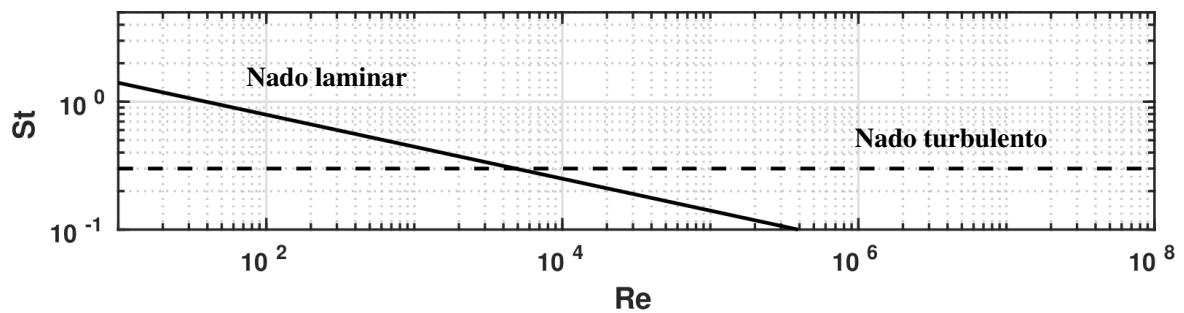


Figura 3 – Dependência do número de Strouhal com o número de Reynolds. Linha contínua: $St \sim Re^{-0,25}$ ($Re < 10^4$). Linha descontinua: $St = 0,3$ ($Re > 10^4$). Adaptado de Gazzola, Argentina e Mahadevan (2014).

2.2 Cinemática do nado de peixes

Devido a ampla faixa de peixes encontrada na literatura, existem também diversas variações no uso do corpo e das nadadeiras para cada um deles, configurando assim diferentes métodos de nado (VIDELER, 1993).

O movimento propulsivo de um peixe devido ao nado é consequência da aceleração do líquido a jusante dele pelo movimento ondulatório do corpo e as nadadeiras, gerando uma força de empuxo na direção do movimento. No entanto, sucede que além da propulsão, um peixe realiza também outros tipos de movimentos como manobras de escape, viradas de direção, saltos ou rápidas saídas.

Na literatura, encontram-se diferentes classificações enquanto as formas de locomoção dos peixes. Uma delas é baseada nas características temporais do movimento: nados

estacionários e transientes (SFAKIOTAKIS; LANE; DAVIES, 1999), definidos como,

- **Nado periódico:** caracterizado pela repetição cíclica do movimento ondulatório do corpo para propulsão. É considerado um movimento permanente que os peixes empregam para nadar longas distâncias em velocidades praticamente constantes.
- **Movimentos transientes:** incluem as manobras de evasão, partidas rápidas ou viradas de direção, entre outros. Estes movimentos são da ordem de milissegundos na maioria das vezes e são utilizados para captura de presas ou evitar predadores.

Outra forma de classificação, mais comum na literatura, habita na forma de como os peixes se movimentam para sua propulsão. Existem dois grandes grupos caracterizados pelo método de nado: os **BCF** (*Body and/or Caudal Fin*), que realizam movimentos ondulatórios do corpo e/ou a nadadeira caudal, e os **MPF** (*Median and/or Pectoral Fin*), com movimentos característicos das nadadeiras médias e peitorais (THEKKETHIL; SHARMA; AGRAWAL, 2018).

A maior parte dos peixes usam o movimento BCF para sua propulsão, como reportado no estudo desenvolvido por Nelson (1984) onde apenas um 12% das 450 famílias de peixes estudadas empregavam o movimento ondulatório das nadadeiras médias e/ou peitorais para sua propulsão. Não obstante, uma grande parte dos peixes que empregam BCF para sua propulsão utilizam MPF para estabilidade e manobrabilidade, especialmente em baixas velocidades, e os que usam MPF para propulsão empregam o modo BCF para atingir altas velocidades durante manobras de escape (TYTELL, 2006).

No método BCF, os peixes geram a força propulsiva de empuxo pela deformação do seu corpo na forma de uma onda propulsora que se estende até sua nadadeira caudal, com sentido contrário ao sentido do movimento (CUI et al., 2017). Assim, o peixe experimenta uma propulsão com velocidade U como consequência de uma massa de fluido ser deslocada pelo movimento ondulatório do seu corpo, caracterizado por uma frequência e amplitude específicas (GAZZOLA; ARGENTINA; MAHADEVAN, 2014).

Existem diferentes modos de locomoção dentro do método BCF, destacando os modos anguiliformes, subcarangiformes, carangiformes e tuniformes. Eles refletem mudanças principalmente no comprimento de onda e na envolvente da amplitude da onda propulsora (SFAKIOTAKIS; LANE; DAVIES, 1999). No modo anguiliforme, por exemplo, o movimento do peixe é devido à ondulação completa do corpo. Já o nado de peixes subcarangiformes, carangiformes e tuniformes vem caracterizado por promover ondulações com o terço ou até mesmo com a metade posterior de seus corpos (CUI et al., 2017).

Os peixes catalogados como carangiformes e tuniformes exibem movimentos similares, apresentando os tuniformes, como principal diferença, um menor deslocamento da cabeça e o movimento independente da cauda. Portanto, a ondulação do corpo vai até o

pedúnculo caudal¹. A Fig. 4 ilustra a modo de exemplo os modos de natação anguiliforme e carangiforme, indicando a geometria do corpo associada tipicamente em cada caso e o tipo de deformação que experimentam.

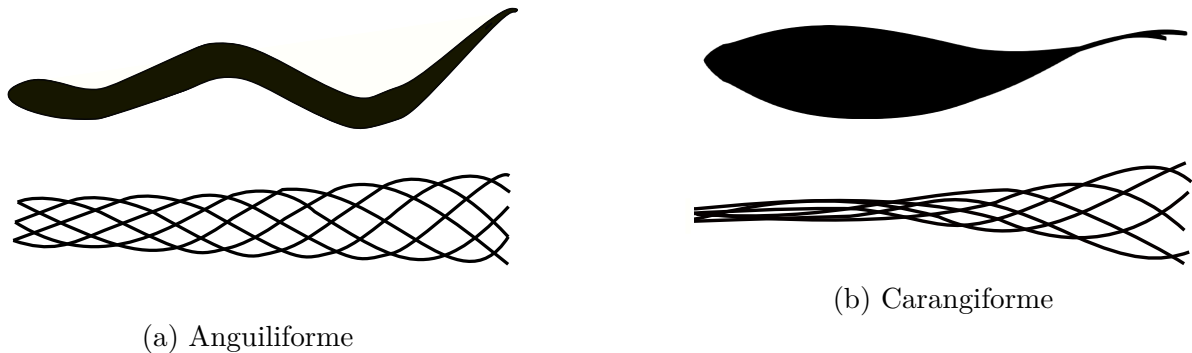


Figura 4 – Modos de natação: (a) Anguiliforme e (b) Carangiforme. Deformação da linha média do corpo segundo o movimento natatório correspondente e a forma corporal tipicamente associada.

Neste trabalho serão analisadas dois peixes com cinemáticas próprias do tipo carangiforme e diferente geometria. Nesse caso, a força propulsora é gerada devido à deformação do corpo na forma de uma onda propulsiva, desde a cabeça até a cauda. A cinemática deste tipo de peixes é modelada utilizando a equação senoidal (Eq. 2.3) que caracteriza o deslocamento transversal da linha media do peixe (LIGHTHILL, 1960; YU et al., 2012), $y(x, t)$, na forma

$$y(x, t) = a(x)\sin(\kappa x - \omega t), \quad (2.3)$$

onde $\omega = 2\pi f$ é a frequência de batimento da cauda em rad/s , $k = 2\pi/\lambda$ é o número de onda da nadadeira caudal, sendo λ o comprimento de onda da onda propulsora, e $a(x)$, a amplitude variável, dada por

$$a(x) = a_0 + a_1x + a_2x^2. \quad (2.4)$$

Os coeficientes a_0 , a_1 e a_2 são normalmente determinados de forma experimental a partir de observações de peixes nadando segundo o modo de nado específico. Na Fig. 5 são ilustradas as variáveis cinemáticas descritas.

Para peixes carangiformes, a máxima amplitude do deslocamento da cauda é estabelecida em um valor aproximado a $y_{max} = 0.1L$, sendo L o comprimento do peixe. O comprimento de onda adimensional λ/L é observado na faixa de 89 – 110% (VIDELER; WARDLE, 1991).

¹ Parte do corpo do peixe compreendida entre a vertical que passa pelo ânus e a vertical que passa pelo nascimento da aleta caudal.

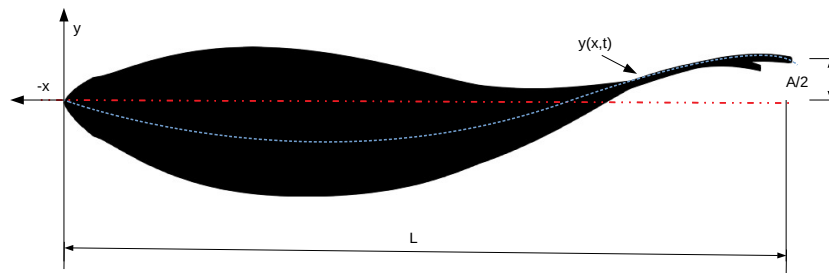


Figura 5 – Sistema de coordenadas local solidário ao peixe e principais variáveis cinemáticas empregadas na descrição do nado: comprimento do peixe, L , deformação da linha média, $y(x,t)$, e amplitude em um quarto de ciclo, $A/2$ (distância percorrida pela nadadeira caudal desde a posição do eixo horizontal até a posição final pela batida em um semi-ciclo).

2.3 Forças hidrodinâmicas

Na discussão de alguns aspectos fundamentais sobre o nado do peixe, como eficiência ou dependência $Re - St$, torna-se imprescindível a determinação das forças hidrodinâmicas envolvidas no processo de deformação do peixe para sua propulsão. Na Fig. 6 são ilustradas as principais forças atuantes em um peixe durante o nado. Na direção vertical, as forças de sustentação, peso e flutuabilidade e na direção horizontal, as forças de empuxo e arrasto.

A força de sustentação é causada por assimetrias no escoamento que originam uma diferença de pressões na direção perpendicular ao movimento consequência da circulação do escoamento. Por outro lado, as forças peso e flutuação, são devidas ao efeito gravitacional e a densidade do peixe, respectivamente, e serão negligenciadas neste trabalho assumindo a hipótese de *quase-balanço* entre elas, pelo peixe e o fluido possuir valores próximos de densidade (SFAKIOTAKIS; LANE; DAVIES, 1999).

No estudo da propulsão, as forças predominantes são as de arrasto e empuxo, ambas na direção do escoamento e de sinal contrário, como indicado na Fig. 6. Essas forças possuem uma componente de cisalhamento ou de fricção (arrasto de superfície), originada na camada limite devido à interação superfície-escoamento e à viscosidade do fluido, e outra componente de pressão, causada pela diferença de pressões no escoamento devida à alteração do mesmo quando encontra um corpo sólido. O arrasto de pressão é conhecido também como arrasto de forma pela alta dependência com a forma do objeto. Pelos peixes terem corpos bastantes hidrodinâmicos, essa componente aparece menos influente na resultante de forças que o arrasto de superfície.

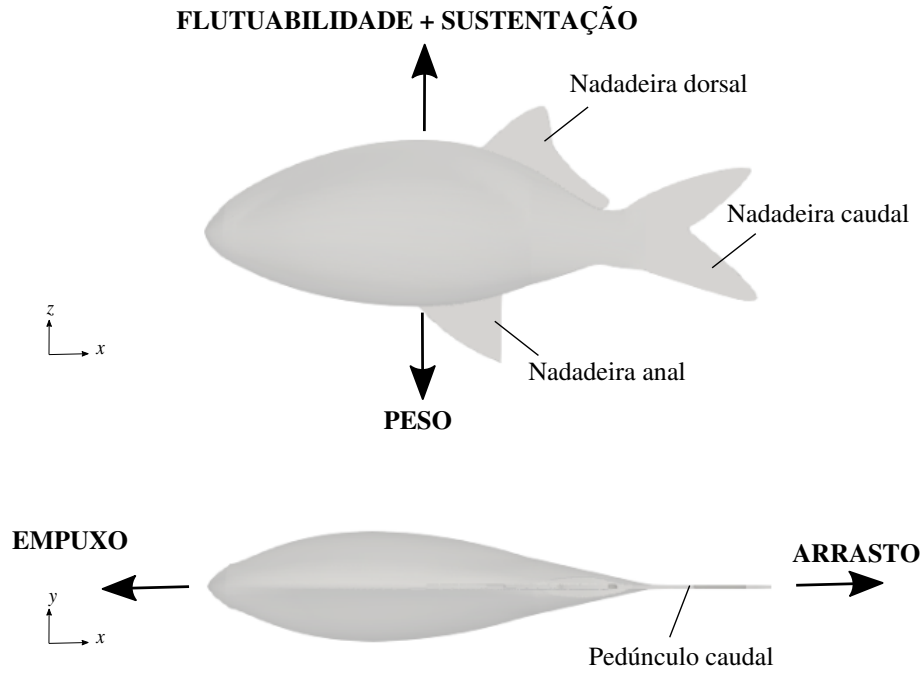


Figura 6 – Forças atuantes sobre um peixe nadando e principais partes da morfologia do mesmo.

Na Fig. 6 também se apresentam algumas partes da morfologia do peixe, visando facilitar o entendimento do leitor, já que ao longo do texto se fará referencia a elas. Assim, podem observar-se as nadadeiras peitorais e anais localizadas na parte superior e inferior do peixe, respectivamente, e que se encarregam da estabilização, giros e paradas repentinas, e a nadadeira caudal, situada ao fim do pedúnculo caudal, que é a responsável da propulsão nos peixes devido a seus grandes movimentos oscilatórios. Na figura indica-se também a região do pedúnculo caudal.

Já que o deslocamento do peixe é devido a um movimento oscilatório periódico, as forças atuantes sobre ele serão forças instantâneas variando ao longo do ciclo, na forma de ondas periódicas. Portanto, as forças hidrodinâmicas, $F_i(t)$, serão computadas a partir da integral das forças de pressão e viscosas sobre a superfície do peixe, S , tal que

$$F_i(t) = \int_S (-pn_i + \tau_{ij}n_j) dS, \quad (2.5)$$

onde p é a pressão, τ_{ij} são as componentes do tensor de tensões e n_j as componentes do vetor normal unitário normal à superfície do peixe. Na Eq. 2.5 o subíndice i , toma valores $i = x, y$ e z , segundo as três direções do espaço, e a regra da soma aplica-se ao índice j .

Nas direções perpendiculares (y e z) à direção do escoamento (x), as forças instantâneas, originadas sobre um peixe de geometria simétrica (nessas direções), apresentam valores positivos e negativos ao longo de um ciclo, no entanto, a resultante nesse intervalo temporal é nula devido à simetria, $\bar{F}_y = 0$ e $\bar{F}_z = 0$. Da mesma forma, na situação de um

peixe nadando em velocidade constante, a resultante das forças na direção do escoamento em um ciclo será também nula, balanceando as forças de arrasto e empuxo. Por outro lado, se a força resultante computada, \bar{F}_x , aparece como não nula, implicará que o peixe experimenta uma aceleração quando $\bar{F}_x > 0$ (avança na direção contrária ao escoamento) ou uma desaceleração quando $\bar{F}_x < 0$ (é arrastado na direção do escoamento). Na primeira situação, a força positiva resultante do balanço é chamada de empuxo ($F_x = T$) e na segunda, a força negativa resultante é o arrasto ($F_x = D$), atendendo ao critério de sinal apresentado na Fig. 6. A nomenclatura T e D (dos termos em inglês, *Thrust* e *Drag*) será utilizada ao longo do trabalho referindo as forças de empuxo e arrasto.

Em consequência das simplificações adotadas neste trabalho, a principal força empregada na análise do nado de peixe é a força $F_x(t)$ e será reportada ao longo do texto segundo o coeficiente de força normalizado, C_F , definido como

$$C_F(t) = \frac{F_x(t)}{F_{rig}}, \quad (2.6)$$

onde F_{rig} é a força hidrodinâmica de arrasto sobre o peixe não deformado ou o peixe como corpo rígido.

O conhecimento de $C_F(t)$ e a sua média temporal em um ciclo, \bar{C}_F , tornam-se fundamentais na análise da natação de um peixe. Permitindo determinar, por exemplo, a eficiência de nado ou o número de Strohal de equilíbrio, entre outros.

2.4 Eficiência propulsiva

O melhor sistema auto-propulsionado será aquele que minimize o ‘consumo de combustível’ para uma determinada velocidade e tamanho (MAERTENS; TRIANTAFYLLOU; YUE, 2015). No caso de um peixe, o ‘combustível’ vem na forma de energia metabólica, e a eficiência de conversão dessa energia química em energia mecânica desempenha um papel importante na medida final da eficiência da natação. Neste trabalho, a abordagem do problema é realizada desde a perspectiva hidrodinâmica quantificando unicamente os esforços mecânicos na interação peixe-escoamento durante o nado, sem considerar características biológicas, como energia muscular ou consumo de oxigênio.

A eficiência é portanto definida como a relação entre as potências útil, P_u , e total que o peixe gasta para sua locomoção, P_t , medidas em um intervalo de tempo específico (por exemplo, um ciclo), tal que

$$\eta = \frac{P_u}{P_t}. \quad (2.7)$$

Baseado nesse conceito, na literatura definem-se vários tipos de eficiência para caracterizar o desempenho de um corpo auto-propulsionado. Todos eles têm em comum que a potência total se quantifica da mesma forma, empregando modos diferentes de expressar a denominada potência útil.

Como indicado na Eq. 2.8, a potência total instantânea $P_t(t)$ vem dada pela integral sobre a superfície do peixe do produto das forças hidrodinâmicas e a velocidade na fronteira, v_i , tal que

$$P_t(t) = \int_A F_i(t) \cdot v_i(t) dA. \quad (2.8)$$

A potência total média em um ciclo de natação calculada a partir da média temporal da potência instantânea, será referida simplesmente como P_t .

A seguir descrevem-se as principais formas de eficiência empregadas na literatura para caracterizar a natação de um peixe.

- **Eficiência líquida:**

$$\eta_l = \frac{T_l U}{P_t}, \quad (2.9)$$

utiliza a força de empuxo líquida, T_l , para determinar a potência útil do peixe movimentando-se a velocidade U , tal que $P_l = T_l U$. Na situação de um peixe nadando em velocidade constante, onde as forças de arrasto e empuxo encontram-se balanceadas, o empuxo líquido será nulo, $T_l = 0$, não sendo conveniente o uso deste método para quantificar a eficiência. O empuxo líquido, é de fato a força resultante na direção do escoamento, compreendendo tanto empuxo como arrasto. Contudo, a eficiência líquida poderia ser empregada em situações onde o peixe sofre acelerações, como em manobras evasivas, por exemplo.

- **Eficiência propulsiva:**

$$\eta_p = \frac{T_p U}{P_t}, \quad (2.10)$$

utiliza a força de empuxo propulsiva, T_p , no cálculo da potência útil. Isto é, a força apenas na direção do movimento (contrária ao escoamento), que vem sendo denominada neste trabalho apenas como T .

O principal inconveniente deste método para determinar a eficiência é a dificuldade de computar separadamente as forças de empuxo e arrasto. Na literatura, a força de empuxo estima-se utilizando métodos variados, podendo destacar o método apresentado por [Borazjani e Sotiropoulos \(2008\)](#) onde as forças longitudinais sobre o peixe são separadas em positivas e negativas, diferenciando empuxo de arrasto, ou o método para escoamento invíscido empregado na teoria do corpo alongado (EBT - *Elongated Body Theory*) de Lighthill ([LIGHTHILL, 1960](#); [LIGHTHILL, 1971](#)).

No método de [Borazjani e Sotiropoulos \(2008\)](#) as forças longitudinais de empuxo, T , e arrasto, D , são desacopladas. E portanto, a força longitudinal sobre o peixe é escrita como

$$F_x(t) = T(t) - D(t). \quad (2.11)$$

As forças de empuxo são contrárias ao escoamento e definidas positivas, enquanto o arrasto representam as forças na direção do fluxo e definidas negativas. No que segue, ambas forças são separadas nas suas componentes de pressão e cisalhamento, empregando os subíndices p e v , respectivamente, como proposto por [Borazjani e Sotiropoulos \(2008\)](#). A dependência temporal será eliminada no desenvolvimento a seguir para simplificar as equações que seguem.

$$T = T_p + T_v, \quad (2.12)$$

$$T = \underbrace{\frac{1}{2} \left[\int_A -pn_x dA + \left| \int_A pn_x dA \right| \right]}_{T_p} + \underbrace{\frac{1}{2} \left[\int_A \tau_{xj} n_j dA + \left| \int_A \tau_{xj} n_j dA \right| \right]}_{T_v}, \quad (2.13)$$

$$D = D_p + D_v, \quad (2.14)$$

$$D = \underbrace{\frac{1}{2} \left[\int_A -pn_x dA - \left| \int_A pn_x dA \right| \right]}_{D_p} + \underbrace{\frac{1}{2} \left[\int_A \tau_{xj} n_j dA - \left| \int_A \tau_{xj} n_j dA \right| \right]}_{D_v}, \quad (2.15)$$

Em definitiva, a força de empuxo poderá ser desacoplada da força de arrasto permitindo a determinação da eficiência propulsiva proposta na Eq. 2.10.

Por outro lado, outra forma de determinar o empuxo é segundo o método EBT, onde força de empuxo, T_{EBT} , e potência requerida, P_{EBT} , são funções apenas da função cinemática de deformação $y(x, t)$ (Eq. 2.3), tal que

$$T_{EBT} = \frac{1}{2} \rho A \overline{\left[\left(\frac{\partial y}{\partial t} \right)^2 - U^2 \left(\frac{\partial y}{\partial x} \right)^2 \right]}, \quad (2.16)$$

$$P_{EBT} = \rho U A \overline{\frac{\partial y}{\partial t} \left(\frac{\partial y}{\partial t} + U \frac{\partial y}{\partial x} \right)}, \quad (2.17)$$

sendo A a superfície do peixe e U a velocidade constante de natação. Logo, a eficiência propulsiva baseada no método EBT pode ser escrita como

$$\eta_{EBT} = \frac{T_{EBT} U}{P_{EBT}}. \quad (2.18)$$

- **Eficiência quase-propulsiva:**

$$\eta_{qp} = \frac{F_{rig}U}{P_t}, \quad (2.19)$$

é definida como a razão da potência necessária para rebocar um peixe em linha reta a uma dada velocidade dividida pela potência para se auto-propulsionar na mesma velocidade. Este método emprega no seu numerador a resistência do peixe como corpo rígido, F_{rig} , sem deformação, arrastado à velocidade U sem considerar nenhum componente propulsivo.

- **Coefficiente de potência:**

$$C_p = \frac{P_t}{0.5\rho U^3 L^2}, \quad (2.20)$$

medida adimensional da potência gasta (Eq. 2.8), onde ρ é a densidade do fluido e L um comprimento característico do problema, normalmente utilizado o comprimento do peixe. Embora, por exemplo [Liu et al. \(2017\)](#) empregam a área da nadadeira caudal para avaliar a eficiência de um peixe com diferentes geometrias de cauda.

[Maertens, Triantafyllou e Yue \(2015\)](#), no seu trabalho, fazem uma avaliação das diferentes alternativas para medir eficiência de natação para peixes nadando em diferentes modos e números de Reynolds. Os autores concluem que a forma mais apropriada para ser utilizada na análise do desempenho hidrodinâmico da natação de um peixe é a eficiência quase-propulsiva, η_{qp} , já que é a que oferece uma melhor comparação dos modos de natação e é a mais simples de ser computada, por ser mais fácil calcular o arrasto de um peixe parado que o empuxo que o mesmo realiza durante sua deformação.

Segundo os autores, as outras medidas de eficiência apresentaram-se menos apropriadas por motivos diferentes. A eficiência líquida, por exemplo, não é possível de ser utilizada nas situações avaliadas neste trabalho onde o peixe se locomove sempre a velocidade constante e portanto, a força resultante na direção do escoamento será sempre nula. Por outro lado, a eficiência propulsiva tem a desvantagem da dificuldade do desacoplamento de empuxo e arrasto. Além disso, as eficiências líquidas e propulsiva, aportam uma medida de desempenho que depende fortemente do modo de nado. Finalmente, as medidas fornecidas pelo coeficiente de potência mostram uma importante dependência com o número de Reynolds.

Neste trabalho, o nado dos peixes analisados será avaliado utilizando as diferentes medidas de eficiência hidrodinâmica definidas acima, para assim poder reportar nossas próprias conclusões.

2.5 Estrutura da esteira hidrodinâmica

A esteira hidrodinâmica é a região do escoamento a jusante do peixe onde o fluido se vê afetado pelo movimento do nado, como esquematizado na Fig. 7. Na literatura, encontram-se numerosos estudos analisando o escoamento na esteira de um peixe, sendo uma grande parte experimentos em laboratório empregando técnicas como PIV (*Particle Image Velocimetry*) (WOLFGANG et al., 1999; DRUCKER; LAUDER, 2000; ZHU et al., 2002; MENDELSON; TECHET, 2015). Porém, nos últimos anos tornam-se mais frequentes os trabalhos numéricos que se ocupam da análise desse problema devido aos avanços computacionais (BORAZJANI; SOTIROPOULOS, 2008; CHANG; ZHANG; HE, 2012; LI; LIU; SU, 2017; MACIAS et al., 2020b).

Entre os principais motivos pelos quais a esteira é estudada, aparece a relação entre a topologia da mesma com a capacidade de produzir força propulsiva. Outras razões relevantes reportadas na literatura são a importância da esteira na eficiência no nado de cardumes de peixes sob diferentes configurações e as informações que a mesma pode fornecer a predadores, no sentido da direção e tempo no que o peixe passou em um determinado local (HANKE; BRÜCKER; BLECKMANN, 2000).

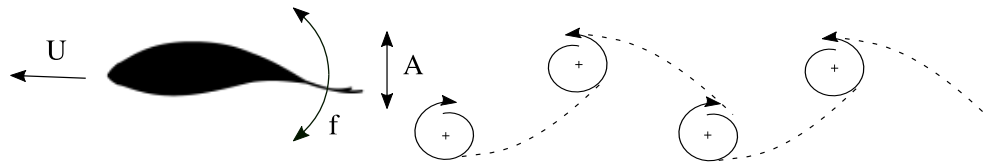


Figura 7 – Sequência de vórtices na esteira induzida por um peixe com nado característico no modo caranguiforme. Indicando parâmetros fundamentais de nado como velocidade, U , frequência, f , e amplitude máxima da nadadeira caudal, A . Adaptado de Sfakiotakis, Lane e Davies (1999).

A locomoção de peixes que nadam sob o modo BCF é devida principalmente ao movimento ondulatório do corpo dos mesmos que implica a aparição de uma esteira formada por vórtices, normalmente em forma de anéis, gerados a partir do movimento cíclico da cauda. Os vórtices emitidos constituem estruturas coerentes do escoamento e a manipulação dos mesmos é uma das formas pelas quais os peixes conseguem melhorar seu desempenho (ADKINS; YAN, 2006). As nadadeiras laterais também produzem vórtices em forma de anéis durante o nado de acordo às observações reportadas por Tytell (2006).

Na natureza, é observado que um peixe que durante o seu nado produz uma força resultante de empuxo, induz uma esteira de vórtices subsequentes de sentidos opostos, como ilustrado nas Fig. 7 e 8c. Neste tipo de esteira, o campo de vorticidade assemelha-se a uma esteira de von Kármán reversa, de forma que os vórtices positivos (no sentido anti-horário, representados com a cor vermelha) são ejetados na parte superior do plano de simetria do movimento do peixe (representado com a linha pontilhada), quanto os

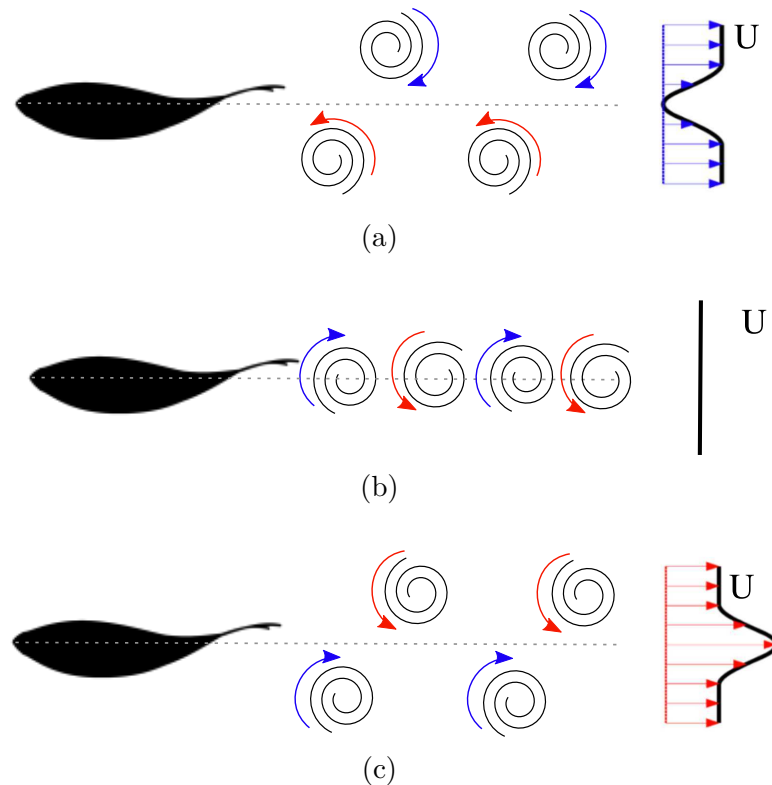


Figura 8 – (a) Esteira de vórtices de von Kármán tradicional (tipo arrasto), (b) Esteira de vórtices de von Kármán alinhada e (c) Esteira de vórtices de von Kármán reversa (tipo empuxo). Do lado direito das figuras indica-se o perfil de velocidade média: menor, igual ou maior que a velocidade do escoamento, respectivamente.

vórtices negativos (no sentido horário, na cor azul) escoam abaixo do plano de simetria. Nessa configuração, uma região de alta infiltração é observada atrás o peixe, promovendo a geração de empuxo por meio da ejeção de fluido e aumentando a propulsão do mesmo. Esteiras de este tipo são denominadas como esteiras do tipo ‘empuxo’.

Por outro lado, existem condições de nado nas quais um peixe induz esteiras com outras configurações, como as apresentadas nas Fig. 8a e 8b. A esteira da Fig. 8a, é uma esteira do tipo ‘arrasto’ configurada por vórtices localizados de forma contrária aos da esteira do tipo ‘empuxo’. Assim, os vórtices negativos aparecem sobre a linha de simetria e os positivos na parte inferior como uma esteira de vórtices de von Kármán tradicional, gerando forças de arrasto dominantes devido à criação de uma região de baixa velocidade na esteira nas proximidades da nadadeira caudal que faz com que o peixe seja puxado na direção do escoamento. Finalmente, a esteira observada na Fig. 8b, corresponde à situação onde o balanço de forças longitudinais no peixe é nulo e portanto, não experimenta movimento em nenhum dos sentidos, localizando-se os vórtices sobre a linha média.

Os vórtices emitidos por um peixe, esquematizados na Fig. 8, são realmente estruturas tridimensionais com forma de anel. Esses vórtices podem ser organizados formando padrões de uma ou duas fileiras de anéis, como ilustrado na Fig. 9. Em uma

estrutura de vórtices tridimensionais conectados formando uma fileira, a ‘cabeça’² de um vórtice concatena com a ‘perna’² do anterior, como aparece na Fig. 9a. Nesta configuração, observam-se no plano longitudinal duas fileiras de vórtices simples que originam um fluxo entre os vórtices. Em outras esteiras de peixes, os anéis de vórtices são deslocados lateralmente formando duas fileiras, como na Fig. 9b, o que no plano resulta em pares de vórtices de diferente sentido pelos quais escoo o fluido lateralmente. Configurações deste tipo encontram-se associadas a esteiras de peixes carangiformes com maiores frequências de nado (consequentemente maiores St) ou também a peixes com cinemáticas próprias anguiliforme.

As esteiras exemplificadas na Fig. 9 correspondem a esteiras do tipo ‘empuxo’, onde se origina um ‘jato’ de velocidade entre os vórtices. Porém, elas podem também aparecer, com essas configurações de uma ou duas fileiras, como sendo esteiras do tipo ‘arrasto’. A diferença reside unicamente no sinal dos vórtices emitidos durante o movimento de cauda ascendente ou descendente. O fluido percorrerá os anéis de dentro para fora, ou vice-versa, segundo sejam emitidos durante o ciclo, o que configurará esteiras de von Kármán reversas ou tradicionais.

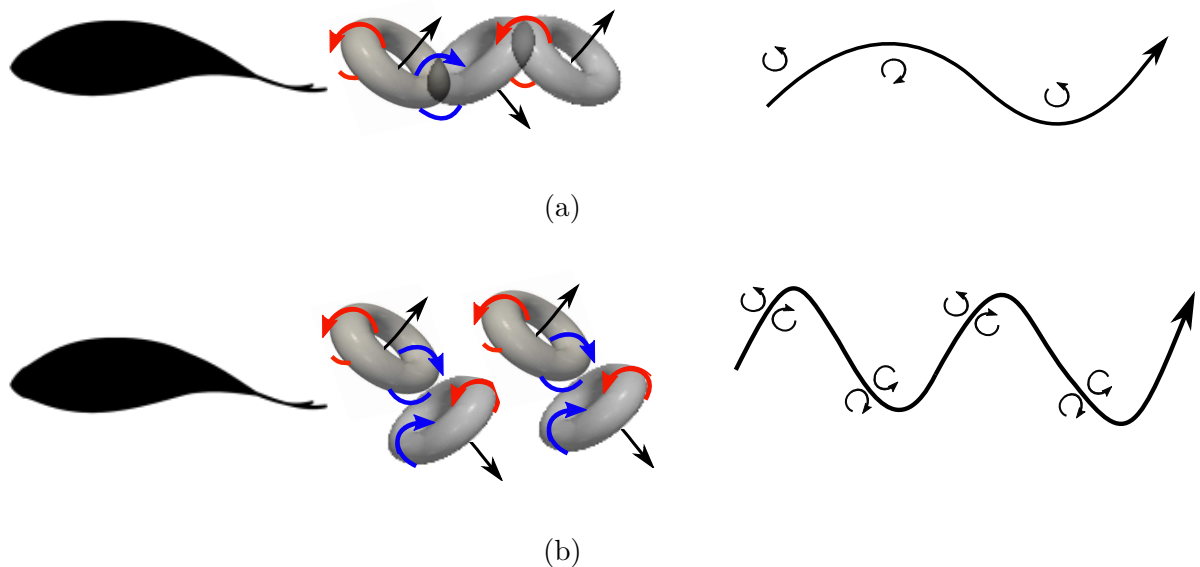


Figura 9 – Estruturas de vórtices tridimensional visualizadas usando o Q-criterio: (a) Esteira de vórtices de uma fileira; (b) Esteira de vórtices de duas fileiras;

Como já foi mencionado anteriormente, é observado na natureza e constatado na literatura que peixes nadando em escoamentos turbulentos apresentam números de Strouhal ótimos ou de equilíbrio em torno a 0.3. Portanto, é de esperar que a partir desses valores de St as esteiras, nessas situações de regimes turbulentos, sejam identificadas como esteiras do tipo ‘empuxo’, permitindo a propulsão dos peixes apresentando configurações de uma ou duas fileiras segundo o caso.

² Neste trabalho estabeleceram-se os termos ‘cabeça’ e ‘perna’ para denominar as partes do vórtice onde começa e termina a sua formação, respectivamente.

Finalmente, ressaltar que os trabalhos numéricos, cada vez mais frequentes na literatura devidos aos avanços computacionais, têm trazido grande conhecimento no referente à esteiras de peixes permitindo analisar situações menos frequentes na natureza, e em alguns casos impossíveis. Mas, que podem ajudar no entendimento do comportamento de alguns parâmetros do nado de um peixe e assim, extrapolar esses conhecimentos a veículos aquáticos (ZHU et al., 2002; LINDEN; TURNER, 2004; BALE et al., 2015).

2.6 Nado de peixes em escoamento perturbado

Na natureza, é comum peixes encontrarem fluxos com perturbados, isto é, escoamentos tridimensionais que apresentam comportamentos instáveis e complexos, caracterizados tipicamente por estruturas turbulentas, tais como flutuações e criticidade. Um peixe nadando em um escoamento dessa natureza pode sofrer mudanças no seu comportamento, em termos da sua própria cinemática ou da sua posição, por exemplo, e segundo a tipologia do fluxo, poderá ver-se prejudicado ou beneficiado.

De forma geral, peixes poderiam ser atraídos por escoamentos turbulentos que apresentam mecanismos de estabilidade, alguma componente espaço-temporal previsível, e evitam fluxos imprevisíveis, com grandes flutuações ou com escalas espaço-temporais capazes de interferir na trajetória de nado (ENDERS; BOISCLAIR; ROY, 2003). Por exemplo, em escoamentos com elevados níveis de turbulência e mudanças de pressão, como os encontrados nas vizinhanças de turbinas hidrelétricas convencionais, os peixes se deparam com condições adversas nas quais poderiam correr até risco de morte, como reportado por CADA G.; AHLGRIMM et al. (2007), *Electric Power Research Institute* (2011). Por outro lado, (LIAO et al., 2003b) observou como um peixe nadando em um escoamento de von Kármán explorou a esteira de vórtices aproveitando a energia neles contida. Portanto, em algumas situações a turbulência em um escoamento pode ser considerada um benefício e em outras uma limitação (LIAO; AKANYETI, 2017; KIM et al., 2017).

Existem diferentes formas de geração de fluxos perturbados, que podem ser classificadas em: **fontes abióticas**, esteiras induzidas por obstáculos fixos ou móveis (turbinas), ou **fontes bióticas**, esteira de um peixe ou cardume (FISH, 1999). Na Fig. 10 são ilustradas, a modo de exemplo, duas situações onde os peixes nadam em escoamentos do tipo esteiras de vórtices de von Kármán, com certas características de previsibilidade espaço-temporal. A Fig. 10a apresenta um peixe nadando na esteira de um cilindro com seção transversal tipo-D, enquanto que na Fig. 10b pode observar-se um cardume de peixes com formação em diamante.

Nota-se como em ambos casos, os peixes nadam em um escoamento com velocidade reduzida (representado na cor cinza) onde podem aproveitar para manter a posição em

uma correnteza, diminuir a frequência de batimento e minimizar o gasto energético. Por outro lado, eles também podem obter benefícios quando nadam em esteiras deste tipo pela captura de energia dos vórtices. Apesar de que esse mecanismo de exploração dos vórtices dependerá da proporção entre as dimensões do peixe e do vórtice, assim como dos níveis e das escalas de turbulência.

Na linha do descrito acima, experimentos de laboratório demonstraram que uma truta se adapta a um novo modo de movimento para aproveitar o corredor entre os vórtices desprendidos periodicamente de um corpo a montante (LIAO et al., 2003b). Sob essas condições a frequência de batida de cauda diminuiu permitindo com que os indivíduos empreguem apenas os músculos axiais anteriores, e conseqüentemente, reduzindo os custos energéticos da locomoção (LIAO, 2006). Similarmente, o escoamento induzido pelos movimentos de outros peixes também pode ser explorada de forma semelhante, como nos cardumes de peixes. A vantagem fundamental neste tipo de escoamento perturbado é o padrão de previsibilidade que apresentam, fazendo com que o peixe consiga reconhecer e agir ante essas estruturas do fluido (TRINCI et al., 2017).

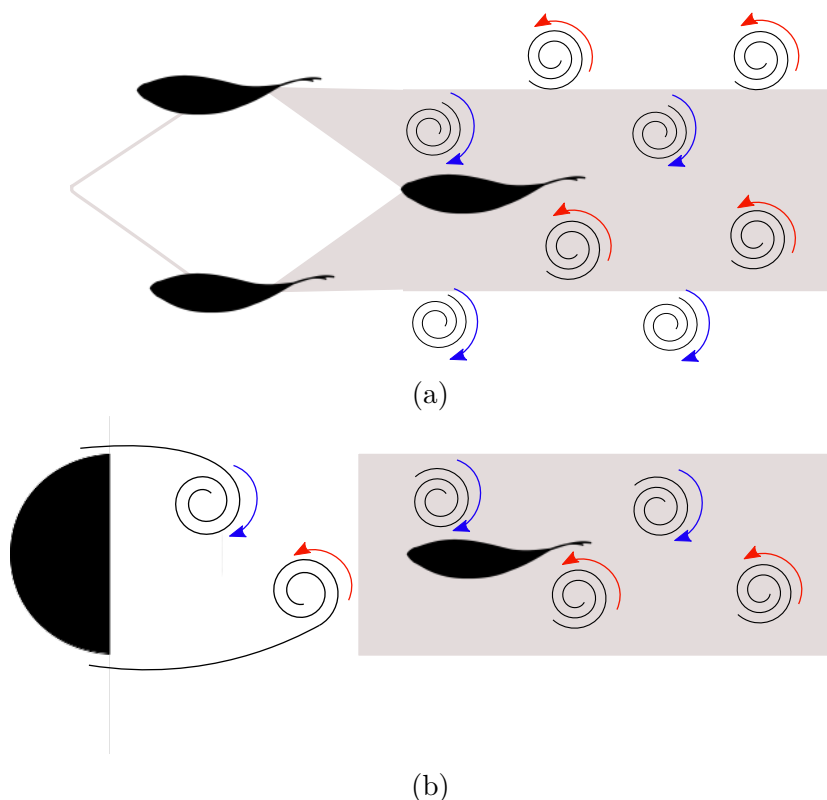


Figura 10 – Esteiras de vórtices de von Kármán tradicional (tipo arrasto) (a) induzida por dois peixes nadando em cardume com configuração do tipo diamante; (b) a jusante de um obstáculo fixo com geometria cilíndrica de seção tipo-D. Região de baixa velocidade representada na cor cinza e vórtices positivos (vermelho) e negativos (azul). Adaptado de Liao (2007).

Além dos benefícios expostos acima, a turbulência em um escoamento também

pode ter efeitos indesejáveis sobre os organismos aquáticos, independente da previsibilidade do mesmo. Como reportado durante a revisão bibliográfica, o impacto de um escoamento perturbado na natação e comportamento de um peixe não é consenso na literatura. Em ocasiões o impacto pode ser positivo, aproveitando o peixe a energia dos vórtices e a região de velocidade reduzida. Existem situações onde a repercussão pode ser negativa, causando instabilidade nos peixes e afetando ao desempenho dos mesmos. Nessas situações, podem requerer uma maior produção de forças verticais (anteriores e posteriores ao centro de massas) para corrigir os movimentos não desejados originados pelos comportamentos não previsíveis do escoamento. Ademais, escoamentos caracterizados por grandes flutuações e altas tensões de cisalhamento podem ocasionar a deformação do corpo do peixe, alterando a sua cinemática, por meio de aumentos na amplitude do batimento da cauda, e também causar desorientação, assim como lesões ou até a mortalidade.

Para quantificar o efeito do escoamento sobre o peixe, alguns parâmetros derivados da descrição física das estruturas do fluido e das respostas do peixe ante o mesmo vêm sendo empregados na literatura. Nesse sentido, (COTEL; WEBB, 2015) propõem alguns parâmetros adimensionais baseados nos vórtices do escoamento como o tamanho, a circulação ou o momento dos mesmos. Outros autores, ademais apoiam suas pesquisas em variáveis características do escoamento turbulento como a energia cinética turbulenta, a intensidade de turbulência ou o tensor tensões aparentes de Reynolds. No que segue, são referidos alguns desses parâmetros, assim como, o possível efeito que podem originar sobre os peixes.

Em primeiro lugar, observamos que a vorticidade aparece como uma variável chave neste tipo de análise, já que permite quantificar a rotação das partículas fluidas em escoamentos que têm sido previamente perturbado por um obstáculo ou animal, como é o caso neste estudo. Assim, os vórtices são definidos como áreas do fluido onde as partículas do mesmo experimentam movimentos circulares. Existem várias formas de identificar os vórtices e de estimar seu tamanho como por exemplo, as linhas de corrente curvas, iso-vorticidades ou mínimos de pressão. Assim, a vorticidade fornece escalas de comprimento para as estruturas do escoamento, como o tamanho dos vórtices, que podem ser comparados com a escala de comprimento do peixe neste caso. Nesse sentido, é definido o adimensional RL entendido como a razão entre escalas de comprimento fornecidas pelo tamanho característico dos vórtices (L_v) e o comprimento do peixe (L), tal que

$$RL = \frac{L_v}{L}. \quad (2.21)$$

Existe uma faixa de tamanho para os vórtices muito pequena em comparação com a dimensão do peixe e conseqüentemente, o tamanho relativo dos mesmos não é suficiente como para criar distúrbios que possam afetar ao peixes. Igualmente, há uma gama de tamanhos relativos de vórtices, grande o bastante, para os quais os peixes percebem o

fluxo como retilíneo. Por fim, existe um limite onde a razão entre os tamanhos é próxima à unidade, e os impactos que o escoamento apresenta sobre o peixe são significativos (TRITICO; COTEL, 2010; COTEL; WEBB, 2015). Outros autores como Webb e Cotel (2010) e Lupandin (2005), estabeleceram valores para o RL entre 50 – 75% e 66,67%, respectivamente. Trinci et al. (2017) reportaram que os desafios de estabilidade não eram identificáveis até que os maiores vórtices atingissem 76% do comprimento do corpo do peixe. Sob tais condições, os peixes perderam o controle postural, girando e transladando-se a jusante ao longo do eixo de rotação dos maiores vórtices. O que traz ademais a discussão sobre o impacto da orientação das estruturas de fluxo sobre o comportamento e a energia dos peixes. Pode-se esperar que os vórtices onde o eixo de rotação está alinhado com a direção do fluxo principal causem o rolamento dos mesmos, talvez o mais caro em níveis energéticos pela estabilização, os vórtices transversais (na direção de deformação) acarretam movimentos laterais e os vórtices verticais vêm relacionados com movimentos que modificam o ângulo de ataque.

Outros parâmetros adimensionais relacionados a medições nos vórtices foram propostos por Cotel e Webb (2015), como por exemplo, a circulação. Eles propõem o cômputo da razão entre a circulação dos vórtices incidentes em relação ao peixe, caracterizando o impacto dos vórtices de forma mais abrangente que a análise baseada apenas no tamanho dos mesmos, já que a circulação fornece uma medida do potencial da força do vórtice. Desta forma, podemos entender se um possível deslocamento do peixe, na sua postura ou trajetória de natação, pode ser resultado do comportamento corretivo devido à velocidade, força ou momento de um vórtice (WEBB; COTEL, 2010).

A circulação definida como Γ é calculada integrando a vorticidade sobre um área de superfície, A , ou integrando a velocidade, em torno a certa região do fluxo, sendo portanto

$$\Gamma = \int \int \omega \cdot A = \oint \vec{V} \cdot l. \quad (2.22)$$

Outras variáveis consideradas na análise vórtice-peixe são o momento linear e angular carregado pelo vórtice, ambos relacionados com a circulação. A partir da comparação entre os momentos de vórtice e peixe foi observado que o aumento do momento de um peixe promove o amortecimento das perturbações de tal forma que, será capaz de suportar perturbações (WEBB, 1998; COTEL; WEBB, 2015).

Por outro lado, é reportado na literatura que a energia cinética turbulenta (k), que corresponde à energia cinética associada às flutuações de velocidade para um ponto do escoamento, pode causar um impacto significativo sobre os peixes. Enders, Boisclair e Roy (2003) observaram que um aumento na energia cinética de turbulência pode afetar ao desempenho do nado de um peixe aumentando os custos energéticos, devido ao maior consumo de oxigênio nessas situações. Por outro lado, Silva et al. (2012) reportaram no seu trabalho estatísticas indicando que, após observações experimentais, os peixes evitaram

regiões de maior energia cinética turbulenta. Ademais, os autores empregam outro descritor turbulento comumente utilizado na caracterização de escoamentos turbulentos que é a intensidade da turbulência (IT), definida como uma medida normalizada de variação na magnitude da velocidade em relação à velocidade média local em um ponto do escoamento (PAVLOV; LUPANDIN; SKOROBOGATOV, 2000). Ao igual que com a energia cinética turbulenta, resultados reportados na literatura indicam que os peixes podem diminuir sua velocidade em regiões com maior intensidade de turbulência (LUPANDIN, 2005).

Finalmente, outro parâmetro de interesse relacionado intimamente com a natureza turbulenta do escoamento é a tensão de cisalhamento de Reynolds é definida pela transferência contínua de momento entre massas de água viscosas adjacentes de diferentes velocidades, cruzando-se ou movendo-se próximas umas das outras (TENNEKES; LUMLEY, 1972). A força gerada, exercida paralelamente ao corpo do peixe, tem um forte impacto no desempenho e estabilidade dos peixes nadando (ODEH et al., 2002) e em níveis extremamente altos pode causar lesões graves ou mortalidade (CADA; COUTANT; WHITNEY, 1997; ODEH et al., 2002). Além disso, o impacto dessa tensão depende de sua orientação em direção ao corpo do peixe, como demonstrado por (SILVA et al., 2012), que descobriram que o componente longitudinal da tensão de cisalhamento de Reynolds ($-\rho\bar{u}'v'$) afeta mais os peixes. Todos os parâmetros relacionados com as medidas da turbulência, serão definidos e descritos com mais detalhe nos capítulos de modelagem de escoamentos turbulentos (Cap. 4) e no capítulo de resultados (Cap. 6).

O objeto de estudo neste trabalho consiste na caracterização hidrodinâmica de um peixe nadando nas proximidades de uma turbina hidrocínética, e que ainda não tem sido reportado na literatura, por isso, não sabemos a priori como um peixe explorará escoamentos tridimensionais complexos como os induzidos na esteira de uma turbina. Nesse sentido se analisará o desempenho de um peixe nadando em diferentes locais da esteira avaliando o tamanho e tipologia dos vórtices, assim como os descritores da turbulência (energia cinética de turbulência, intensidade de turbulência e tensor de Reynolds). Portanto, no próximo capítulo se apresenta a estrutura típica da esteira induzida por uma turbina hidrocínética para adquirir o devido entendimento sobre escoamentos dessa tipologia.

3 Hidrodinâmica de turbinas de eixo horizontal

Turbinas livres de eixo horizontal (eólicas e hidrocínéticas) são dispositivos compostos por um rotor de pás aerodinâmicas e uma nacela com os equipamentos necessários à conversão de potência mecânica no eixo do rotor em energia elétrica. Idealmente, a turbina é posicionada perpendicular ao fluxo do escoamento (que pode ser atmosférico, um rio, ou correntes marítimas). Na Fig. 11 ilustra-se uma turbina hidrocínética de eixo horizontal apresentando seus principais componentes.

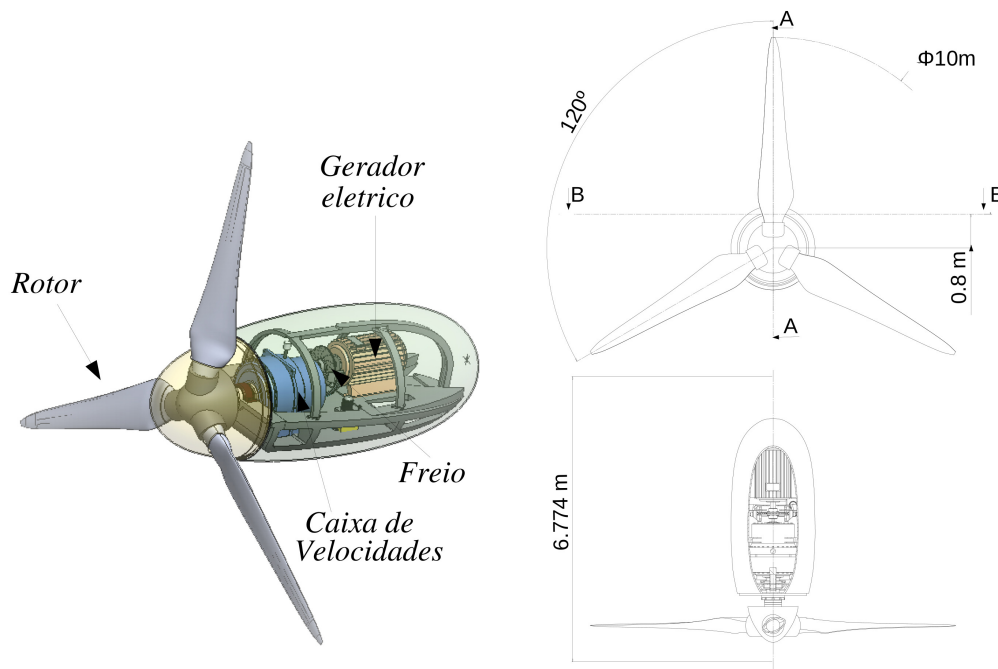


Figura 11 – Vista em perspectiva de uma turbina hidrocínética ilustrando alguns detalhes dos componentes internos do sistema de conversão, e vistas frontal e superior da mesma turbina exibindo as principais dimensões da máquina. Adaptado de (MACIAS et al., 2020a).

Os principais parâmetros do estudo hidrodinâmico de turbinas de eixo horizontal são o coeficiente de potência (C_p) e a razão de velocidade de ponta de pá (TSR^1). O coeficiente de potência é definido como

$$C_p = \frac{P}{0.5\rho AU_\infty^3}, \quad (3.1)$$

¹ Acrônimo da expressão original na língua inglesa *Tip Speed Ratio*.

em que P é a potência mecânica extraída pela turbina [W], ρ é a densidade do fluido [kg/m^3], A a área varrida pelo rotor [m^2] e U_∞ é a velocidade do escoamento fluido não perturbado [m/s]. A razão de velocidade de ponta de pá é dada por

$$TSR = \frac{\Omega R}{U_\infty}, \quad (3.2)$$

onde Ω é a velocidade angular e R o raio do rotor.

A hidrodinâmica de turbinas têm sido estudada ao longo das últimas décadas a partir de estudos analíticos, experimentais e computacionais. Facilitando o entendimento do comportamento do escoamento nas proximidades do rotor da turbina e na esteira, região a jusante da turbina caracterizada pela diminuição na pressão e velocidade do fluido após atravessar a mesma.

Os esforços neste trabalho não são direcionados a avaliar o desempenho de uma máquina hidrocínética, mas sim a caracterizar e analisar sua esteira hidrodinâmica. Para, posteriormente, estudar o comportamento de um peixe nadando em um escoamento perturbado dessa natureza.

3.1 Esteira hidrodinâmica de uma turbina de eixo horizontal

A esteira é a região de escoamento localizada a jusante do turbina consequência da interação do escoamentos e as pás do rotor. A esteira é principalmente caracterizada pelo déficit de velocidade e pressão, devido à extração de energia, e pelos altos níveis de turbulência.

A grande maioria dos trabalhos encontrados na literatura no âmbito de esteiras de turbinas são realizados para esteiras de turbinas eólicas. As principais razões são a consolidação da tecnologia eólica e a implantação de parques eólicos. Inúmeros estudos sobre esteiras surgiram a partir da criação de fazendas eólicas devido a que o escoamento na esteira de uma turbina é o fluxo que chega nas subseqüentes máquinas, afetando a produção elétrica total do parque.

Topologicamente as esteiras de máquinas eólicas e hidrocínéticas são similares. Desta forma a análise de esteira para uma turbina hidrocínética é realizada fundamentalmente a partir de estudos em turbinas eólicas. Alguns artigos podem ser encontrados na literatura concernentes ao escoamento em turbinas hidrocínéticas, porém aparecem em menor número que os referentes a máquinas eólicas (ADCOCK et al., 2015; DASKIRAN; RIGLIN; OZTEKIN, 2015; SILVA et al., 2016; YANG; KHOSRONEJAD; SOTIROPOULOS, 2017; MUSA et al., 2018; WU et al., 2019; MACIAS et al., 2020a; MENDES, 2020).

A esteira de uma turbina axial de eixo horizontal é descrita segundo uma sequência de fenômenos bem definida. Comumente a esteira é dividida em duas regiões facilmente

diferenciáveis denominadas esteiras próxima e distante (CHAMORRO; PORTÉ-AGEL, 2009), como pode ser observado na Fig. 12.

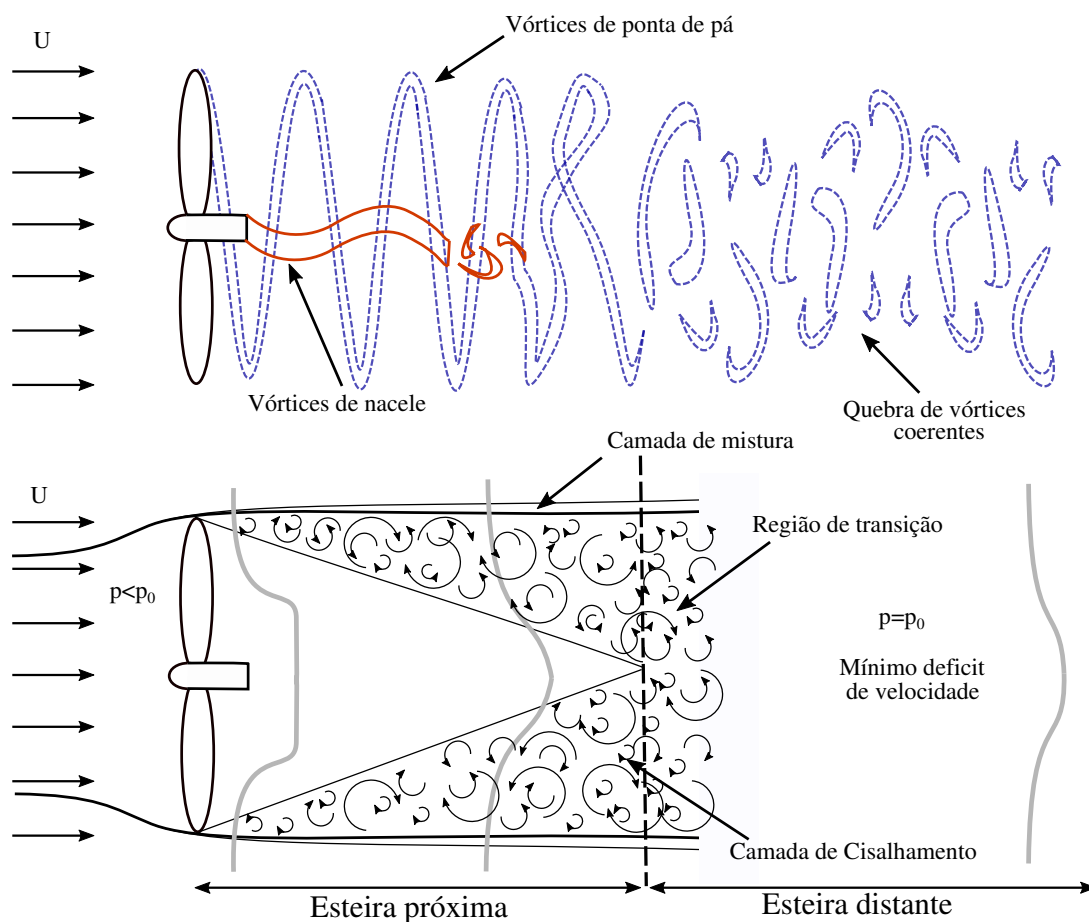


Figura 12 – Regiões da esteira hidrodinâmica. Esteira próxima: máximo déficit de velocidade e estruturas de vórtices coerentes, como os vórtices da ponta de pá e da nacele. Esteira distante: quebra dos vórtices, recuperação da pressão e mínimo déficit de velocidade.

Cada uma destas regiões são definidas pelo comportamento do escoamento, observando principalmente as variáveis pressão, velocidade, energia cinética turbulenta e vorticidade. Uma esteira é caracterizada pelo surgimento de estruturas de vórtices próprios que determinam sua forma e hidrodinâmica e também são responsáveis pelo transporte de grande parte da energia cinética turbulenta (SANDERSE, 2009). Três tipos de estruturas tridimensionais são identificadas na esteira de uma turbina: (1) vórtices de ponta de pá, que são filamentos helicoidais de origem da interação hidrodinâmica na ponta de cada pá do rotor; (2) vórtices de nacele, que surgem devido à interação das raízes das pás com cubo do rotor e com o corpo da nacele que contem o trem de potência; (3) quebra das estruturas coerentes caracterizando assim o começo da região da esteira distante (CHAMORRO; PORTÉ-AGEL, 2009). Na Fig. 12 podem ser observadas de forma clara todas essas estruturas vorticais tridimensionais.

A região da esteira próxima é definida como a região logo após o rotor que se

estende aproximadamente de 3 a 4 vezes o diâmetro da turbina (VERMEER; SØRENSEN; CRESPO, 2003). A forma dela é determinada fundamentalmente pela geometria da turbina e a hidrodinâmica da mesma. O fim da esteira próxima é estabelecido pela recuperação da pressão (com a pressão da corrente livre) já que após atravessar o rotor a pressão do fluido cai subitamente.

Os perfis de velocidade dentro e fora da esteira próxima são bastante diferentes, como observado na Fig. 12. Já que é nesta região que ocorre o máximo déficit na velocidade. O elevado gradiente de velocidade resulta no surgimento de uma camada cisalhante onde são formadas estruturas turbulentas devido ao processo de mistura entre o escoamento fora e dentro da esteira. Na esteira próxima outras estruturas turbulentas são visualizados como os vórtices de raiz e de ponta de pá. Sendo este último o principal responsável pelo processo de mistura entre o escoamento livre e a região da esteira (SØRENSEN, 2011).

O final da esteira próxima é definido, além da recuperação de pressão, pelo colapso das estruturas de vórtices que resulta na diminuição da intensidade turbulenta após ter atingido seu ponto máximo (VERMEER; SØRENSEN; CRESPO, 2003).

A outra região bem caracterizada dentro da esteira é a denominada esteira distante, usualmente localizada a partir de 5 diâmetros do rotor podendo ir até 20 diâmetros (CRESPO; HERNANDEZ; FRANDSEN, 1999). Alguns autores denominam a região entre a esteira próxima e distante como esteira intermediária ou de transição (BASTANKHAH; PORTÉ-AGEL, 2014).

O escoamento na esteira distante apresenta menor influencia do rotor na configuração do escoamento devido ao afastamento da turbina. Nesta região predominam os fenômenos de convecção e difusão turbulentos. Como no final da esteira próxima os vórtices de raiz e ponta de pá começam a colapsar um com o outro, são formadas estruturas menores que se difundem ao longo da esteira distante (CHAMORRO; PORTÉ-AGEL, 2009).

Na esteira distante a pressão é constante e igual à pressão do fluxo livre e a velocidade na linha central vai aumentando até se igualar com a velocidade em corrente livre, devido a difusão radial da mistura turbulenta, no caso de um escoamento atmosférico.

A topologia hidrodinâmica da esteira deve apresentar um nível de descrição espacial-temporal adequado, no sentido de obter-se bons resultados, tanto para o cálculo de desempenho (torque no rotor) como para caracterização do escoamento a jusante do máquina. No problema abordado neste trabalho, um bom entendimento e caracterização da esteira é fundamental para conseguir avaliar a influência que um escoamento perturbado dessa natureza tem sobre um peixe aproximando-se em direção contrária ao escoamento.

3.2 Métodos de descrição da esteira

Propõe-se usar simulação numérica de escoamentos turbulentos para descrever a esteira de turbinas hidrocínéticas. As equações de Navier-Stokes são normalmente resolvidas no domínio fluido empregando modelagens do escoamento que consideram uma descrição estatística do mesmo, como os modelos tipo URANS e LES, apresentados em detalhe no capítulo 4.

Essas simulações CFD carregam um elevado nível de complexidade ao considerar efeitos viscosos e fenômenos de turbulência, além de precisar de uma malha numérica altamente refinada, especialmente nas regiões da superfície do rotor, camada limite e esteira. Ademais, as simulações de turbinas envolvem algoritmos para movimentação da malha regidos pelo movimento rotativo do rotor.

Para evitar alguma dessas dificuldades, a análise numérica de um rotor pode ser realizada utilizando métodos simplificados. A seguir, apresentam-se algumas das abordagens mais empregadas para resolver escoamentos em torno a rotores, sendo que algumas fornecem melhores resultados no cálculo de forças hidrodinâmicas, como o método de elementos de pá (habitualmente referidos pelas suas siglas em inglês como método BEM⁸), e outros na caracterização do escoamento na região da esteira, como os modelos de esteira de vórtices e os modelos atuadores.

- **Método de BEM:** quando o objetivo é avaliar o desempenho da máquina, teorias baseadas no método BEM são muito utilizadas para analisar o comportamento hidrodinâmico do rotor. O método BEM é baseado no conceito de disco atuador, um modelo teórico simplificado que trata o rotor como um disco permeável que provoca uma queda abrupta de pressão descrevendo o processo de conversão de energia de uma turbina de eixo horizontal em um escoamento unidimensional, invíscido e permanente. [Glauert \(1935\)](#) estendeu a teoria do disco atuador propondo o balanço dos momentos linear e angular em um número finito de seções da pá, desconsiderando as interações entre elas.

Para sua implementação, o método BEM precisa primeiramente das curvas polares do aerofólio. Para depois discretizar radialmente as pás em seções, definidas por sua distribuição de corda e ângulo de torção. Finalmente, calcula a potência do rotor mediante um processo iterativo, onde computa a cada iteração o triângulo de velocidades e as forças hidrodinâmicas ([HANSEN, 2008](#)).

Algumas correções empíricas ou semi-empíricas como a correção de ponta e raiz da pá, correções de estol dinâmico, influencia da torre, etc.. foram introduzidas nos métodos BEM para aumentar a faixa de aplicação dos mesmos, tornando eles uma ferramenta facilmente implementável e rápida desde o ponto de vista computacional. Porém, o BEM é apenas aceitável para uma faixa limitada de condições de operação

e não consegue fornecer informações detalhadas do escoamento o que impossibilita seu uso para descrever esteiras hidrodinâmicas. Em contrapartida, até hoje, são a principal ferramenta para desenho de rotores e previsões do desempenho dos mesmos.

- **Modelos de vorticidade:** Os modelos de vorticidade são baseados na aproximação das equações de Navier-Stokes para um escoamento potencial, invíscido e irrotacional. Esses métodos encontram-se entre os modelos BEM e CFD, proporcionando uma solução mais econômica do ponto de vista computacional que os modelos CFD porém, válida para uma ampla faixa de condições de operação da turbina com maior informação da física do escoamento que no modelo BEM (ABEDI; DAVIDSON; VOUSINAS, 2014). Esses modelos permitem calcular não só os esforços sobre as pás como também o escoamento em torno ao rotor e na esteira.

Os modelos de vorticidade determinam as velocidades induzidas no rotor geradas a partir dos vórtices na esteira usando a lei de Biot-Savart (DIXON; BRANLARD; GAUNAA, 2013). Nestes métodos, os vórtices são modelados por partículas ou filamentos movimentando-se livremente baseando-se no campo de velocidade local, métodos da vorticidade da esteira livre, ou de forma restrita pela imposição de uma geometria de esteira, conhecido como método de vorticidade de esteira prescrita ou rígida. Este último método requer menores requisitos computacionais que o método da esteira livre porém não é capaz de prever com a mesma precisão a geometria da esteira e os esforços sobre as pás devido a suposições menos restritivas.

- **Modelos atuadores:** Outros métodos simplificados utilizados para a simulação de turbinas são os denominados modelos atuadores que se apresentam como uma combinação dos métodos BEM e CFD, com a principal característica de que não precisam resolver o escoamento sobre a superfície da máquina porque ela é modelada de forma simplificada. Nas técnicas atuadoras, as forças hidrodinâmicas atuantes sobre o rotor são calculadas a partir da teoria BEM e projetadas sobre o escoamento. Desta forma, evita-se computar o fluido na camada limite da superfície do rotor reduzindo significativamente o número de nós na malha numérica e o custo computacional. O método CFD emprega-se para resolver o escoamento no domínio uma vez que as forças hidrodinâmicas projetadas são inseridas nas equações de Navier-Stokes como forças de campo.

Os principais modelos atuadores encontrados na literatura são, o modelo do disco atuador ADM, e o modelo da linha atuadora ALM. Na técnica ADM, as forças são integradas no disco que configura o rotor e projetadas ao fluido. Mas, não consegue reproduzir as estruturas de vórtices em volta das pás nem resolver os vórtices de ponta de pá. Já o modelo ALM, modela o rotor como uma série de pontos ao longo do eixo da pá experimentando um movimento rotativo. Cada ponto faz referencia

a uma seção da pá onde as forças hidrodinâmicas são calculadas baseando-se nas velocidades locais em cada ponto.

Os métodos ADM e ALM combinam a resolução do fluxo turbulento tridimensional a partir das equações de Navier-Stokes com o cálculo BEM das forças hidrodinâmicas, projetando-as sobre o fluido como forças de campo. Na literatura é comum encontrar estudos numéricos que combinam algum modelo atuador com métodos de resolução de turbulência URANS ou LES, denominados como ADM/URANS, ALM/URANS, ADM/LES e ALM/LES.

Na Fig. 13 são apresentadas visualizações das esteiras de turbinas de eixo horizontal calculadas utilizando diferentes métodos de resolução do escoamento. Desse modo, observam-se as diferenças obtidas empregando os métodos simplificados de vorticidade e da linha atuadora, Fig. 13a e 13b, respectivamente, e a resolução do problema completo (escoamento turbulento com geometria do rotor e malha móvel) na Fig. 13c.

Dos métodos simplificados apresentados, o método da linha atuadora apresenta claramente todas as estruturas tridimensionais definidas em uma esteira clássica de turbina axial de eixo horizontal, como os já mencionados vórtices de ponta de pá, de nacele, assim como a quebra de estruturas na esteira distante.

Neste trabalho, o objetivo é caracterizar a esteira hidrodinâmica de uma turbina para analisar o nado do peixe sob um escoamento dessa natureza. Portanto, o modelo da linha atuadora será utilizado nas simulações da turbina já que fornece excelentes resultados na região da esteira mediante uma abordagem simplificada implicando menores requisitos de malha e conseqüentemente menor custo computacional. Na capítulo 4, o método da linha atuadora é descrito de forma detalhada.

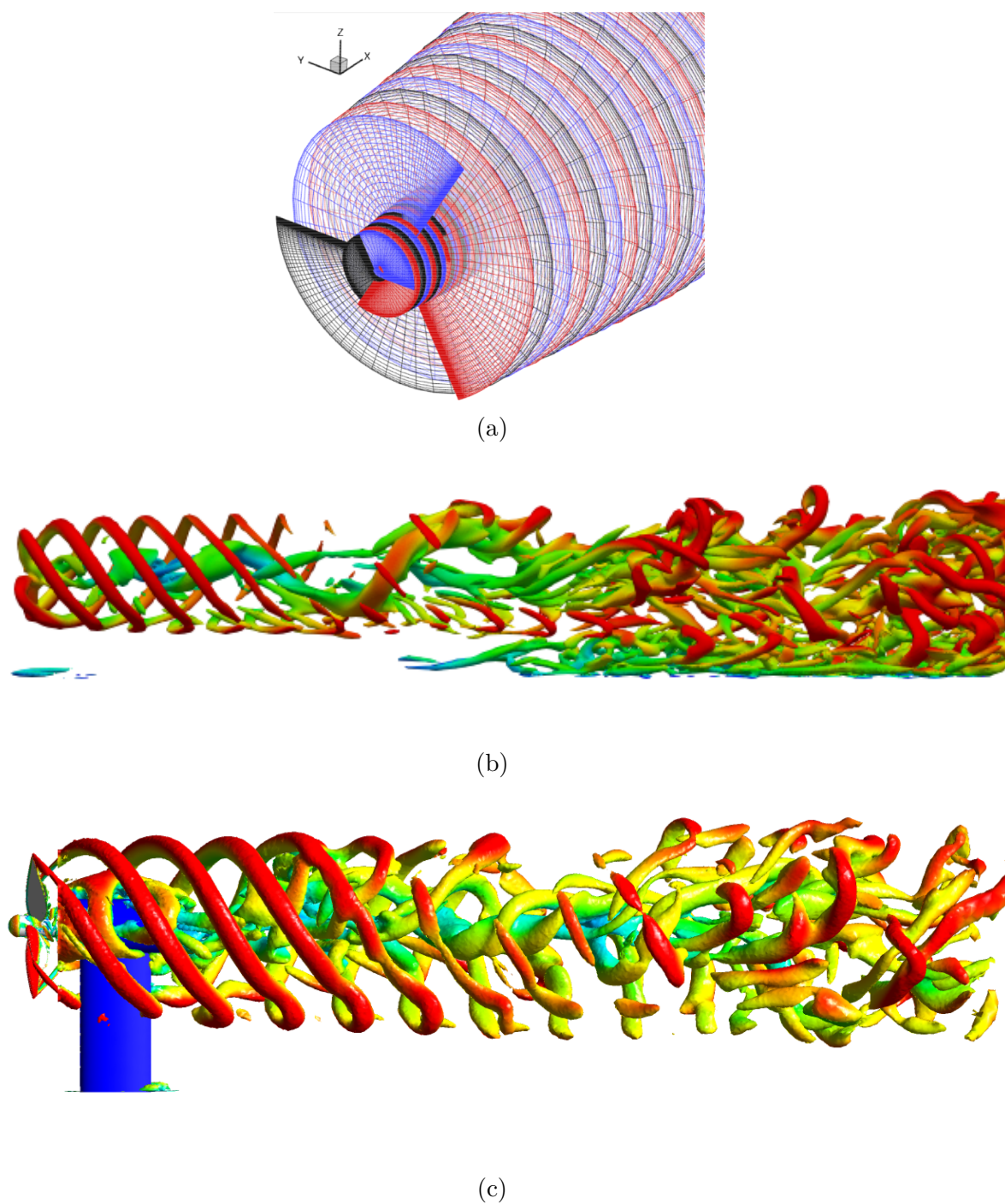


Figura 13 – Visualizações do escoamento na esteira de uma turbina hidrocinética utilizando diferentes metodologias numéricas: (a) Modelo de vorticidade de esteira livre (ROSENBERG; SHARMA, 2016); (b) Modelo da linha atuadora e (c) Equações de Navier-Stokes com geometria do rotor (MENDES, 2020).

4 Modelagem numérica de escoamentos turbulentos

4.1 Equações de Navier-Stokes

As equações de Navier-Stokes representam a formulação matemática da física do escoamento e expressam os princípios físicos de conservação da massa e quantidade de movimento.

As equações de Navier-Stokes são capazes de prever o comportamento randômico de escoamentos, em abordagens ditas de simulações diretas da turbulência conhecidas como DNS¹. No entanto, as escalas de tempo e espaço envolvidas na discretização numérica em tal abordagem, induzem a um esforço computacional imenso, sendo esta metodologia somente aplicável em situações muito simples e em condições de Reynolds relativamente baixo. A maneira prática de tratar-se o problema de escoamentos turbulentos, na atualidade, é utilizar modelos estatísticos que envolvem uma filtragem espacial de pequenas escalas como as simulações de grandes escalas (abordagem LES), ou uma formulação estatística média temporal das equações de conservação (abordagem RANS).

Neste capítulo apresenta-se uma breve introdução sobre a modelagem dos escoamentos turbulentos, com vista a uma posterior solução numérica de problemas. Devido a que a maioria das simulações executadas neste trabalho se caracterizam pelo fluxo ser turbulento, o que acontece para altos números de Reynolds onde as forças de inércia são dominantes (Eq. 2.1). Desta forma, serão exploradas formulações das abordagens do tipo RANS, envolvendo modelos simples de fechamento em primeira ordem, e do tipo LES.

Os problemas aqui resolvidos são incompressíveis e isotérmicos e portanto, para o cômputo do campo de pressão e velocidade do escoamento basta resolver as equações instantâneas de conservação de massa e de quantidade de movimento que são dadas em notação indicial por

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + f_i. \quad (4.2)$$

Na Fig. 4.2 o termo f_i representa as forças de campo por unidade de volume e a constante ν a viscosidade cinemática do fluido. Os termos $-\frac{\partial p}{\partial x_i}$ e $\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}$ representam o

¹ Acrônimo da expressão original na língua inglesa *Direct Numerical Simulation*.

gradiente de pressão no fluido e a difusão molecular de momento linear devido a ação da viscosidade. Do outro lado da igualdade se têm os termos referentes à variação temporal da velocidade $\frac{\partial u_i}{\partial t}$ e o termo convectivo $u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$. O termo convectivo da aceleração é o termo responsável pela não linearidade da equação e portanto, a principal causa de não encontrar uma solução analítica das equações de Navier-Stokes.

Um escoamento turbulento é caracterizado por flutuações randômicas e caóticas da velocidade dificultando a modelagem do mesmo. Em um fluxo turbulento existem vórtices de várias escalas de comprimento e tempo. As maiores escalas são da ordem do comprimento característico do problema e as pequenas vêm definidas pelo tempo característico (FRISCH; KOLMOGOROV, 1995). Além da irregularidade, um escoamento turbulento é caracterizado pela dissipação da energia. Isto acontece devido a que a energia cinética das grandes escalas é transferida para as subsequentes menores escalas até ser dissipada em forma de calor devido à viscosidade (FRISCH; KOLMOGOROV, 1995).

Devido a grande quantidade de escalas espaciais e temporais a resolver é preciso modelar o problema da turbulência garantindo que ao menos as escalas de interesse em cada caso específico sejam resolvidas. Para isso, várias técnicas de modelagem de turbulência podem ser utilizadas na simulação de escoamentos turbulentos, como mencionado acima.

As técnicas LES e RANS apresentam simplificações na modelagem da turbulência se comparadas com o caso DNS. Em ambos casos as equações de Navier-Stokes são reescritas usando a decomposição de Reynolds e métodos estatísticos e de filtragem são empregados para a resolução do problema. Devido à decomposição das equações de Navier-Stokes aparecem momentos de segunda ordem ou mais que implicam no surgimento de novas incógnitas. Para resolver as novas incógnitas é preciso aumentar o número de equações para conseguir resolver o sistema, o que leva ao famoso problema do fechamento da turbulência.

A seguir são apresentadas de forma mais detalhada as técnicas RANS e LES, já que são essas as empregadas nas simulações deste trabalho.

4.2 Equações médias de Navier-Stokes - URANS

Em um escoamento de fluido em regime turbulento, tal como no exemplo ilustrado na Fig. 14, os campos hidrodinâmicos apresentam um comportamento estocástico. Portanto, tendo em vista a conduta randômica do sinal, na Fig. 14, fica claro que, para o tratamento de escoamentos turbulentos, uma abordagem estatística é necessária, o que é feito classicamente decompondo as variáveis principais do escoamento em um termo médio e uma parcela flutuante. Introduzindo o conceito de decomposição de Reynolds para os

campos hidrodinâmicos, na forma

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i, \quad (4.3)$$

$$p = \bar{p} + p'. \quad (4.4)$$

As variáveis $\bar{u}_i(x_i, t)$ e $\bar{p}(x_i, t)$ denotam os valores médios dos campos de velocidade e pressão, enquanto $u'_i(x_i, t)$ e $p'(x_i, t)$ denotam as parcelas flutuante em relação à média. Sendo x_i uma posição qualquer onde os sinais de velocidade e pressão característicos variam no tempo.

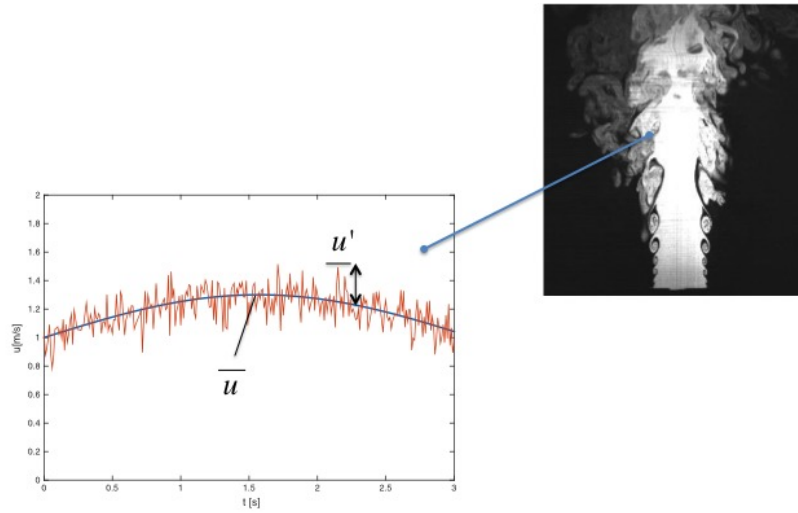


Figura 14 – Escoamento turbulento em um jato (visualização por (HU et al., 2000)).

Utilizando a decomposição de Reynolds para os campos de velocidade e pressão (Eq. 4.3 e 4.4) e substituindo nas equações instantâneas de conservação de massa e quantidade de movimento (Eq. 4.1 e 4.2), a evolução dos campos médios são dadas por

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} + \bar{f}_i, \quad (4.6)$$

aparecendo o termo de tensões aparentes de Reynolds $\tau_{ij} \equiv \rho \overline{u'_i u'_j}$, que representa a influencia das flutuações turbulentas no fluxo médio. Surgem portanto, novas incógnitas relacionadas com τ_{ij} mas nenhuma equação adicional ao sistema, gerando o chamado problema de fechamento da turbulência que será resolvido utilizando modelos que aliviem o tensor de Reynolds.

Antes de apresentar os modelos de turbulência, é preciso definir a equação de conservação do campo flutuante obtida pela subtração entre o campo médio (Eq. 4.6) e o instantâneo (Eq. 4.2) dado por,

$$\frac{\partial u'_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad (4.7)$$

e a partir dela, a equação de conservação do tensor de Reynolds que é obtida multiplicando tensorialmente a equação acima pela parcela flutuante do campo de velocidade u'_j tal que,

$$\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = P_{ij} + \Pi_{ij} + d_{ij} - \varepsilon_{ij}. \quad (4.8)$$

Onde o lado direito desta equação representa um balanço entre os termos de produção, P_{ij} , correlação tensão-deslocamento Π_{ij} , difusão, d_{ij} e taxa de dissipação, ε_{ij} . Tais termos são detalhados, explicitando as correlações estatísticas de alta ordem por

$$P_{ij} = -\tau_{ik} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} - \tau_{jk} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} = -\tau_{ik} (\bar{D}_{kj} - \bar{W}_{kj}) - \tau_{kj} (\bar{D}_{ik} - \bar{W}_{ik}), \quad (4.9)$$

$$\Pi_{ij} = \overline{p' \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)}, \quad (4.10)$$

$$d_{ij} = -\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\frac{1}{2} \overline{u'_i u'_j u'_k} + \overline{p' (u'_i \delta_{jk} + u'_j \delta_{ik})} - \nu \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_k} \right], \quad (4.11)$$

$$\varepsilon_{ij} = 2\nu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}}. \quad (4.12)$$

O termo de produção P_{ij} pode ser expresso também utilizando os tensores de decomposição do gradiente de velocidade em uma parte simétrica D_{ij} (taxa de deformação) e uma anti-simétrica W_{ij} (tensor vorticidade), definidos como

$$\bar{D}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad (4.13)$$

$$\bar{W}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (4.14)$$

O tensor de Reynolds é composto por correlações estatísticas entre parcelas flutuantes dos componentes do campo de velocidade e os termos da diagonal representam a variância das flutuações do campo de velocidade em cada direção e portanto são sempre

positivos. A partir do tensor de Reynolds a energia cinética turbulenta (k) é definida tal que

$$k = \frac{1}{2}\tau_{ii} = \frac{1}{2}\overline{u'_i u'_i}. \quad (4.15)$$

E a partir da contração dos índices da equação de evolução do tensor de Reynolds (Eq. 4.8), a equação da energia cinética turbulenta é obtida e apresentada na Eq. 4.16,

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = P + d - \varepsilon, \quad (4.16)$$

os termos de produção, P , difusão, d e dissipação, ε são escritos como

$$P = -\tau_{ik} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k}, \quad (4.17)$$

$$d = -\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i u'_k} \right] + \overline{p' u'_k} - \nu \frac{\partial k}{\partial x_k}, \quad (4.18)$$

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \varepsilon_{ij}. \quad (4.19)$$

Aproveita-se este momento para definir um parâmetro descritor da turbulência que será empregado mais a frente na análise dos resultados do problema, a intensidade de turbulência (IT). Ela é definida como uma medida normalizada da variação da magnitude da velocidade em relação à velocidade média local, e representa a intensidade das flutuações em um campo fluido.

$$IT = \sqrt{\frac{(1/3)\overline{u'_i u'_i}}{\bar{u}_i \bar{u}_i}}. \quad (4.20)$$

4.2.1 Modelos de fechamento

Abordagens do modelo de fechamento em primeira e segunda ordem são encontradas na literatura. Nos modelos de fechamento em primeira ordem uma equação ‘constitutiva’ para o tensor de Reynolds é proposta, relacionando-o com o campo médio de velocidade. Eventualmente, equações de transporte adicionais são consideradas para determinações de variáveis turbulentas (modelos a uma ou duas equações). Nos modelos de fechamento de segunda ordem os termos de correlação estatística da equação do tensor de Reynolds são modelados o que induz ao uso de ao menos uma equação de transporte para cada componente do tensor de Reynolds.

Nos modelos de fechamento em primeira ordem o tensor de Reynolds geralmente é modelado pela hipótese de Boussinesq, que assume as tensões turbulentas proporcionais

ao gradiente do campo médio de velocidade, onde o coeficiente de proporcionalidade é chamado de viscosidade turbulenta, ν_T , tal que

$$\overline{u'_i u'_j} = \frac{2}{3} k \delta_{ij} - 2\nu_T \overline{D}_{ij}, \quad (4.21)$$

onde os termos k e \overline{D}_{ij} fazem referência à energia cinética turbulenta (Eq. 4.15) e a taxa de deformação expressa pela parte simétrica do tensor de gradiente de velocidade (Eq. 4.13), respectivamente. A viscosidade de turbulência, ν_T , é uma função do escoamento que varia ponto a ponto no mesmo, ao contrario da viscosidade molecular, e pode ser modelada pela relação proposta por Prandtl e Kolmogorov (Eq. 4.22), de forma que

$$\nu_T = C_\mu L_\mu k^{1/2}. \quad (4.22)$$

Os valores da constante C_μ e da escala de comprimento característico L_μ , serão estimados dependendo do modelo de turbulência utilizado, já que a hipótese de Boussinesq não constitui um modelo de turbulência por ela mesma. Consequentemente, a forma como a viscosidade turbulenta é calculada é que define o modelo de turbulência na abordagens URANS e dependerá de cada tipo de escoamento. No que segue apresentam-se diferentes alternativas para o fechamento do problema.

4.2.1.1 Modelo $k - \varepsilon$

O modelo de turbulência de duas equações $k - \varepsilon$ propõe estimar a escala de turbulência L_μ da Eq. 4.22 a partir da Eq. 4.23, que relaciona a energia cinética turbulenta com o parâmetro ε , a taxa de dissipação turbulenta por unidade de massa,

$$L_\mu = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}. \quad (4.23)$$

O modelo $k - \varepsilon$ resolve a equação de transporte da energia cinética turbulenta e uma equação de transporte adicional para a taxa de dissipação ε tal que

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P - \varepsilon, \quad (4.24)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} P \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k}. \quad (4.25)$$

A Eq. 4.24 é obtida pelo fechamento dos termos de ordem superior da equação de energia cinética de turbulência (Eq. 4.15) e nessas equações o termo de produção

considerando o modelo para o tensor de Reynolds é escrito como

$$P = 2\nu_T \overline{D_{ij}} \overline{D_{ij}}. \quad (4.26)$$

O termo de viscosidade turbulenta que aparece nas equações acima é obtido substituindo Eq. 4.23 na Eq. 4.22 tal que,

$$\nu_T = \frac{C_\mu k^2}{\varepsilon}. \quad (4.27)$$

Neste modelo aparecem cinco coeficientes de fechamento que tomam os valores constantes $C_\mu = 0.09$, $C_{\varepsilon 1} = 1.44$, $C_{\varepsilon 2} = 1.92$, $\sigma_k = 1.0$ e $\sigma_\varepsilon = 1.3$, como proposto empiricamente por (LAUNDER; SHARMA, 1974).

O modelo apresenta grande acurácia na resolução em grandes escalas de turbulência, regiões de corrente livre com pequenos gradientes de pressão já que as equações que descrevem o modelo são válidas somente para altos números de Reynolds local, ou seja, para uma condição de regime de turbulência estabelecida. Na proximidade de paredes e em condições de re-laminarização do escoamento, correções do modelo devem ser propostas (modelo baixo Reynolds). Portanto, uma abordagem de uso de funções de parede é geralmente utilizada para que a deficiência do modelo na proximidade de parede seja contornada (WILCOX, 1993).

4.2.1.2 Modelo $k - \omega$

O modelo $k - \omega$ proposto por Wilcox (1993) é formulado com base na frequência de dissipação de turbulência ω , definida por Kolgomorov, e estimada pela inversa da escala de tempo onde a dissipação de turbulência ocorre. Assim, o coeficiente de viscosidade turbulenta é definido em função das variáveis k e ω , tal que

$$\nu_T = \frac{k}{\omega}. \quad (4.28)$$

Da mesma forma que no modelo anterior, empregam-se duas equações de transporte para modelar o escoamento, uma equação para energia da cinética turbulenta (Eq. 4.29) e outra para a frequência de dissipação (Eq. 4.30),

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma^* \nu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P - \beta^* k \omega, \quad (4.29)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma^* \nu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha P \frac{\omega}{k} - \beta \omega^2, \quad (4.30)$$

onde os coeficientes de fechamento são definidos por $\alpha = 5/9$, $\beta = 3/9$, $\beta^* = 9/100$, $\sigma = 1/2$ e $\sigma^* = 1/2$.

O modelo $k - \omega$ oferece ótimos resultados em regiões próximas à parede onde o número de Reynolds local é baixo e apresenta pior comportamento em regiões de corrente livre, pois os coeficientes de fechamento produzem uma dissipação extra de turbulência, fazendo com que a energia cinética turbulenta tenda a zero, prejudicando a predição do tensor de Reynolds.

4.2.1.3 Modelo $k - \omega - SST$

O modelo de turbulência $k - \omega - SST$ (MENTER, 1994) propõe a combinação dos modelos anteriormente descritos com base à região do escoamento resolvida. Para isso, longe da região de parede utiliza a formulação do modelo $k - \varepsilon$ e nas proximidades da mesma a formulação do modelo $k - \omega$, aproveitando as maiores vantagens de cada um dos modelos.

O modelo $k - \omega$ é o modelo desejado para descrever o interior da camada limite. Ao contrário de outros modelos a duas equações, este modelo dispensa leis de parede ou funções de amortecimento. Isto possibilita a especificação de condições de contorno de Dirichlet. Além disto, o modelo é conhecido por sua estabilidade numérica. Sabe-se que o comportamento do modelo $k - \omega$ é muito superior ao modelo $k - \varepsilon$ no interior da região logarítmica em escoamentos com gradientes adversos de pressão e em escoamentos compressíveis. Na região de esteira, o modelo é substituído pelo modelo $k - \varepsilon$. Para que esta lógica de troca de modelos funcione, o modelo $k - \varepsilon$ é multiplicado por uma função de mistura e adicionado ao modelo $k - \omega$ também multiplicado por esta função de mistura. Daí, impõe-se que a função tenha valor unitário na região logarítmica (interior da camada limite) e, gradativamente, se torne nulo fora da mesma.

As equações de transporte do modelo são:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_k \nu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta^* k \omega, \quad (4.31)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \sigma_\omega \nu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha S^2 - \beta \omega^2 + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}. \quad (4.32)$$

A definição da viscosidade turbulenta é feita de modo a contabilizar o transporte das tensões cisalhantes principais turbulentas

$$\nu_T = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, S F_2)}, \quad (4.33)$$

sendo a_1 uma constante empírica do modelo e o termo S uma medida invariante do tensor taxa de deformação tal que

$$S = \sqrt{2\overline{D_{ij}D_{ij}}}. \quad (4.34)$$

As funções F_1 e F_2 são as funções mistura do modelo que a partir do valores encontrados para as mesmas o modelo trocará a formulação nas equação de transporte. Ambas as funções são baseadas na distância até a parede e nas variáveis do escoamento. A primeira função de mistura (F_1) é responsável pela troca de modelos na segunda equação de transporte e também pela determinação das constantes do mesmo. A segunda função (F_2) é responsável pela troca de modelos na formulação da viscosidade turbulenta. Portanto, as funções de mistura são denotadas por

$$F_1 = \tanh \left[(arg_1)^4 \right], \quad (4.35)$$

$$arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^*\omega y}, \frac{500\nu}{y^2\omega} \right), \frac{4\rho\sigma_\omega k}{CD_{k\omega}y^2} \right], \quad (4.36)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho\sigma_\omega \frac{1}{2} \nabla k \nabla \omega, 1, 0.10^{-10} \right). \quad (4.37)$$

A variável y representa a distância até a parede. Na região afastada da mesma (modelo $k - \varepsilon$) a função F_1 é igual a zero e na região próxima (modelo $k - \omega$) muda para 1 no interior da camada limite. A outra função mistura, F_2 , define-se como

$$F_2 = \tanh \left[(arg_2)^2 \right], \quad (4.38)$$

$$arg_2 = \max \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^*\omega y}, \frac{500\nu}{y^2\omega} \right). \quad (4.39)$$

O modelo emprega um limitador de produção que é utilizado para evitar o crescimento de turbulência em regiões de estagnação, de forma que

$$P_k = \mu_T \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad (4.40)$$

$$\tilde{P}_k = \max (P_k, 10\rho\beta^*k\omega). \quad (4.41)$$

Finalmente, as constantes de fechamento deste modelo são determinadas de forma que se α_1 representa qualquer constante do modelo $k - \omega$ e α_2 representa qualquer constante

do modelo $k - \varepsilon$, então α , que é a constante correspondente no modelo SST é computada como uma síntese dos dois primeiros modelos através da seguinte função

$$\alpha = \alpha_1 F_1 + \alpha_2 (1 - F_1) + \dots \quad (4.42)$$

Desta forma, as constantes são $\alpha_1 = 5/9$, $\beta_1 = 3/40$, $\sigma_{k1} = 0.5$, $\sigma_\omega = 0.5$, $\alpha_2 = 0.44$, $\beta_2 = 0.0828$, $\sigma_{k2} = 1$, $\sigma_{\omega_1} = 0.856$ e $\beta^* = 0.09$.

4.2.1.4 Modelo γ - Re_θ - SST

Para a resolução de escoamentos em regime de transição de laminar para turbulento é utilizado o modelo Langtry-Menter γ - Re_θ - SST , também conhecido como modelo k - ω - SST de transição, que adiciona mais duas equações ao modelo k - ω - SST para descrever o processo de transição laminar-turbulento (MENTER et al., 2006; LANGTRY; MENTER, 2009). Esse método funciona adaptando os parâmetros do modelo k - ω - SST para regiões com número de Reynolds menor que um valor crítico, o que ocorre com mais frequência nas camadas limite.

Como mencionado, este método é formulado a partir das equações de transporte (Eq. 4.31 e 4.32) definidas na seção anterior para o modelo k - ω - SST , e de duas novas equações (Eq. 4.43 e 4.44) que descrevem o processo de transição laminar-turbulento. O modelo de transição calcula um fator de intermitência γ que cria (ou extingue) turbulência, introduzindo lentamente a produção turbulenta no local de transição laminar-turbulenta, que vem definido pela variável $\tilde{Re}_{\theta t}$, número de Reynolds para espessura do momento de transição.

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\gamma} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right] + P_\gamma - E_\gamma, \quad (4.43)$$

$$\frac{\partial \tilde{Re}_{\theta t}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \tilde{Re}_{\theta t}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\sigma_{\theta t} (\nu + \nu_T) \frac{\partial \tilde{Re}_{\theta t}}{\partial x_j} \right] + P_{\theta t}, \quad (4.44)$$

O termo de produção P_γ depende de várias relações empíricas que são função da espessura de momento de transição local. O termo de formação ou relaminarização E_γ é função da magnitude da vorticidade e garante que a intermitência permaneça zero na camada limite laminar. A intermitência é sempre igual à unidade no fluxo livre. Esses termos P_γ e E_γ , assim como o termo de produção $P_{\theta t}$ e as constantes σ_γ e $\sigma_{\theta t}$, são definidos por Langtry e Menter (2009) e descritas no que segue, tal que

$$P_\gamma = F_{length} c_{\alpha 1} S \sqrt{\gamma F_{onset}} (1 - c_{e1} \gamma), \quad (4.45)$$

$$E_\gamma = c_{\alpha 2} \Omega \gamma F_{turb} (c_{e2} \gamma - 1). \quad (4.46)$$

O termo de produção está projetado para ser igual a zero (devido à função F_{onset}) na camada limite laminar antes da transição e ativo em todos os lugares em que o número de Reynolds local excede os critérios de início de transição local. Portanto, a função F_{onset} controla o início da transição pelas seguintes equações 4.47-4.57.

$$F_{onset} = \max(F_{onset2} - F_{onset3}, 0), \quad (4.47)$$

$$F_{onset1} = \frac{Re_v}{2.193 Re_{\theta c}}, \quad (4.48)$$

$$Re_v = \frac{Sy^2}{\nu}, \quad (4.49)$$

$$F_{onset2} = \min(\max(F_{onset1}, F_{onset1}^4), 2.0), \quad (4.50)$$

$$F_{onset3} = \max\left[1 - \left(\frac{R_T}{2.5}\right)^3, 0\right], \quad (4.51)$$

$$R_T = \frac{k}{\omega \nu}, \quad (4.52)$$

$$F_{length} = F_{length,1} (1 - F_{sublayer}) + 40.0 F_{sublayer}, \quad (4.53)$$

$$F_{length,1} = \begin{cases} a_1 + b_1 \tilde{Re}_{\theta t} + c_1 \tilde{Re}_{\theta t}^2, & \tilde{Re}_{\theta t} < 400; \\ a_2 + b_2 \tilde{Re}_{\theta t} + c_2 \tilde{Re}_{\theta t}^2 + d_2 \tilde{Re}_{\theta t}^3, & 400 \leq \tilde{Re}_{\theta t} < 596; \\ a_3 + b_3 \tilde{Re}_{\theta t}, & 596 \leq \tilde{Re}_{\theta t} < 1200; \\ a_4, & \tilde{Re}_{\theta t} \geq 1200; \end{cases} \quad (4.54)$$

sendo as constantes: $a_1 = 39.8189$, $b_1 = -119.270 \cdot 10^{-4}$, $c_1 = -132.567 \cdot 10^{-5}$, $a_2 = 263.404$, $b_2 = -123.939 \cdot 10^{-2}$, $c_2 = 194.548 \cdot 10^{-5}$, $d_2 = -101.695 \cdot 10^{-8}$, $a_3 = 0.6788$, $b_3 = -3.0 \cdot 10^{-4}$ e $a_4 = 0.3188$.

$$F_{sublayer} = \exp\left[-\left(\frac{Re_\omega}{200}\right)^2\right], \quad (4.55)$$

$$Re_\omega = \frac{\omega y^2}{\nu}, \quad (4.56)$$

$$Re_{\theta c} = \begin{cases} a_1^* + b_1^* \tilde{Re}_{\theta t} + c_1^* \tilde{Re}_{\theta t}^2 + d_1^* \tilde{Re}_{\theta t}^3 + e_1^* \tilde{Re}_{\theta t}^4, & \tilde{Re}_{\theta t} \leq 1870; \\ a_2^* + b_2^* \tilde{Re}_{\theta t}, & 1870 < \tilde{Re}_{\theta t}; \end{cases} \quad (4.57)$$

sendo as constantes: $a_1^* = -396.035 \cdot 10^{-2}$, $b_1^* = 10120.56 \cdot 10^{-4}$, $c_1^* = -868.230 \cdot 10^{-6}$, $d_1^* = 696.506 \cdot 10^{-9}$, $e_1^* = -174.105 \cdot 10^{-12}$, $a_2^* = -1494.45$ e $b_2^* = 0.518$.

$$F_{turb} = \exp \left[- \left(\frac{R_T}{4} \right)^4 \right]. \quad (4.58)$$

A função F_{length} , definida pelas Eq. 4.53, 4.54 e 4.55, controla a magnitude do termo de produção de intermitência e é determinada a partir de uma correlação empírica que controla o comprimento da região de transição. Observa-se que o último termo na Eq. 4.45 é usado para limitar o valor máximo da intermitência de modo que não possa exceder o valor da unidade. Nas equações apresentadas acima, o termo y refere-se à distância de um ponto do campo até a parede mais próxima, a função $Re_{\theta c}$ é o número de Reynolds crítico onde a intermitência começa a aumentar na camada limite, S a magnitude da taxa de deformação definido pela Eq. 4.34 e Ω a magnitude da vorticidade tal que,

$$\Omega = \sqrt{2W_{ij}W_{ij}}. \quad (4.59)$$

A Eq. 4.46 representa o termo de destruição/re-laminarização atuando como um termo sumidouro garantindo que a intermitência permaneça próxima de zero na camada limite laminar. Desta forma, a função F_{turb} ativa o termo de destruição na camada limite laminar e cancela esse termo fora da camada limite.

As constantes utilizadas nos termos de produção e destruição da equação de transporte de γ são: $c_{\alpha 1} = 2$, $c_{\alpha 2} = 0.06$, $c_{e1} = 1$, $c_{e2} = 50$ e $\sigma_\gamma = 1$.

A seguir é definido o termo de produção da equação de transporte de $\tilde{Re}_{\theta t}$,

$$P_{\theta t} = \frac{c_{\theta t}}{T} \left(Re_{\theta t}^{eq} - \tilde{Re}_{\theta t} \right) (1.0 - F_{\theta t}), \quad (4.60)$$

sendo

$$T = \frac{500\nu}{U^2}, \quad (4.61)$$

$$U = \sqrt{u_k u_k}, \quad (4.62)$$

$$F_{\theta t} = \min \left[\max \left(F_{wake} \exp \left(- \left(\frac{y}{\delta} \right)^4 \right), 1.0 - \left(\frac{c_{e2}\gamma - 1}{c_{e2} - 1} \right)^2 \right), 1.0 \right], \quad (4.63)$$

$$\delta = \frac{375\Omega\nu\tilde{Re}_{\theta t y}}{U^2}, \quad (4.64)$$

$$F_{wake} = \exp\left[-\left(\frac{Re_{\omega}}{10^5}\right)^2\right]. \quad (4.65)$$

O termo $Re_{\theta t}^{eq}$ da Eq. 4.60 define-se como

$$Re_{\theta t}^{eq} = \frac{U\theta_t}{\nu}, \quad (4.66)$$

observa-se que é uma função implícita de θ_t a partir da presença de λ_{θ} . Consequentemente, $Re_{\theta t}^{eq}$ é comumente resolvido a partir do cálculo iterativo para os valores de θ_t mediante a correlação apresentada na Eq. 4.67

$$Re_{\theta t}^{eq} = \begin{cases} (1113.51 - 589.428T_u + 0.2196T_u^{-2}) F(\lambda_{\theta}), & T_u \leq 1.3; \\ 331.5 (T_u - 0.5658)^{-0.671} F(\lambda_{\theta}), & T_u > 1.3, \end{cases} \quad (4.67)$$

$$F(\lambda_{\theta}) = \begin{cases} 1 + [12.986\lambda_{\theta} + 123.66\lambda_{\theta}^2 + 40.69\lambda_{\theta}^3] \exp\left(\left(\frac{T_u}{1.5}\right)^{1.5}\right), & \lambda_{\theta} \leq 0; \\ 1 + 0.275 [1 - \exp(-35.0\lambda_{\theta})] \exp\left(-\frac{T_u}{0.5}\right), & \lambda_{\theta} > 0, \end{cases} \quad (4.68)$$

$$\lambda_{\theta} = \frac{\theta_t^2}{\nu} \frac{dU}{ds}, \quad (4.69)$$

$$T_u = 100 \frac{\sqrt{2k/3}}{U}, \quad (4.70)$$

$$\frac{dU}{ds} = \frac{u_m u_m}{U^2} \frac{\partial u_m}{\partial x_n}, \quad (4.71)$$

As constantes de calibração do modelo são: $c_{\alpha 1} = 2.0$, $c_{\alpha 2} = 0.06$, $c_{e1} = 1.0$, $c_{e2} = 50$, $c_{\theta t} = 0.03$, $\sigma_{\gamma} = 1.0$ e $\sigma_{\theta t} = 2.0$.

Os efeitos de transição laminar-turbulenta são introduzidos no modelo $k - \omega - SST$ originando o novo modelo $\gamma - Re_{\theta} - SST$. O acoplamento entre ambos modelos é realizado a partir do efeito do parâmetro da intermitência eficaz, usado para controlar a produção e destruição de termos na equação da energia cinética turbulenta (Eq. 4.31). A intermitência efetiva γ_{eff} é definida por

$$\gamma_{eff} = \max(\gamma, \gamma_{sep}), \quad (4.72)$$

onde γ_{sep} é uma intermitência modificada para prever a transição induzida pela separação. Portanto, na equação de transporte para k , P_k é multiplicado por γ_{eff} e o termo de dissipação $\beta^*\omega k$ é multiplicado pela função $\min(\max(\gamma_{eff}, 0.1), 1.0)$. A função mistura F_1 do modelo $k - \omega - SST$ é modificada no modelo de transição, onde uma função extra dependente de $Re_y = y\sqrt{k}/\nu$ é adicionada na definição de F_1 . Nota-se que o termo de produção na equação de transporte para ω não é modificado.

Ambos modelos, o clássico SST e o de transição, servem-se do parâmetro adimensional y^+ para garantir a captura das camadas limites laminar e de transição e obter uma completa resolução da camada limite, definido como

$$y^+ = \frac{yu_\tau}{\nu}, \quad (4.73)$$

sendo y a distância entre a parede e o nó mais próximo e u_τ a velocidade de atrito, definida a partir das tensões cisalhantes na parede τ_w , tal que $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$.

Com base na definição de y^+ , é necessário que a malha seja capaz de conter nós com valores de y^+ menores que a unidade, para assegurar que os fenômenos na sub-camada laminar sejam captados.

4.3 Simulações de estruturas de grandes escalas

Os modelos de turbulência tipo RANS, descritos no capítulo anterior, apresentam limitações intrínsecas associadas à descrição de fenômenos através das equações médias de conservação. Neste nível de descrição, as estimativas de esforços hidrodinâmicos em certas bandas de frequência são comprometidas, em face da própria escolha de modelo mecânico baseada em abordagem estatística média da turbulência. Associa-se a isso também, a limitação de qualidade de representação de efeitos aerodinâmicos complexos, em particular do comportamento de esteira (SANDERSE, 2009; TROLDBORG; SØRENSEN; SORENSEN, 2014), que apresentam baixa previsibilidade por modelos de turbulência médios, subestimando os processos de produção e dissipação da estruturas de vorticidade no escoamento na região a jusante do aerogerador.

Mesmo os modelos URANS envolvendo cálculos que considerem o comportamento transiente médio da esteira, o processo de interação hidrodinâmica entre estruturas de diferentes escalas de comprimento é fundamental para a caracterização destes efeitos. Neste sentido, o desenvolvimento de metodologias diferenciadas para a modelagem da turbulência para escoamentos complexos, contribui para a quantificação precisa da hidrodinâmica de problemas como os da esteira.

O conceito de modelagem do escoamentos através de LES consiste no desenvolvimento de uma estratégia de formulação das equações de conservação que descreva

fenômenos até um nível relativamente pequeno de escalas resolvidas (dimensões espaciais de estruturas hidrodinâmicas capturadas pela discretização numérica). A Fig. 15 apresenta a diferença de critérios dos limites de escalas espaciais modeladas e resolvidas para as abordagens DNS (escalas resolvidas em todo o espectro), LES (limite dentro da banda inercial, modelagem de pequenas escalas) e URANS (modelo em toda a banda do espectro).

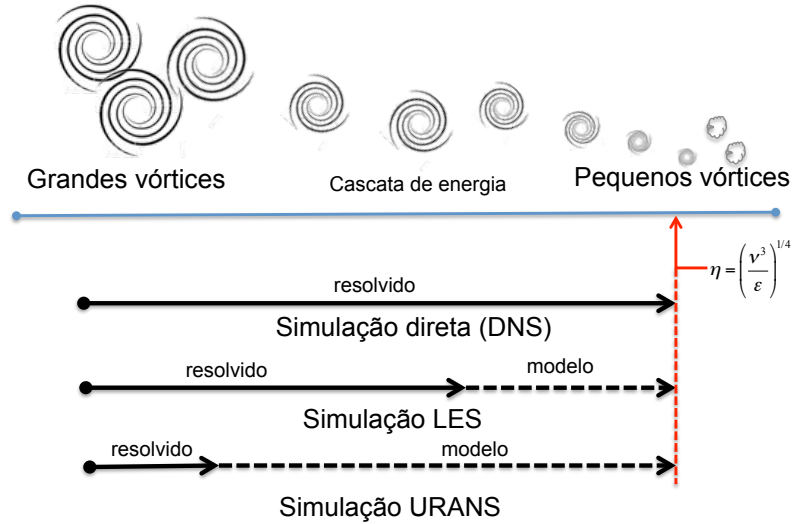


Figura 15 – Escalas para diferentes abordagens na resolução da turbulência.

Na abordagem LES, uma decomposição alternativa das variáveis do escoamento é proposta de forma que as grandes escalas são caracterizadas por um filtro espacial local que para a variável velocidade do escoamento u vem dado por

$$\tilde{u}(x_i, t) = \int_V u(\hat{x}_i, t) G(x_i - \hat{x}_i, \Delta) d\hat{x}, \quad (4.74)$$

onde as variáveis filtradas (as escalas resolvidas) são denotadas por $\tilde{()}$ e a função de filtragem $G(x_i - \hat{x}_i, \Delta)$ representa um filtro de passa-baixa espacial com comprimento característico Δ , definindo o tamanho da sub-malha.

As variáveis do escoamento, velocidade e pressão, podem ser divididas em duas componentes, uma componente filtrada, $\tilde{u}(x_i, t)$ e outra de sub-malha, $u^*(x_i, t)$. Tal que,

$$u(x_i, t) = \tilde{u}(x_i, t) + u^*(x_i, t). \quad (4.75)$$

$$p(x_i, t) = \tilde{p}(x_i, t) + p^*(x_i, t). \quad (4.76)$$

A componente filtrada corresponde às grandes escalas e é a parte do campo resolvida, por outro lado, a parte de sub-malha representa as pequenas estruturas cujo efeito no campo é resolvido através de um modelo de sub-malha. Esta decomposição de variáveis

proposta tem semelhanças com a decomposição de Reynolds realiza no seção anterior porém é importante destacar que as variáveis filtradas continuam sendo variáveis randômicas.

Existem alguns filtros clássicos mais utilizados na abordagem LES, a maior parte utiliza o tamanho da malha para principal parâmetro de filtragem. Como por exemplo, o filtro box que vem definido por uma banda constante entre $x - \frac{1}{2}\Delta \leq x \leq \frac{1}{2}\Delta$, tal que

$$G(x) = \frac{1}{\Delta} H\left(\frac{1}{2}\Delta - |x|\right), \quad (4.77)$$

ou o filtro gaussiano que propõe uma função de filtragem na forma de distribuição gaussiana com variância equivalente à $\Delta^2/12$, como

$$G(x) = \sqrt{\frac{6}{\pi\Delta^2}} \exp\left(-\frac{6x^2}{\Delta^2}\right). \quad (4.78)$$

Finalmente, as equações filtradas LES são desenvolvidas após a substituição da Eq. 4.75 e 4.76 nas equações de Navier-Stokes (Eq. 4.1 e 4.2), de forma que

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (4.79)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{\partial \tau_{ij}^r}{\partial x_j} + f_i, \quad (4.80)$$

sendo

$$\tau_{ij}^r = \tilde{u}_i \tilde{u}_j + \tilde{u}_i \tilde{u}_j. \quad (4.81)$$

O termo τ_{ij}^r referente às tensões residuais anisotrópicas representa os efeitos que as pequenas escalas, não resolvidas, causam sobre as grandes escalas e estabelece a necessidade de aplicar um modelo para resolver o problema de fechamento da turbulência, da mesma forma que na abordagens URANS.

O tensor de tensões residuais pode ser expressado em termos de uma viscosidade de sub-malha, baseado na hipótese de Boussinesq, tal que

$$\tau_{ij}^r = 2\nu_T(x_i, t) \bar{S}_{ij}, \quad (4.82)$$

onde ν_T a viscosidade de sub-malha e \bar{S}_{ij} é o tensor taxa de deformação filtrado.

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (4.83)$$

Diversos modelos existem para a modelagem da viscosidade ν_T . Aqui neste trabalho, o escolhido é o modelo de Smagorinsky (SMAGORINSKY, 2007), por ser um bastante comum na literatura nos problemas que resolvem escoamento em turbinas usando linha atuadora. O modelo de Smagorinsky propõe a introdução de uma viscosidade de sub-malha, ν_{SGS} tal que as pequenas escalas transiram completamente de forma instantânea toda a energia que recebem das grandes escalas em energia térmica, isto é, que a dissipação da energia das pequenas escalas seguissem a proposta de Kolmogorov com $k^{-5/3}$ (FRISCH; KOLMOGOROV, 1995).

Assim, a viscosidade de sub-malha proposta por Smagorinsky é

$$\nu_{SGS} = (C_S \Delta x)^2 \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}. \quad (4.84)$$

O valor da constante C_S segundo o método é igual a 0,18 e produz resultados aceitáveis em LES. Contudo, outros valores podem ser usados a critério do usuário com objetivo de melhorar o comportamento do método em determinados escoamentos.

4.4 Modelo da linha atuadora

Uma vez definidas as abordagens para resolução da turbulência de um escoamento, apresenta-se o modelo da linha atuadora empregado no cálculo do escoamento em problemas de rotores. Este modelo simplificado permite caracterizar de forma apropriada a esteira hidrodinâmica induzida por uma turbina, com menores requisitos computacionais, facilitando as subseqüentes simulações onde se avaliará o comportamento de um peixe nadando a justante dela.

A principal característica do ALM é a modelagem simplificada das pás do rotor, que são tratadas como um conjunto de ‘pontos’ ou de ‘elementos’ ao longo do eixo da pá, como no esquema da Fig. 16. Nesta técnica não se emprega mais o rotor como superfície, trazendo vantagens como menores custos computacionais ou a possibilidade de malhas estruturadas, apropriadas em simulações do tipo LES.

O método ALM combina os métodos BEM e CFD de forma que as forças hidrodinâmicas sobre as pás, calculadas pelo método BEM, são integradas nas equações de Navier-Stokes como as forças de campo equivalentes que as pás realizam sobre o fluido. No que segue, são apresentadas as equações do método ALM que permitirão computar dita força.

Primeiramente, no método ALM as pás são discretizadas radialmente em uma série de pontos, cada um deles representando uma seção da pá e definidos pelo correspondente ângulo de cambagem e corda. Mediante a teoria BEM, as forças hidrodinâmicas sobre cada um desses pontos são calculadas a partir das curvas de arrasto e sustentação do aerofólio,

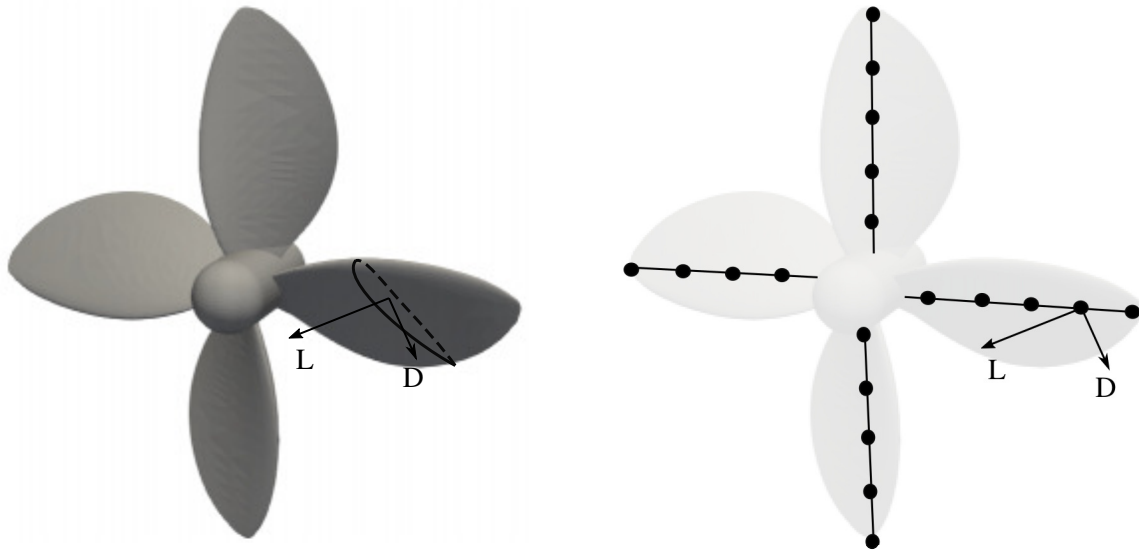


Figura 16 – Esquema de discretização de uma pá segundo o modelo da linha atuadora, a partir da geometria do rotor. Ilustram-se as forças hidrodinâmicas de arrasto e sustentação, D e L , referidas a uma seção qualquer da pá.

$C_D = C_D(\alpha, Re)$ e $C_L = C_L(\alpha, Re)$, respectivamente, medidas experimentalmente ou a partir de simulações bidimensionais de aerofólios.

Os valores das curvas polares obtidos nas simulações 2D de aerofólios devem ser corrigidos para considerar efeitos 3D (Sorensen N.; Michelsen J.; SCHRECK, 2002; SHEN et al., 2005), como os efeitos de rotação que durante o descolamento limitam o crescimento da camada limite o que resulta em um aumento da sustentação se comparado com as características 2D. Existem várias formas de realizar essa correção (GLAUERT, 1963; Snel, H., Houwink, R., and Piers, 1993; CHAVIAROPOULOS; HANSEN, 2002; SHEN et al., 2005), neste trabalho foi escolhido método proposto por (SHEN et al., 2005) que será apresentado mais adiante.

Uma vez obtidos os coeficientes de arrasto e sustentação, C_D e C_L , as forças de arrasto e sustentação sobre as pás por unidade de comprimento são definidas como

$$f_D = \frac{1}{2} C_D(\alpha) \rho U_{rel}^2 c, \quad (4.85)$$

$$f_L = \frac{1}{2} C_L(\alpha) \rho U_{rel}^2 c, \quad (4.86)$$

onde c é o comprimento de corda, U_{rel} a velocidade local relativa às pás e α o ângulo de ataque. Portanto, o vetor força total por unidade de comprimento, para cada elemento da

pá, tem a forma

$$\mathbf{f}_{2d} = f_L \mathbf{e}_L + f_D \mathbf{e}_D, \quad (4.87)$$

sendo \mathbf{e}_L e \mathbf{e}_D vetores unitários nas direções de arrasto e sustentação, respectivamente. Os termos em negrito referem-se a magnitudes vetoriais.

Para cada posição radial, em função do ângulo de ataque, se terão valores específicos para as velocidades relativas e os coeficientes de arrasto e sustentação. A velocidade relativa é calculada como

$$U_{rel} = \sqrt{(U_z^2 + (\Omega r - U_\theta)^2)}, \quad (4.88)$$

onde U_z e U_θ as velocidades axial e tangencial, respectivamente, Ω a velocidade angular e r o valor do raio variando ao longo da pá. Por outro lado, o ângulo de ataque é expresso como

$$\alpha = \Phi - \gamma, \quad (4.89)$$

com Φ sendo o ângulo entre a velocidade relativa e o plano do rotor e γ o ângulo de cambagem² local, como observado na Fig. 17.

$$\Phi = \tan^{-1} \left(\frac{U_z}{\Omega r - U_\theta} \right). \quad (4.90)$$

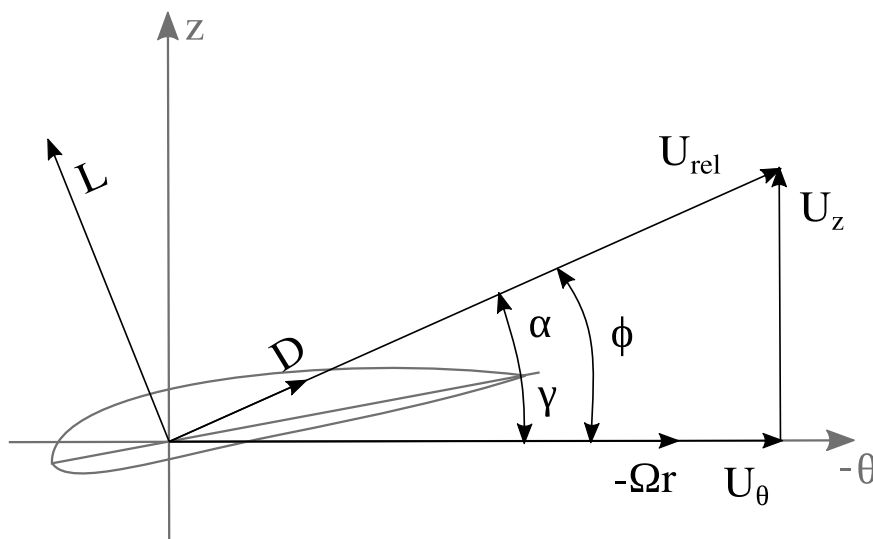


Figura 17 – Seção transversal do aerofólio que ilustra as forças hidrodinâmicas de sustentação, L , e arrasto, D , e o triângulo de velocidade.

² Tradução livre para o português do termo inglês *pitch*.

As forças computadas sobre cada elemento da pá (2D), \mathbf{f}_{2d} , são projetadas sobre o campo (3D), f_i , de forma suave usando a função de regularização de kernel, η_ϵ , uma função de projeção Gaussiana 3D. Desse modo, a partir do produto de convolução entre a força \mathbf{f}_{2d} e a função de regularização η_ϵ , o campo de força sobre os pontos da malha é computado a partir da Eq. 4.91, para posteriormente ser inserido nas equações de Navier-Stokes tal que

$$f_i(\mathbf{x}) = \sum_{k=1}^B \int_0^R F \mathbf{f}_{2D}(r) \cdot \mathbf{e}_i \eta_\epsilon(|\mathbf{x} - r\mathbf{e}_k|) dr, \quad (4.91)$$

onde \mathbf{e}_k é o vetor unitário na direção da pá k , $|\mathbf{x} - r\mathbf{e}_k|$ é a distância entre o ponto da malha e o ponto na linha atuadora e η_ϵ a função regularização definida como

$$\eta_\epsilon(r) = \frac{1}{e^{3\pi^{3/2}}} \exp[-(r/\epsilon)^2]. \quad (4.92)$$

O parâmetro ϵ representa o alcance da função de regularização e r a distancia entre o ponto medido e o ponto de força inicial no rotor.

Por último, ressaltar que a função F na Eq. 4.91 é o fator de correção para efeitos na ponta de pá desenvolvido por (SHEN et al., 2005) tal que

$$F = \frac{2}{\pi} \cos^{-1} \left[\exp \left(-g \frac{B(R-r)}{2r \sin \Phi} \right) \right], \quad (4.93)$$

o parâmetro B refere-se ao número de pás e o coeficiente g depende geralmente do número de pás, do TSR, distribuição da corda, ângulo de cambagem, etc... Por simplicidade, Shen et al. (2005) estabeleceram g para ser unicamente dependente do número de pás e do TSR, assumindo a forma

$$g = \exp(-c_1 (B\Omega R/U_\infty - c_2)), \quad (4.94)$$

com c_1 e c_2 coeficientes estimados experimentalmente tal que

$$g = \exp(-0.125 (B\Omega R/U_\infty - 21)) + 0.1. \quad (4.95)$$

Para a implementação numérica deste método é preciso fornecer as informações sobre geometria da pá e as curvas polares do aerofólio. Assim como definir velocidade do escoamento não perturbado, velocidade de rotação da turbina, número de elementos ou pontos nos quais as pás serão divididas e o parâmetro de alcance de força ϵ .

O modelo, para cada ponto da linha atuadora, calcula o ângulo de ataque da velocidade na seção da pá correspondente, devido ao conhecimento do campo fluido computado mediante as equações de Navier-Stokes. Posteriormente, o método BEM é

aplicado para caracterização das forças hidrodinâmicas que serão projetadas no fluido utilizando a função de regularização, e recalculado em cada passo de tempo.

A utilização de um método simplificado, para a resolução numérica do escoamento induzido por uma rotor hidrocínético, apresenta numerosas vantagens em questões computacionais, como foi mencionado previamente. Neste caso específico, onde as simulações peixe-turbina são combinadas, o emprego do método ALM resulta especialmente satisfatório. Já que evita a movimentação da malha na região do rotor, precisando apenas deformar o local em volta do peixe. Trazendo simplificações numéricas importantes no acoplamento peixe-turbina, ademais da economia computacional relacionada com não ter que malhar a superfície do rotor nem resolver o escoamento sobre a mesma, além de evitar os fenômenos de camada limite mais complexos de modelar. Todo isto será descrito detalhadamente no próximo capítulo que se ocupa de reportar a metodologia numérica construída durante o trabalho.

5 Metodologia numérica

5.1 Plataforma numérica utilizada

As simulações numéricas foram executadas no *software* de livre acesso OpenFOAM[®], ferramenta CFD escrita na linguagem C++, que permite aos usuários livre acesso aos códigos e a possibilidade de edição, trazendo benefícios significativos quando é necessário personaliza-os.

OpenFOAM[®] é baseado no método de volumes finitos FVM¹ e possui diversas esquemas numéricos programados, tanto espaciais como temporais. A plataforma também conta com vários algoritmos para resolução das equações de Navier-Stokes que apresentam a dificuldade do acoplamento dos campos velocidade-pressão.

Neste trabalho, o algoritmo empregado foi o PIMPLE que resolve escoamentos incompressíveis turbulentos em regimes transientes e surge de uma combinação entre os algoritmos de resolução SIMPLE² + PISO³. O algoritmo SIMPLE trata as equações em regime permanente, desconsiderando a derivada temporal, o que faz com que o método seja inconsistente precisando do relaxamento das equações para atingir a estabilidade. Por outro lado, no algoritmo PISO considera-se o termo de derivação temporal e existe consistência no acoplamento pressão-velocidade das equações (GREENSHIELDS, 2017). Neste caso não é utilizado o relaxamento do campo nem das equações, porém é necessário a imposição de um critério para garantir a estabilidade. Portanto, para cada passo de tempo o número adimensional de Friedrich-Levy-Courant, CFL, definido a seguir, deve ser menor que a unidade (HOLZMANN, 2017),

$$\text{CFL} = \frac{U \Delta t}{\Delta x}, \quad (5.1)$$

onde U é a velocidade média local do escoamento no elemento, Δt o passo de tempo e Δx a distância entre os elementos na direção x .

O algoritmo PIMPLE funciona para valores de CFL maiores que um ($\text{CFL} \gg 1$) possibilitando a aplicação de passos de tempo maiores, o que apresenta uma vantagem importante na utilização deste método de resolução. Neste caso, a solução no regime permanente é calculada sob condição de relaxamento das equações e corrigida em várias iterações para garantir a convergência da parte explícita das equações. Logo após, a solução

¹ Acrônimo da expressão original na língua inglesa *Finite Volume Method*.

² Acrônimo da expressão original na língua inglesa *Semi-Implicit-Method-Of-Pressure-Linked-Equation*.

³ Acrônimo da expressão original na língua inglesa *Pressure-Implicit-Split-Operator*.

é evoluída no tempo. Isto é realizado em todos os passos de tempos até atingir o tempo final desejado.

A ferramenta fornece também a possibilidade de escolher diferentes métodos numéricos de resolução para cada uma das equações discretizadas (GREENSHIELDS, 2017). Assim, para resolver o sistema linear da pressão é empregado o método multigrid, GAMG⁴, com o suavizador Gauss-Seidel. O método multigrid gera uma solução rápida para uma malha com menor número de elementos e usa essa solução como condição inicial para resolver uma malha mais refinada com maior precisão.

A velocidade e os parâmetros dos modelos de turbulência são resolvidos a partir do método Gauss-Seidel para matriz simétrica. Em todos os casos a tolerância foi definida como 10^{-7} e os esquemas de discretização implementados foram *upwind*⁵ de segunda ordem.

O *software* OpenFOAM[®] dispõe também de algoritmos de malha móvel, empregados neste trabalho para simular o movimento de deformação do peixe durante o nado. A biblioteca *DynamicMesh* do OpenFOAM[®] é utilizada já que disponibiliza tanto opções de movimento de corpo rígido (translação e/ou rotação) como deformações (HOLZMANN, 2017). Ela é baseada na abordagem clássica do método ALE⁶, um algoritmo de malha móvel adotado nos casos de movimentação arbitrária no interior do domínio fluido devido ao movimento imposto na fronteira.

Como mencionado, as simulações referentes ao nado de peixe incorporam um algoritmo ALE para movimentação da malha. Então, durante a resolução do escoamento adiciona-se um estágio adicional no algoritmo do problema, onde, em cada passo de tempo, a malha é recalculada. Neste trabalho, a movimentação da malha é imposta pelo movimento de deformação do peixe durante o nado. No caso da turbina, não será necessária a implementação de nenhum algoritmo de malha móvel já que o rotor é simulado de forma simplificada pelo método da linha atuadora. Finalmente, nas simulações envolvendo peixe e turbina, os métodos de malha móvel e linha atuadora serão acoplados de forma que a malha deforme apenas na região próxima o peixe não tendo efeitos nas proximidades do rotor, o qual não interferirá no método de simulação da turbina.

5.2 Estudo numérico do nado de peixes

O objetivo principal das simulações do nado de um peixe em um escoamento não perturbado foi sistematizar a dupla de parâmetros adimensionais Re e St , a fim de conseguir um conjunto de resultados que elucidem o número de St ótimo para cada Re .

⁴ Acrônimo da expressão original na língua inglesa *Generalised Geometric-Algebraic Multi-Grid*

⁵ Esquemas *upwind* utilizam um stencil de diferenças finitas adaptativo para simular numericamente a direção de propagação da informação em um campo de fluido.

⁶ Acrônimo da expressão original na língua inglesa *Arbitrary Lagrangian Eulerian*.

Desta forma, será possível caracterizar o melhor desempenho de um peixe nadando em diferentes regimes do escoamento, quantificar a força propulsiva e descrever a dinâmica de vórtices. Ademais, este escoamento será fundamental para a validação da metodologia aqui utilizada.

Todas as simulações referentes ao nado de peixes foram implementadas empregando a abordagem URANS adotando o modelo de turbulência mais apropriado para cada Re . A faixa típica do número de Reynolds no nado de peixes é $Re \in [10^3, 10^6]$, e a transição do regime do escoamento laminar-turbulenta acontece para valores $Re \sim 10^4$. Portanto, o modelo de turbulência para fechamento do problema em cada situação deve ser escolhido com cuidado. Desta forma, nas simulações com $Re \sim 10^3$ o escoamento é resolvido como laminar e quando $Re \sim 10^4$ o modelo adotado é $\gamma - Re_\theta - SST$ ($k - \omega - SST$ de transição), devido a que o escoamento não é totalmente turbulento. Esse modelo consegue garantir que qualquer região do escoamento, seja laminar ou turbulenta, será bem resolvida. Finalmente, nas situações onde o escoamento é totalmente turbulento, caracterizado por $Re \sim 10^5$ e $Re \sim 10^6$, o modelo implementado é o $k - \omega - SST$. Os casos com $Re \sim 10^5$ também foram simulados utilizando o modelo de transição, verificando que o escoamento nesses casos já é totalmente turbulento devido a que não houve discrepância nos resultados. Os modelos de turbulência foram descritos anteriormente no capítulo 4. Na Tab. 1 observa-se de forma resumida os modelos de turbulência empregados segundo o número de Reynolds do escoamento.

Tabela 1 – Modelos de turbulência empregados de acordo ao número de Reynolds do escoamento.

Re	Regime do escoamento	Modelo de turbulência
$\sim 10^3$	Laminar	-
$\sim 10^4$	Transição	$\gamma - Re_\theta - SST$
$> 10^5$	Turbulento	$k - \omega - SST$

Neste trabalho, uma abordagem adequada para simular o escoamento de peixes nadando em condições de fluxo não perturbado tem sido desenvolvida. Duas espécies de peixes são consideradas: o atum (*Thunnus atlanticus*) e o lambari (*Astyanax bimaculatus*).

O atum foi escolhido para análise por ser encontrado em vários trabalhos na literatura, com geometria e cinemática bem definidas (BARRETT et al., 1999; ZHU et al., 2002; NAJAFI; ABBASPOUR, 2016; ZHANG et al., 2008). Por outro lado, o lambari foi investigado por ser uma espécie muito comum em lagos e rios brasileiros, que poderia ver-se potencialmente afetada pela instalação de turbinas hidrocínéticas, dando continuidade ao trabalho de (SOUZA, 2019).

Nas seguintes subseções são descritas as principais características das simulações realizadas como geometria, cinemática, malha numérica e condições de contorno.

5.2.1 Geometria

O modelo geométrico escolhido para o atum é o mesmo que [Zhu et al. \(2002\)](#) utilizaram para o estudo do *RoboTuna* ([BARRETT et al., 1999](#)). O corpo e a nadadeira caudal do peixe são construídos usando seções transversais elípticas e perfis hidrodinâmicos, respectivamente. As elipses que configuram as seções transversais do corpo do atum têm razão de aspecto $AR = 1,5$, entre os eixos maior e menor, correspondendo o eixo maior à altura do peixe. As Eq. 5.2 e 5.3 descrevem as curvas envolventes para construção do corpo do atum.

$$z(x)/L = \pm 0,152 \tanh(6x/L + 1,8) \quad \text{para} \quad -0,3 \leq x/L \leq 0,1, \quad (5.2)$$

$$z(x)/L = \pm(0,075 - 0,076 \tanh(7x/L - 3,15)) \quad \text{para} \quad 0,1 \leq x/L \leq 0,7. \quad (5.3)$$

O comprimento L igual a $1,0\text{ m}$, corresponde ao comprimento do peixe desde a cabeça e o pedúnculo caudal, sendo o comprimento total do peixe, incluindo a nadadeira caudal, $L_T = 1,2\text{ m}$. As Eq. 5.2 e 5.3 localizam a coordenada $x=0$ em 30% do comprimento do corpo do peixe L .

A nadadeira caudal foi construída a partir de várias seções do perfil hidrodinâmico NACA 0016. As bordas de ataque, $x(z)_{LE}$ ⁷ e de fuga, $x(z)_{TE}$ ⁸, foram determinadas a través da técnica de ajuste de curva e vêm dadas pelas Eq. 5.4 e 5.5,

$$x(z)_{LE}/L = 39,543 |z/L|^3 - 3,685(z/L)^2 + 0,636 |z/L| + 0,7, \quad (5.4)$$

$$x(z)_{te}/L = -40,74 |z/L|^3 + 9,666(z/L)^2 + 0,77, \quad (5.5)$$

com $-0,15 \leq z/L \leq 0,15$.

A geometria do corpo do lambari foi modelada pelo mesmo processo, mas as nadadeiras e a cauda foram construídas usando superfícies obtidas por extrusão, seguindo a metodologia executada pelo criador da mesma [Espenchitt \(2018\)](#). Dados morfométricos de [Botelho et al. \(2019\)](#) foram empregados para definir os contornos das nadadeiras e da cauda, a razão de aspecto das elipses (considerada constante e igual a 1,1) e os comprimentos dos eixos principais ao longo do corpo do peixe. O modelo final de lambari tem $0,12\text{ m}$ de comprimento total e $0,09\text{ m}$ da cabeça ao pedúnculo caudal.

Em ambos os casos, as superfícies dos peixes foram construídas no *software* SOLIDWORKS[®] a partir das curvas geradas para os corpos, nadadeiras e caudas. Na Fig. 18 ilustram-se os modelos geométricos para atum e lambari.

⁷ LE é o acrônimo da expressão original em língua inglesa *leading edge*.

⁸ TE é o acrônimo da expressão original em língua inglesa *trailing edge*.

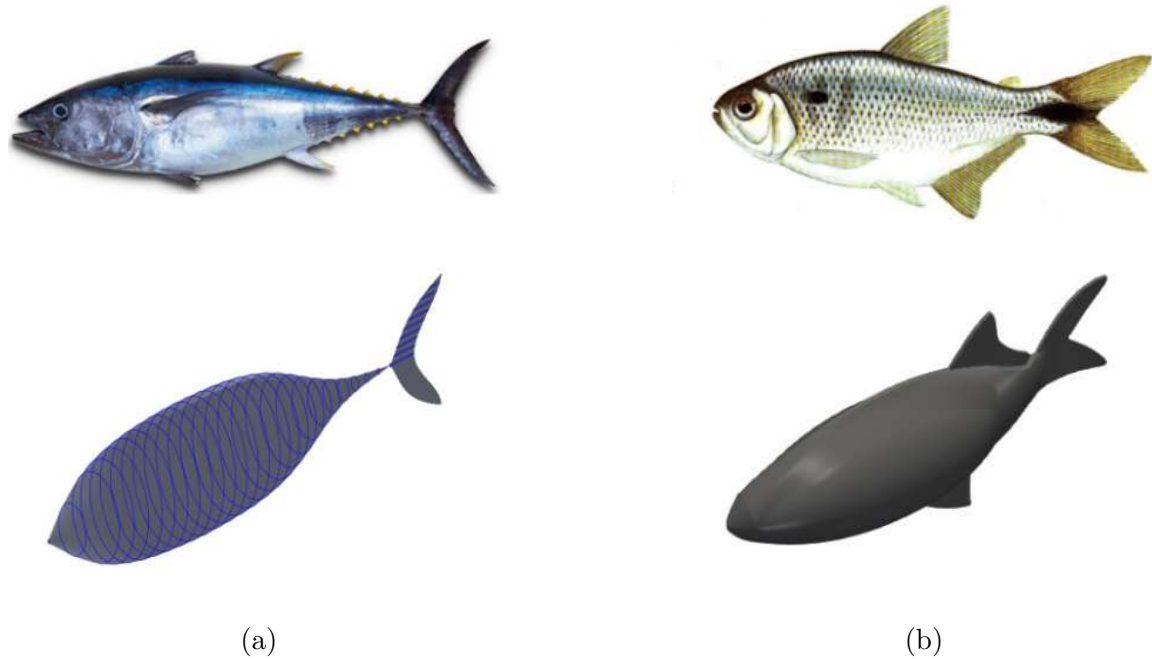


Figura 18 – Reconstrução 3D dos modelos de peixes analisados: (a) Atum e (b) Lambari.

5.2.2 Cinemática

A cinemática típica do nado dos peixes analisados neste trabalho é descrita pela abordagem corpo/nadadeira caudal (BCF), onde a força de impulso propulsora é gerada devido à deformação do corpo em uma onda propulsora, da cabeça do peixe à nadadeira caudal. Os peixes carangiformes e tuniformes são caracterizados por ondulações ao longo do último terço do corpo.

Descrevemos o movimento dos peixes usando a equação senoidal para o deslocamento transversal da linha média do peixe, determinando $y(x, t)$ a partir das Eq. 2.3 e 2.4. Nesta última equação a função de amplitude variável $a(x)$ é definida a partir dos coeficientes a_0 , a_1 e a_2 , comumente determinados experimentalmente desde observações de peixes nadando.

Para as simulações do atum, adotamos a velocidade de nado constante em $U = 0,7 \text{ ms}$, o comprimento de peixe característico $L = 1 \text{ m}$, definido da cabeça até a nadadeira caudal, e o coeficiente $a_0 = 0$. Os restantes parâmetros necessários para definir a equação cinemática são dados na Tab. 2.

Os parâmetros cinemáticos do nado do atum referentes aos números de Strouhal $St = \{0,133; 0,201; 0,281; 0,413\}$ foram extraídos do trabalho de Zhu et al. (2002). As restantes situações, caracterizadas por $St = \{0,6; 0,8; 1,0; 1,2\}$, foram construídas para este trabalho conseguindo assim aumentar a abrangência da análise a outros regimes de nado. Nesses casos, os valores de amplitude máxima da nadadeira caudal, comprimento de onda e os coeficientes a_1 e a_2 , foram estabelecidos replicando o caso $St = 0,281$. A frequência de oscilação foi calculada a partir da definição do número de Strouhal (Eq. 2.2)

Tabela 2 – Parâmetros cinemáticos do nado do atum. Trabalho de referência: (ZHU et al., 2002)

	St							
	0,133	0,201	0,281	0,413	0,6	0,8	1,0	1,2
U (m/s)	0,7	0,7	0,7	0,7	0,7	0,7	0,7	0,7
A (m)	0,177	0,120	0,147	0,140	0,147	0,147	0,147	0,147
a_1	0,00236	0,00294	0,0042	0,00236	0,00042	0,00042	0,00042	0,00042
a_2 (m^{-1})	-0,163	-0,098	-0,108	-0,114	-0,108	-0,108	-0,108	-0,108
ω (rad/s)	3,306	7,295	8,390	13,0	18,85	25,13	31,42	37,7
λ (m)	1,475	1,047	1,207	1,675	1,207	1,207	1,207	1,207

uma vez estabelecidos St , A e U .

Para o estudo do lambari, foram tomados os valores $U = 1$ m/s, $L = 0,09$ m e $a_0 = 0,02$. Os números de Strouhal considerados para análise e os parâmetros cinemáticos associados são apresentados na Tab. 3, baseados na literatura de peixes carangiformes. O número de onda, k , é definido dentro da faixa proposta por Videler e Wardle (1991) para $\lambda/L \in 89 - 110\%$. Neste trabalho, o valor adotado foi $\lambda = 0,95L$ como proposto por Borazjani e Sotiropoulos (2008), considerando o comprimento total do peixe, e os coeficientes da função amplitude $a_0 = 0,02$, $a_1 = -0,08$ e $a_2 = 0,16$ (VIDELER; HESS, 1984; BORAZJANI; SOTIROPOULOS, 2008). Consequentemente, o valor da amplitude máxima é determinado pela função amplitude baseado no trabalho de Videler (1993) tal que $a_{max} = 0,1$, então $y_{max} = 0,1L$ e o deslocamento máximo da cauda $A = 2y_{max}$. Finalmente, uma vez conhecidas todas as variáveis envolvidas na cinemática, a frequência de nado é determinada pela definição do St (Eq. 2.2).

Tabela 3 – Parâmetros cinemáticos do nado do lambari. Trabalho de referência: (BORAZJANI; SOTIROPOULOS, 2008)

	St			
	0,2	0,3	0,4	0,6
A (m)	0,024	0,024	0,024	0,024
a_1	-0,08	-0,08	-0,08	-0,08
a_2 (m^{-1})	0,16	0,16	0,16	0,16
ω (rad/s)	52,36	78,54	104,72	157,08
λ (m)	0,114	0,114	0,114	0,114

Para evidenciar as diferenças cinemáticas entre atum e lambari são apresentadas nas Fig. 19 e 20, as funções amplitude e deformação da linha média, ambas adimensionalizadas com o comprimento característico do peixe em cada caso. Observa-se na Fig. 20 como os peixes experimentam as maiores deformações na última metade do seu corpo e exibem deslocamento menores na parte inicial do mesmo, comportamento mais acentuado no caso

do atum, porque a função amplitude $a(x)$ toma valores próximos do zero no primeiro terço do seu corpo. Além disso, os dois peixes apresentam tendências para $a(x)$ similares como ilustrado na Fig. 19

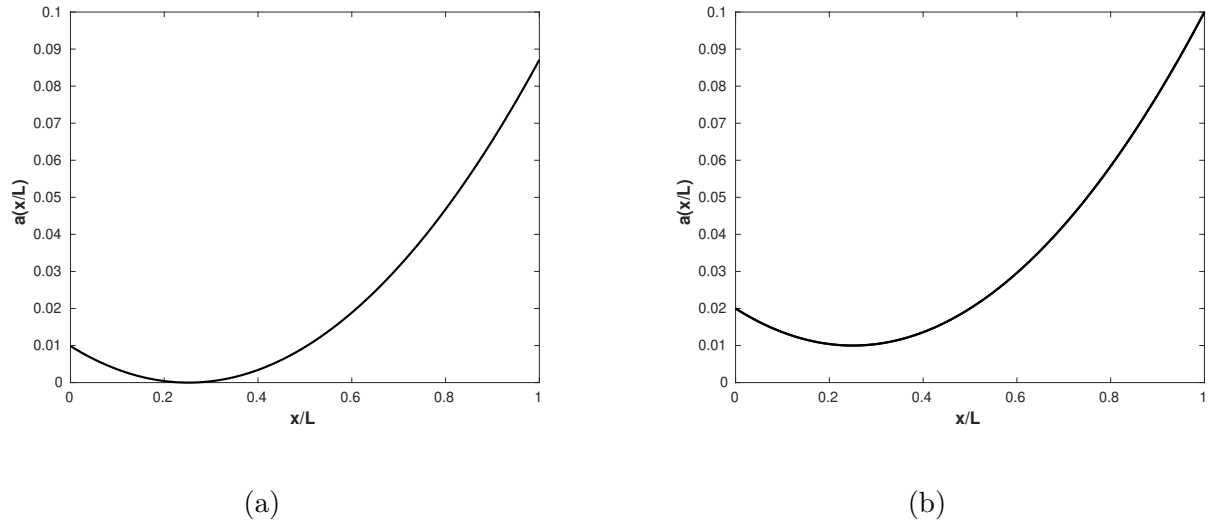


Figura 19 – Envelope da função amplitude de onda adimensionalizada pelo comprimento do peixe: (a) Atum e (b) Lambari.

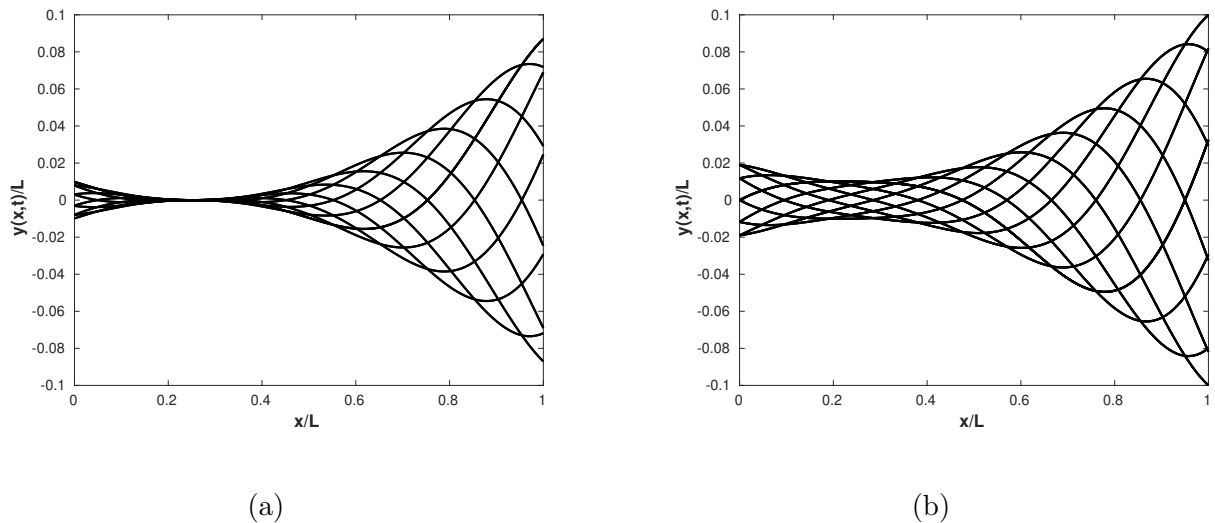


Figura 20 – Deformações da linha média do peixe em um período (T) considerando um passo de tempo ($T/10$): (a) Atum - $St = 0,281$; $\omega = 8,39$ rad/s e (a) Lambari - $St = 0,3$; $\omega = 104,72$ rad/s.

Consideramos portanto, no caso do atum, 8 St diferentes para análise. Buscando estimar o número de Strouhal de equilíbrio St^* , a produção de vórtices e sua relação com a força propulsiva para vários Re . Para o estudo sistemático de St e Re , os números de Reynolds escolhidos para análise são $Re = \{7 \times 10^2, 7 \times 10^3, 7 \times 10^4, 7 \times 10^5\}$. Na Tab. 4 estão recolhidas todas as situações simuladas do peixe nadando, sempre em velocidade constante $U = 0,7$ m/s, variando frequência de nado e viscosidade do fluido para modificar

os parâmetros adimensionais. No total, foram analisados 25 regimes diferentes do nado do atum.

Por outro lado, na Tab. 6 aparecem sumarizados os casos investigados para o nado do lambari, constituídos por 4 St diferentes e os números de Reynolds $Re = \{9 \times 10^3, 9 \times 10^4\}$, totalizando 9 configurações independentes. Ressaltar, que em ambos os casos, para atum e lambari, algumas das situações estudadas não são comumente encontrados na natureza mas, o estudo numérico permite a criação de situações disparees que dão maior abrangência ao estudo analisando casos excepcionais.

Tabela 4 – Situações simuladas para o atum, caracterizadas pela combinação $\{Re - St\}$.

St	Re	7×10^2	7×10^3	7×10^4	7×10^5
0,000 ⁹		x	x	x	x
0,133		-	x	x	x
0,201		x	x	x	x
0,281		x	x	x	x
0,413		x	x	x	x
0,600		x	x	-	-
0,800		x	x	-	-
1,000		x	-	-	-
1,200		x	-	-	-

Tabela 6 – Situações simuladas para o lambari, caracterizadas pela combinação $\{Re - St\}$.

St	Re	9×10^3	9×10^4
0,0 ⁹		x	x
0,2		x	x
0,3		x	x
0,4		x	x
0,6		-	x

5.2.3 Domínio computacional e condições de contorno

O domínio computacional empregado nas simulações dos peixes é constituído por um prisma de dimensões $3L \times 3L \times 9L$, sendo L o comprimento característico correspondente à distância entre a cabeça e o pedúnculo caudal do peixe em análise. A origem do sistema $(0, 0, 0)$ foi estabelecida no início da geometria do peixe e a superfície que representa a entrada do escoamento encontra-se $2L$ a montante do peixe. Na Fig. 21 observa-se o domínio empregado nas simulações e as suas dimensões.

⁹ $St = 0, 0$ faz referencia à situação simulada onde o peixe não experimenta movimento de deformação, o peixe é um corpo rígido.

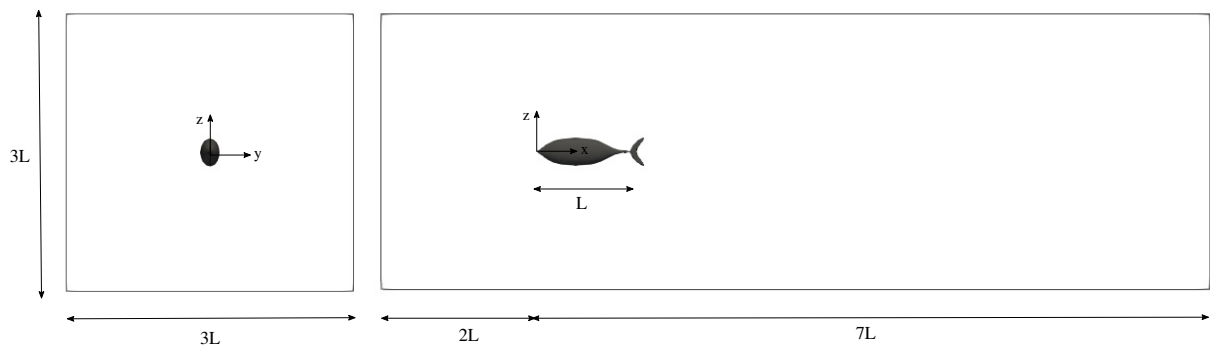


Figura 21 – Vistas ortogonais do domínio computacional empregado nas simulações numéricas em função do parâmetro L .

Foram realizadas simulações numéricas considerando um domínio de maiores dimensões para garantir que o escolhido para estudo fosse grande o suficiente para não interferir nos resultados do escoamento calculado. Para isso, foram tomadas como referência as dimensões do domínio empregado nas simulações da esfera, caso utilizado para validação do método numérico, no Apêndice A.

As condições de contorno impostas ao problema pretendem representar fielmente a física de um peixe nadando em um escoamento não perturbado. Em primeiro lugar, ressaltar novamente que as simulações foram realizadas de forma que o peixe permanece em uma mesma posição espacial e quem se movimenta é o fluido, equivalente ao peixe nadando em um escoamento em velocidade constante considerando o sistema de referência movimentando-se com o peixe. Para isso, a velocidade imposta ao fluido será a velocidade relativa entre a velocidade de nado do peixe e a do escoamento. Desta forma, as condições de contorno implementadas foram:

- Entrada: condição de contorno de perfil de velocidade¹⁰ uniforme com intensidade de turbulência, $I = 5\%$ (NEZU, 2005). A pressão na entrada é dada pelo gradiente zero. Esta condição extrapola o valor da quantidade do elemento mais próximo para a fronteira. Portanto, uma vez que a pressão for calculada durante a resolução do escoamento o valor computado nos elementos mais próximos à face serão aplicados à parte interna da mesma.
- Saída: A condição de pressão referencial é imposta ao escoamento na seção de saída ao domínio. A velocidade nessa fronteira é calculada a partir das equações de movimento.
- Paredes laterais do domínio: é imposta a condição de deslizamento livre, nesta a tensão de cisalhamento entre as paredes e o fluido é nula.

¹⁰ $U = 1 \text{ m/s}$ para o lambari e $U = 0,7 \text{ m/s}$ para o atum.

- Superfície do peixe: Na superfície do peixe é aplicada a condição de velocidade nula na superfície ou condição de não escorregamento. A pressão aqui foi também colocada como gradiente zero. Sobre a superfície do peixe foi imposta a condição de parede móvel permitindo a deformação da fronteira segundo um movimento predeterminado.

5.2.4 Malha numérica

A malha computacional foi produzida a partir da ferramenta *snappyHexMesh* do OPENFOAM[®], que gera malhas tridimensionais predominantemente hexaédricas.

Para geração de uma malha adequada ao problema foram criadas duas regiões cilíndricas, para um maior refinamento dos elementos nesses locais onde o escoamento será resolvido de forma mais precisa. A primeira região de refinamento é um cilindro de diâmetro $0,6L$, que se estende $0,5L$ a montante da origem do sistema e $1,5L$ a jusante, que compreende as proximidades do peixe. Essa parte do domínio é de soma importância no computo dos esforços hidrodinâmicos e por isso a relevância de uma fina discretização. Por outro lado, a região do domínio que compreende a esteira do peixe foi também refinada, porém em menor grau que a região descrita anteriormente. Nesse caso foi gerado um cilindro de diâmetro $1,4L$, que se estende de $1,5L$ a montante da origem do peixe até $7L$ a jusante, coincidindo com o final do domínio computacional.

A malha na superfície do peixe é constituída por elementos altamente refinados e múltiplas camadas de elementos prismáticos paralelas à superfície simulando à camada limite, para conseguir captar os fenômenos que nela acontecem. A caracterização do comportamento do escoamento na camada limite é fundamental para o correto cálculo das forças hidrodinâmicas e portanto, para obter bons resultados numéricos. Foram definidas 10 camadas de elementos prismáticos com taxa de crescimento 1,1 visando com que o parâmetro y^+ seja da ordem da unidade, conforme requisito dos modelos de turbulência $k - \omega - SST$ e $\gamma - Re_\theta - SST$.

Para garantir com que os resultados nas simulações não dependam da discretização da malha, um estudo de convergência foi realizado utilizando 3 malhas com diferentes densidades de elementos. Elas foram construídas definindo o tamanho do elemento no domínio, baseado no comprimento característico do peixe simulado em cada caso. A partir do tamanho desses elementos Δx , foram refinadas as regiões da esteira e em torno ao peixe, com elementos de dimensões $\Delta x/4$ e $\Delta x/8$, respectivamente, como indicado na Tab. 7. As malhas foram geradas da mesma forma para atum e lambari, todas as dimensões tomadas são função do comprimento característico de cada peixe para manter a mesma densidade de elementos.

A análise da convergência de malha foi realizada considerando a situação do peixe como um corpo rígido, caracterizada pelo $St = 0$. Os números de Reynolds utilizados

Tabela 7 – Dimensões dos elementos nas diferentes regiões da malha (domínio, esteira, peixe) em função do comprimento característico do peixe, $L = 1$ m no atum e $L = 0,09$ m no lambari.

Malha	Δx	Δx	Δx
	Domínio	Região da esteira	Região do peixe
A	0,20L	0,0500L	0,01250L
B	0,15L	0,0375L	0,00938L
C	0,10L	0,0250L	0,00625L

no estudo de convergência foram $Re = 7 \times 10^4$ e $Re = 9 \times 10^4$, para atum e lambari, respectivamente. A variável monitorada no processo de convergência foi o coeficiente de arrasto, C_D ¹¹. Na Tab. 8 foram sumarizadas as principais informações sobre cada uma das malhas executadas para os dois peixes, tais como número de nós e valores da variável y^+ e do coeficiente de arrasto.

Tabela 8 – Parâmetros envolvidos no estudo de convergência de malha.

Malha	N° nós		$y_{médio}^+$		C_D	
	Atum	Lambari	Atum	Lambari	Atum	Lambari
A	$9,0 \times 10^5$	$1,1 \times 10^6$	0,90	1,50	0,0210	0,0260
B	$1,9 \times 10^6$	$2,2 \times 10^6$	0,17	0,47	0,0188	0,0231
C	$4,0 \times 10^6$	$4,6 \times 10^6$	0,07	0,16	0,0186	0,0233

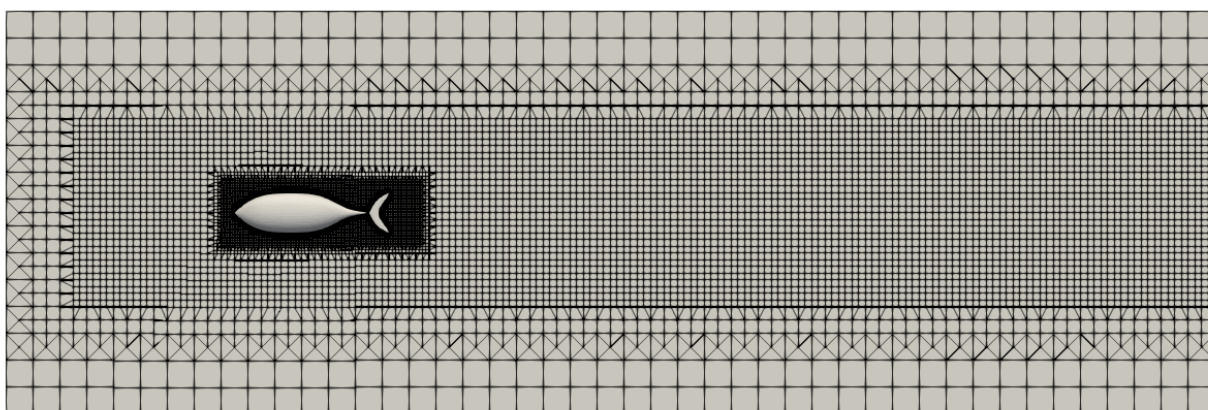
A malha escolhida para as simulações é a malha B, em ambos os casos, devido ao valor de $y_{médio}^+$ ser menor que a unidade e os valores de C_D convergirem com os da malha C (com erros menores que 1%), mais refinada, e portanto, permitindo menor custo computacional. Neste trabalho, a agilidade nas simulações é importante devido ao elevado número de casos executados porém, sempre garantindo a acurácia dos resultados.

Na Fig. 22 são apresentadas as malhas A, B e C onde pode observar-se a simples vista a diferença de densidades nas distintas regiões em cada uma das malhas, e como o processo de refinamento acontece em função do tamanho do elemento do domínio fluido, fora da esteira e das proximidades do peixe.

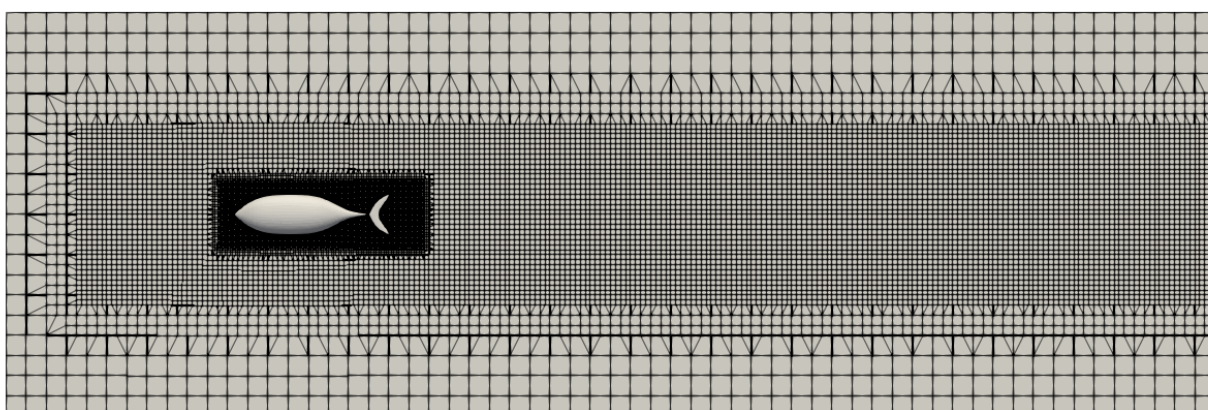
As Fig. 23a e 23b apresentam com mais detalhe características da malha que não conseguem observar-se na Fig. 22, como a malha sobre a geometria do peixe e as camadas prismáticas criadas em volta da superfície do mesmo para simular a camada limite.

Por último, a Fig. 24 ilustra uma imagem da malha deformada devido ao nado do peixe durante um ciclo, podendo observar as configurações que adota em vários instantes de tempo durante um período de nado. Neste trabalho, a movimentação da malha é imposta pelo movimento de deformação do peixe durante o nado. Portanto, a biblioteca

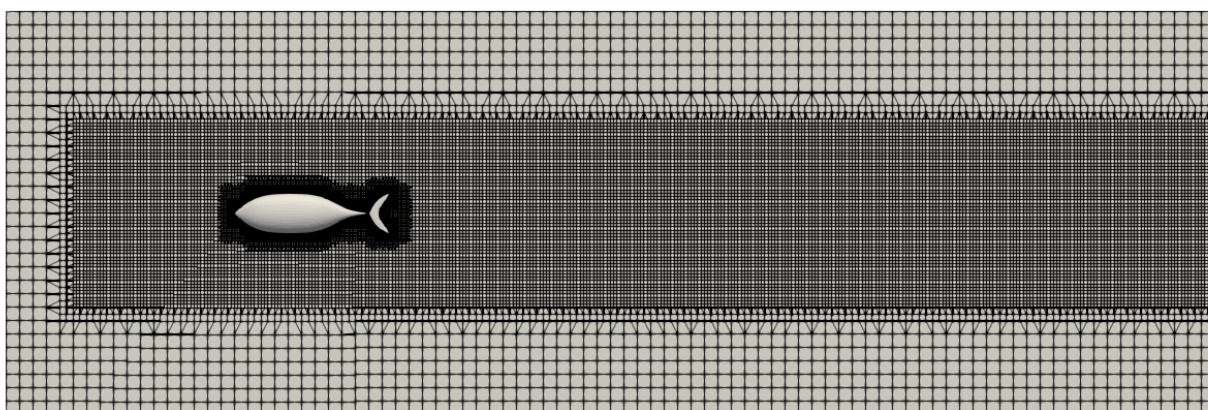
¹¹ O coeficiente de arrasto hidrodinâmico dos peixes é calculado como $C_D = F_D/0,5\rho L^2 U^3$.



(a)

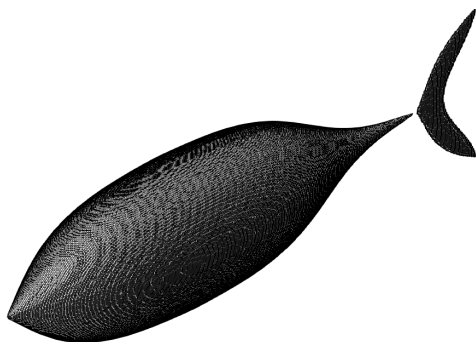


(b)

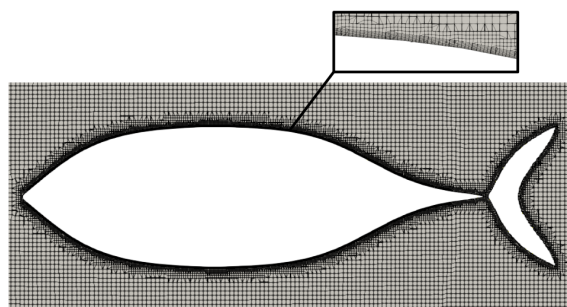


(c)

Figura 22 – Malhas numéricas utilizadas no estudo de convergência de malha nas simulações do peixe-atum, no plano xz . (a) Malha A - 9×10^5 nós e $\Delta x = 0,20L$; (b) Malha B - $1,9 \times 10^6$ nós e $\Delta x = 0,15L$ e (c) Malha C - $4,0 \times 10^6$ nós e $\Delta x = 0,10L$;



(a) Vista em perspectiva da malha sobre a superfície do peixe.



(b) Detalhe da malha numérica em volta do peixe e as camadas prismáticas que caracterizam a camada limite.

waveDisplacement fornecida pelo OPENFOAM[®] é adaptada para poder descrever o movimento imposto pela equação senoidal de amplitude variável (Eq. 2.3) que caracteriza a cinemática própria de cada situação (Tab. 3 e 2). Desta forma o movimento dos nós da malha na superfície do peixe é imposto pela equação cinemática do mesmo, e os restantes nós, deslocam-se de acordo à solução do Laplaciano no centro do elemento governada pelo movimento estabelecido.

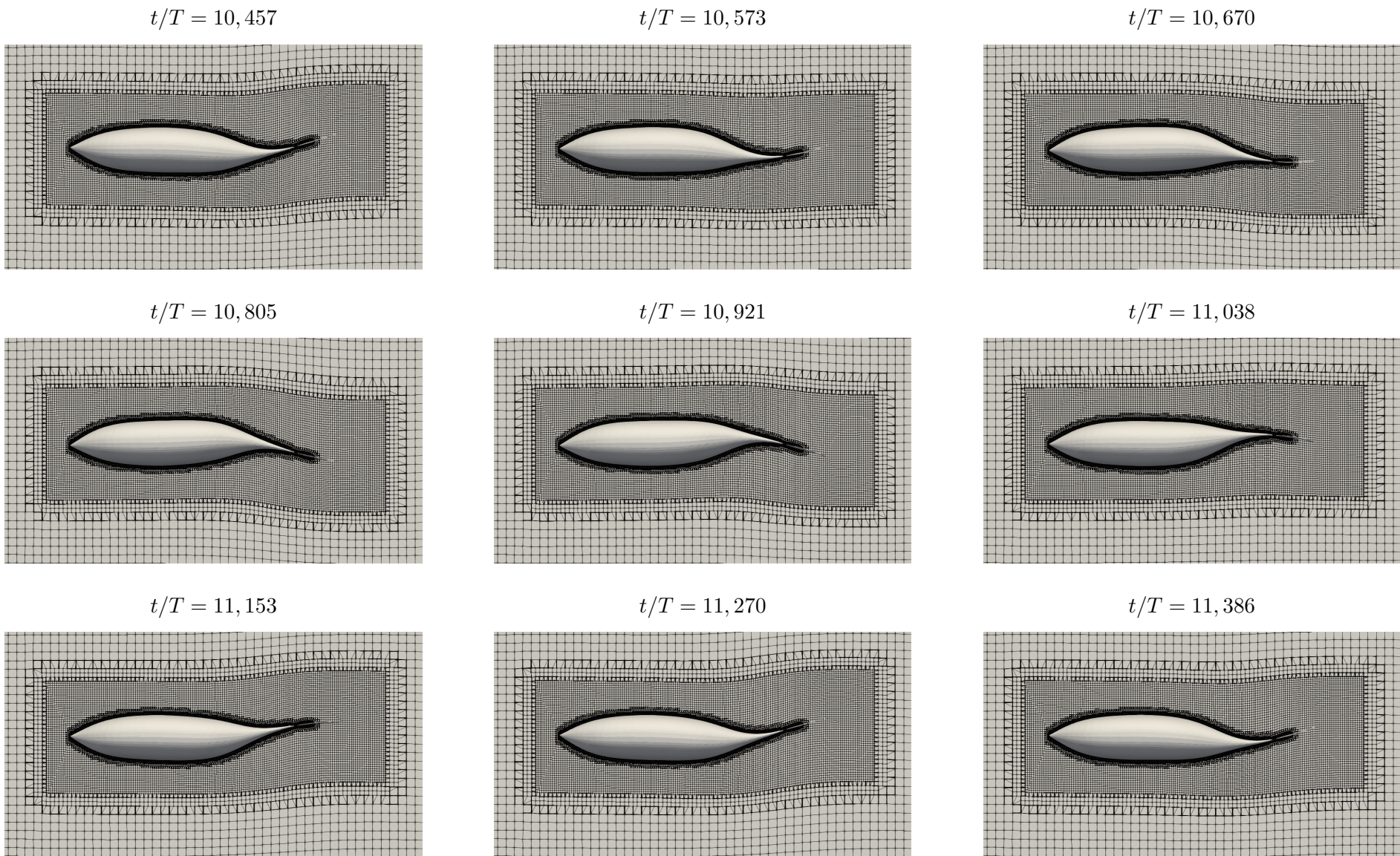
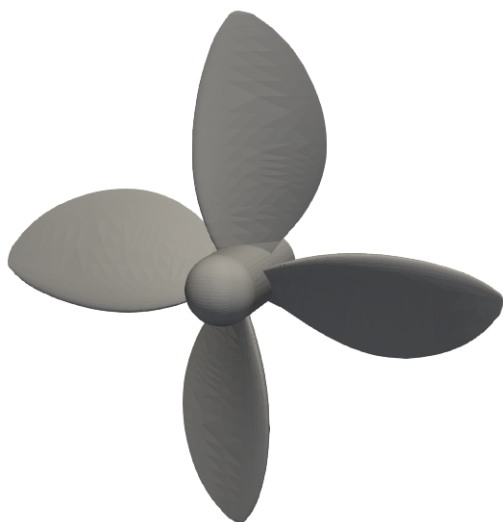


Figura 24 – Deformação da malha no plano $x - y$ durante um ciclo ($T=0.86s$) correspondente ao caso do atum nadando caracterizado por $St = 0,281$.

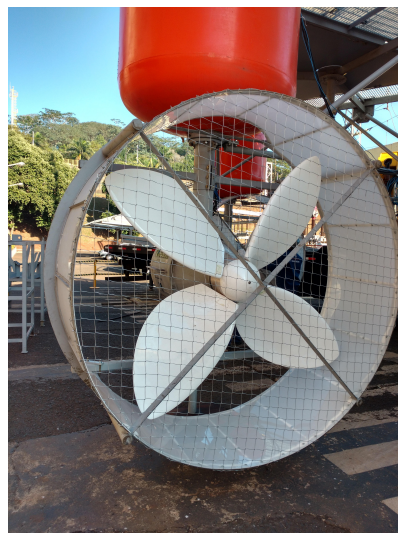
5.3 Estudo numérico da turbina hidrocínética

As simulações de um rotor de turbina hidrocínética foram executadas com o objetivo de caracterizar o escoamento na região da sua esteira hidrodinâmica, para logo analisar o nado de um peixe em um fluxo com essas características. Para isto, a modelagem simplificada da linha atuadora que resolve escoamentos em turbinas é implementada empregando o *software* OPENFOAM[®], mediante a biblioteca *turbinesFoam* desenvolvida por [Bachant, Goude e Wosnik \(2016\)](#).

O rotor empregado para estudo foi o da turbina hidrocínética HK10, constituído por quatro pás e 2,2 m de diâmetro, projetado pelo LEA-UnB¹² no âmbito do projeto de P&D HydroK. Nas Fig. 25a e 25b, observam-se tanto o desenho CAD que representa o rotor da máquina hidrocínética como a imagem real do mesmo.



(a) Desenho CAD do rotor da turbina hidrocínética HK10.



(b) Imagem real do rotor da turbina hidrocínética HK10.

Estudos sobre o rotor hidrocínético HK10 já aparecem na literatura avaliando coeficiente de potência, esteira hidrodinâmica ou diferentes geometrias de difusor, a partir de experimentos em túnel de vento ou simulações numéricas ([BRASIL et al., 2017](#); [BRASIL et al., 2019](#); [MACÍAS et al., 2019](#); [NUNES et al., 2019](#); [MENDES, 2020](#)). Portanto, já existe uma vasta informação sobre o desempenho dessa máquina que será depositada na caracterização das etapas iniciais da simulação tais como a definição do domínio computacional, das condições de contorno e da malha numérica.

Os estudos de [Macías et al. \(2019\)](#) e [Mendes \(2020\)](#) serão utilizados como trabalhos de referência para validar as simulações da linha atuadora. Os autores realizam uma análise numérica do rotor HK10, a partir do *software* comercial ANSYS-CFX, considerando a geometria do rotor completa e um domínio rotativo para a movimentação da malha. Essas simulações apresentam-se confiáveis porque o LEA-UnB tem construído uma metodologia

¹² Laboratório de Energia e Ambiente da Universidade de Brasília

consistente para simulações numéricas de rotores eólicos e hidrocínéticos no ANSYS-CFX ao longo dos anos, como reportado nos trabalhos (SILVA et al., 2016; SILVA et al., 2017; SILVA et al., 2018; MACIAS et al., 2020a; MENDES et al., 2021). As simulações dos trabalhos referenciados envolvem uma descrição geométrica completa do rotor da máquina, considerando seu movimento rotativo. Os resultados numéricos vêm sendo comparados com ensaios em túnel de vento (MENDES, 2020), compondo assim um bom caso de validação da metodologia aqui utilizada, que simplificará a descrição da turbina pelo modelo da linha atuadora.

5.3.1 Domínio computacional, condições de contorno e malha numérica

O domínio computacional utilizado é um prisma retangular com dimensões $5D \times 5D \times 15D$ (MACÍAS et al., 2019), como reportado na literatura em trabalhos similares (MIKKELSEN et al., 2015; MARTÍNEZ-TOSSAS; LEONARDI, 2013), garantindo que o domínio é grande o suficiente para não causar interferências no escoamento. O eixo de rotação da turbina está situado na origem do sistema (0,0,0) e o domínio estende-se $2,5D$ a montante e $12,5D$ a jusante da turbina. Todas as dimensões vêm expressas em função do parâmetro D referente ao diâmetro do rotor e são ilustradas na Fig. 26.

As condições de contorno utilizadas no domínio são do mesmo tipo que as empregadas nas simulações do peixe, condição de velocidade imposta na entrada e pressão atmosférica na saída. Nas paredes laterais a condição é de deslizamento livre. A principal diferença, no referente à condições de contorno entre as simulações de peixe e turbina, é que no caso da turbina não existe nenhuma superfície a ser discretizada e portanto, não há fronteira à que aplicar condição de contorno. O que resulta em uma grande vantagem já que não é necessário resolver o escoamento nas superfícies e consequentemente, nas camadas limites que necessitam de uma alta discretização espacial.

5.3.2 Malha numérica

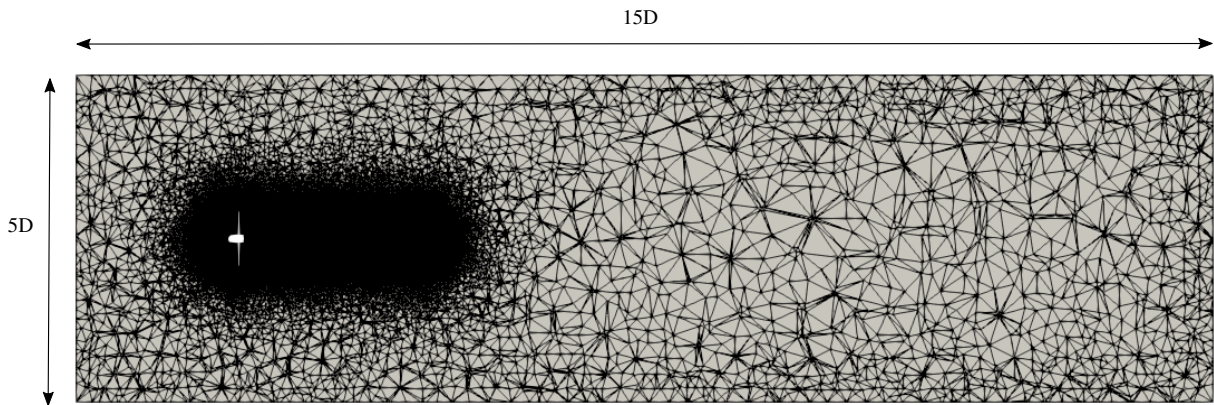
A malha numérica utilizada para resolver o problema da turbina foi gerada a partir da ferramenta *snappyHexMesh* do OPENFOAM[®], da mesma forma que no estudo do peixe. No entanto, a malha agora é totalmente estruturada e hexaédrica já que não existe geometria que interfira na produção dos elementos.

A construção da malha numérica, foi replicada do trabalho de Macías et al. (2019), onde realizou-se um estudo de malha para o mesmo rotor e domínio. Os autores analisaram três malhas, com densidade de elementos diferentes, monitorando valores de C_p e y^+ , como apresentado na Tab. 9. Finalmente, escolheram a Malha 3 para as simulações já que apresentou convergência nos resultados de coeficiente de potência da máquina e valores de y^+ do ordem da unidade, como requerido pelo modelo de turbulência $k - \omega - SST$

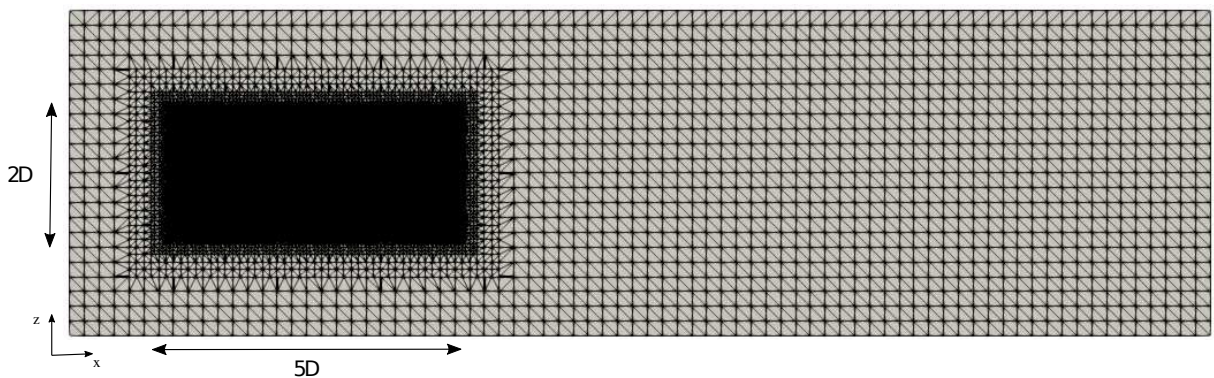
empregado nas simulações. Os resultados das simulações apresentados na Tab. 9 refletem o comportamento da máquina funcionando nas condições de desenho caracterizadas pelas velocidades de rotação e do fluxo livre do escoamento, $\Omega = 35rpm$ e $U_\infty = 2,5m/s$, e consequentemente, $TSR = 1,6$.

Tabela 9 – Estudo de convergência de malha do rotor hidrocínético HK10 operando nas condições de desenho ($TSR = 1,6$) no ANSYS-CFX (MACÍAS et al., 2019).

ANSYS-CFX	Nº Nós	y^+	C_p
Malha 1	$4,2 \times 10^5$	323,62	0,381
Malha 2	$1,2 \times 10^6$	117,77	0,386
Malha 3	$5,5 \times 10^6$	1,57	0,390



(a)



(b)

Figura 26 – (a) Malha numérica utilizada nas simulações ANSYS-CFX com rotor (MACÍAS et al., 2019); (b) Malha numérica estruturada formada por elementos hexaédricos para simulação do rotor simplificado pelo método da linha atuadora. Ambas as malhas conservam o mesmo tamanho do elemento na região de refinamento.

Neste trabalho, portanto, a Malha 3 é reproduzida para as simulações do rotor no método da linha atuadora, conservando a mesma densidade de elementos. Em vista disso,

foi criada uma região cilíndrica mais refinada, com diâmetro igual a $2D$ e comprimento $5D$, envolvendo rotor e esteira próxima. O tamanho do elemento nesta região é $\Delta x = 0,03$ m, sendo aproximado ao valor do elemento médio da malha de referência. A dimensão dos restantes elementos do domínio é $\Delta x = 0,5$ m. A malha gerada no OPENFOAM® consta de 4×10^6 nós, aproximadamente um milhão menos que na malha produzida no ANSYS-CFX, principalmente pela ausência do rotor, que requer malha na superfície do mesmo e na região da camada limite. Na Fig. 26 são ilustradas as malhas utilizadas nas simulações, ANSYS-CFX e OPENFOAM®, e as principais dimensões do domínio e das regiões da malha.

O coeficiente de potência encontrado para as dadas condições de operação e a malha descrita acima, utilizando o método da linha atuadora, é $C_p = 0,408$. Valor aceitável se comparado ao obtido para a Malha 3 nas simulações que empregam a geometria completa do rotor e malha móvel ($C_p = 0,39$), já que os métodos BEM normalmente superestimam os esforços calculados. Na capítulo 6, apresenta-se o coeficiente de potência para uma ampla faixa de TSR constatando que a curva de desempenho levanta pelo ALM caracteriza corretamente o comportamento do rotor. A confiabilidade da malha será também verificada no próximo capítulo mediante os perfis de velocidade médios a jusante do rotor e das estruturas vorticais na esteira (principal objetivo das simulações).

5.3.3 Implementação do método da linha atuadora

A biblioteca *turbinesFoam* calcula os esforços hidrodinâmicos sobre as pás do rotor, modeladas como pontos no espaço, aplicando a teoria BEM. Para posteriormente, o escoamento ser resolvido inserindo as forças hidrodinâmicas projetadas no campo fluido nas equações de Navier-Stokes (Eq. 4.1 e 4.2).

O método da linha atuadora precisa de alguns parâmetros de entrada para a sua inicialização, tais como: informações sobre a geometria da turbina, número de pontos na discretização das pás, curvas polares do aerofólio e ponto de funcionamento da máquina. Após esta etapa, começa a fase iterativa do método onde os esforços hidrodinâmicos sobre as pás do rotor são calculados e inseridos nas equações de Navier-Stokes (Eq. 4.1 e 4.2). No que segue, apresentam-se as principais etapas do método.

- 1. Definição da geometria do rotor:** nesta etapa inicial são requeridas informações sobre posição radial, corda e ângulo de torção para diferentes seções de uma pá, aerofólio, diâmetro do rotor, número de pontos para discretização da linha atuadora e nº pás.

Neste trabalho, o rotor consta de 4 pás e 2,2 m de diâmetro, e os perfis hidrodinâmicos que compõem as pás são do tipo NACA 4415. Os restantes dados geométricos para desenho das pás (distribuição radial, de corda e ângulo de torção) foram extraídos

do projeto Hydrok mas não podem ser revelados por questões de confidencialidade. As pás foram representadas nas simulações por 38 pontos, valor estimado baseado na relação proposta por Mikkelsen et al. (2015) tal que $\Delta x = R/n$, que relaciona o raio do rotor, $R = 1,1$ m, e o tamanho do elemento da malha, $\Delta x = 0,03$ m, para malha apresentada na seção anterior. Desta forma, é garantido que a discretização da malha acompanha a discretização da pá, evitando que mais de uma partição da pá se encontre no mesmo elemento de malha.

- 2. Ponto de operação da máquina:** caracterizado pelas velocidades do escoamento e de rotação, que definem o valor de TSR de desenho. Neste caso, $U_\infty = 2,5$ m/s e $\Omega = 35$ rpm, conseqüentemente, $TSR = 1,6$.

Uma vez conhecidas a geometria e a cinemática do problema, o número de Reynolds pode ser calculado. Nas simulações da turbina, Re é comumente computado a partir do valor da corda média, c_m , e da velocidade relativa (U_{rel}) do escoamento na posição radial média R_m , para as condições de operação, tal que $U_{rel} = \sqrt{U_\infty^2 + (\Omega R_m)^2}$. Desta forma, o número de Reynolds local calculado tem o valor de $Re_L = 2 \times 10^6$.

- 3. Curvas polares do aerofólio:** uma vez definido o aerofólio e o número de Reynolds são calculadas as curvas polares do mesmo em função do ângulo de ataque tal que, $C_L(\alpha, Re_L)$ e $C_D(\alpha, Re_L)$. Foi utilizado o software livre XFOIL (DRELA, 1989), que emprega o método dos painéis acoplado a uma formulação de camada limite. Dada as coordenadas do aerofólio em 2D, o número de Reynolds e o número de Mach, o XFOIL calcula o campo de pressões em volta do aerofólio e portanto, os coeficientes de sustentação, arrasto e momento. Uma informação mais precisa sobre os coeficientes levará a melhores resultados de desempenho da metodologia BEM e evitará problemas de instabilidade numérica.
- 4. Cálculo dos esforços hidrodinâmicos pelo método BEM:** cálculo das forças de sustentação e arrasto bidimensionais em cada um dos pontos da discretização, relativos às seções da pá. Primeiramente, uma vez definido o ângulo de ataque do escoamento em cada ponto, computa-se a velocidade relativa e os coeficientes de arrasto e sustentação, para calcular as forças hidrodinâmicas bidimensionais (Eq. 4.86 e 4.85).
- 5. Projeção das forças (2D) sobre o campo fluido (3D):** cálculo das forças de campo, f_i , a partir da integral de convolução das forças bidimensionais e a função de regularização de kernel, η_ϵ (Eq. 4.92 e 4.91).

O valor do parâmetro ϵ que define a extensão da projeção na função de kernel é estabelecido como $\Delta x \geq 2\epsilon$ (MARTÍNEZ-TOSSAS; CHURCHFIELD; MENEVEAU, 2015; TZIMAS; PROSPATHOPOULOS, 2016; YANG; KHOSRONEJAD;

SOTIROPOULOS, 2017). Baseado na malha gerada, o valor de ϵ é definido como $\epsilon = 2\Delta x = 0,06$.

6. Resolução das equações de Navier-Stokes: a força de campo f_i é inserida nas equações de Navier-Stokes (Eq. 4.1 e 4.2) onde o escoamento é finalmente resolvido. Uma vez conhecido o campo de velocidade no novo instante de tempo, novos ângulos de ataque e velocidades relativas são definidos voltando à etapa 4. As forças serão novamente calculadas, projetadas no campo fluido e resolvidas as equações de momento.

Baseado no número de Reynolds do problema $Re_L = 2 \times 10^6$, verifica-se que o escoamento analisado é totalmente turbulento e como consequência, para a resolução das equações de Navier-Stokes será necessário algum dos métodos estatísticos envolvendo filtragens temporais ou espaciais, como as abordagens URANS ou LES. Neste caso, as simulações da turbina hidrocínética foram realizadas por meio da implementação do método URANS empregando o modelo de turbulência $k - \omega - SST$, como implementado no trabalho de Macías et al. (2019) e também seguindo a lógica das simulações do peixe com alto número de Reynolds.

Finalmente, destaca-se que no modelo de linha atuadora a malha é estacionária e portanto, não experimenta movimento, são as pontos que constituem as linhas atuadoras que se movimentam no espaço, mas eles não formam parte da malha. Desta forma, nenhum algoritmo de malha dinâmica precisa ser implementado, ao contrário que no caso do peixe.

O tempo de simulação foi de 10s o que equivale aproximadamente a 6 voltas do rotor, garantindo a convergência dos resultados. Os passos de tempo utilizados nas simulações foram 10^{-3} , garantindo em cada iteração $CFL < 1$ nas simulações URANS. Dizer também que em todas as simulações da turbina foram introduzidos os efeitos de perdas na ponta da pá de Shen (SHEN et al., 2005) para corrigir os efeitos de rotação de ponta de pá.

No Apêndice B reporta-se um estudo complementar do mesmo rotor em escala reduzida (1/10) sendo o escoamento fluido ar utilizando a abordagem LES. O objetivo é a validação do método ALM-LES, além da análise ALM-URANS, comparando os resultados obtidos com os dados experimentais de ensaios de túnel de vento e as simulações LES no ANSYS-CFX reportadas por Mendes (2020). No Apêndice B são descritas as simulações LES utilizadas, assim como a nova malha numérica (mais refinada pelos requisitos do modelo empregado) e os parâmetros do modelo da linha atuadora redefinidos para as dimensões dos novos elementos da malha. Com este apêndice, constata-se o domínio adquirido e a abrangência das simulações pelo método da linha atuadora no OPENFOAM®, já que se conseguem reproduzir a física da realidade observada no túnel de vento.

5.4 Estudo numérico do problema acoplado peixe-turbina hidrocínética

Nesta seção, caracterizam-se as simulações executadas para o problema acoplado peixe-rotor, onde se implementam simultaneamente os algoritmos de malha móvel que deformam o corpo do peixe e o método da linha atuadora para modelagem do rotor. O acoplamento de ambos problemas foi possível devido à oportunidade que oferece OPENFOAM[®] de edição dos códigos.

O foco de estudo reside na avaliação da biomecânica de um peixe quando nada em diferentes posições da esteira de um rotor hidrocínético, já que um escoamento desse tipo exhibe características próprias no fluido segundo a região. Neste estudo o peixe empregado tem geometria similar à do atum e a cinemática característica do mesmo, já apresentado anteriormente, e nada na esteira próxima da turbina hidrocínética HK10. Como descrito no capítulo 3, a esteira próxima de uma turbina axial de eixo horizontal é definida como a região logo após o rotor que se estende aproximadamente de 3 a 4 vezes o diâmetro da mesma. Nela observa-se um déficit de velocidade e pressão, assim como o surgimento de estruturas turbulentas como os vórtices de raiz e de ponta de pá.

Para análise foram executadas uma bateria de simulações do peixe nadando na esteira onde alguns parâmetros foram variados de forma sistemática como: posição do peixe, frequência de nado, velocidade do escoamento livre e rotação do rotor. Na Tab. 10 vêm sumarizadas todas as situações simuladas.

No que concerne à velocidade do escoamento, foram empregadas as velocidades $U = 0,7 \text{ m/s}$ e $U = 2,5 \text{ m/s}$. A primeira, $0,7 \text{ m/s}$, a mesma que nas simulações do atum, para poder estabelecer uma análise comparativa com os resultados obtidos do peixe nadando em um fluxo não perturbado. A segunda, $2,5 \text{ m/s}$, a utilizada na descrição das simulações do rotor e que caracteriza as condições de desenho da máquina, $TSR = 1,6$ junto à velocidade de rotação 35 rpm ($\Omega = 3,66 \text{ rad/s}$). Quando $U = 0,7 \text{ m/s}$, a velocidade de rotação da máquina foi estabelecida em $9,7 \text{ rpm}$ ($\Omega = 1,01 \text{ rad/s}$), preservando o mesmo adimensional da razão de ponta de pá, $TSR = 1,6$.

Além de variar as velocidades do escoamento e a rotação da máquina, foram variadas a frequência de nado e a posição do peixe, situando ele em diferentes configurações a jusante do rotor na sua esteira próxima. O posicionamento do peixe vêm determinado por duas coordenadas, a distância vertical medida desde o eixo da turbina (z) e o afastamento do peixe após da turbina (x).

Destacar que as simulações foram executadas da forma em que o peixe se mantém nadando em um posição previamente estabelecida e o fluido é quem escoar no interior do domínio, da mesma forma que nas simulações da nado do peixe em escoamento não

perturbado. Na Tab. 10, observa-se como ao total são 6 as simulações executadas e em todas as elas, se manteve a mesma lógica na construção de domínio e malha, como descrito a seguir.

Tabela 10 – Caracterização das diferentes situações turbina-peixe simuladas, detalhando velocidade do escoamento livre, rotação do rotor, frequência de nado do peixe e a posição do mesmo a partir das distâncias nas direções x e z , tomando como referência a origem do sistema estabelecida no centro do rotor.

U[m/s]	Rotor			Peixes		
	Ω [rad/s]	TSR	x	z	St	ω [rad/s]
0,7	1,01	1,6	1D	0	0,413	13,0
2,5	3,66	1,6	1D	0,5D	0,330	36,6
2,5	3,66	1,6	2D	0,5D	0,330	36,6
2,5	3,66	1,6	4D	0,5D	0,330	36,6
2,5	3,66	1,6	1D	0,5D	0,290	32,5
2,5	3,66	1,6	2D	0,5D	0,100	10,7

O domínio computacional construído para as novas simulações é baseado nos domínios estabelecidos nas simulações de peixe e rotor, respectivamente. Ambas com domínios prismáticos de seção quadrada. No caso do rotor, a seção transversal ($5D \times 5D$)¹³ foi definida maior que para o peixe ($3L \times 3L$)¹⁴ devido às maiores dimensões da turbina. Agora, a seção transversal do domínio computacional é estabelecida com dimensões $4D \times 4D$, procurando reduzir o domínio na medida do possível sem interferir nos resultados, já que o novo problema apresenta maiores esforços computacionais. Para garantir, que a turbina fornece os resultados previstos utilizando o domínio reduzido, foi executada uma simulação apenas com o rotor verificando a viabilidade da nova configuração.

No referente ao comprimento do domínio é definido de acordo à cada situação analisada na Tab. 10, e vem definido pela posição do peixe. Porém, existem algumas dimensões que são mantidas em todas os casos. Assim, a distância entre a superfície de entrada ao domínio e o centro do rotor é preservada em todas as simulações turbina-peixe, como sendo $3D$, da mesma forma que nas simulações do rotor simples. Por outro lado, a distância entre o peixe e a superfície de saída foi considerada em todas as situações como $5L$, já que nas simulações do peixe foi observado que a esteira além dessa distância se mistura com o escoamento livre. Na Fig. 27, observam-se as dimensões para os domínios onde o peixe se situa a $1D$, $2D$ e $4D$ a jusante do rotor, respectivamente.

Após definição do domínio, a malha numérica é gerada, da mesma forma que nos casos anteriores, mediante a ferramenta *snappyHexMesh* do OPENFOAM®, empregando regiões de refinamento e dimensões dos elementos equivalentes às duas simulações numéricas anteriores. Desta forma, conservando a densidade de discretização mantêm-se

¹³ $D = 2,2$ m, sendo D o diâmetro do rotor.

¹⁴ $L = 1,0$ m, sendo L o comprimento característico do atum.

a confiabilidade dos estudos anteriores. Das simulações do atum sabe-se que para obter resultados fidedignos, o tamanho do elemento na esteira era $0,0375L$ ($0,0375$ m), e no cilindro de refinamento em volta do peixe $0,00975L$ ($0,00975$ m), com 10 camadas prismáticas paralelas à superfície com taxa de crescimento 1,1. Por outro lado, as simulações do rotor requereram elementos na esteira de tamanho $\Delta x = 0,03$ m. Consequentemente, a nova malha gerada para as simulações peixe-turbina terá uma região de refinamento cilíndrica que compreenda ambos elementos, da mesma forma que nas simulações iniciais, onde o tamanho do elemento seja $0,03$ m. Desta forma, é garantido que o escoamento induzido pelo rotor e o peixe estarão corretamente resolvidos, como já foi demonstrado anteriormente.

Na Fig. 27 ilustram-se os exemplos de malhas numéricas onde o peixe se situa a $1D$, $2D$ e $4D$ a jusante do rotor, respectivamente. Observa-se como em todos os casos, a região de refinamento em forma cilíndrica estende-se $2D$ a montante do rotor e $3L$ a jusante do peixe, e têm diâmetro igual a $2D$, como nas simulações simples do rotor. Devido a que os domínios e consequentemente, as malhas variam para as diferentes situações, o número de nós será diferente. A malha apresentada na Fig. 27a têm $2,9 \times 10^6$ nós, a malha da Fig. 27b $3,6 \times 10^6$ e finalmente, a malha da Fig. 27c $4,8 \times 10^6$ nós.

As condições de contorno impostas são as mesmas que nas simulações anteriores, velocidade uniforme e intensidade de turbulência de 5% na superfície de entrada. Na superfície de saída, é considerada a pressão de referência e nas paredes laterais condição de deslizamento livre. No peixe, na superfície impõe-se a condição de não deslizamento e do movimento da fronteira segundo as equações cinemáticas do mesmo. Para o rotor, não é preciso impor nenhuma condição de contorno já que é modelado pela técnica ALM, e desconsidera a superfície do mesmo.

O modelo de turbulência empregado nesta análise foi o $k - \omega - SST$, da mesma forma que na análise do rotor e do peixe (quando a viscosidade cinemática foi considerada à da água). O passo de tempo utilizado em todas as simulações foi 10^{-3} s, e o tempo total de cada simulação varia em função do caso. Em cada um deles a variável força hidrodinâmica sobre o peixe foi monitorada e deixou-se evoluir até sua estabilidade. Finalmente, destacar que o esquema numérico ALE (para malhas deformáveis), combinado à formulação da turbina com linha atuadora, permitirão simular o comportamento do nado do peixe no interior da esteira da turbina como será apresentado durante o capítulo 6.

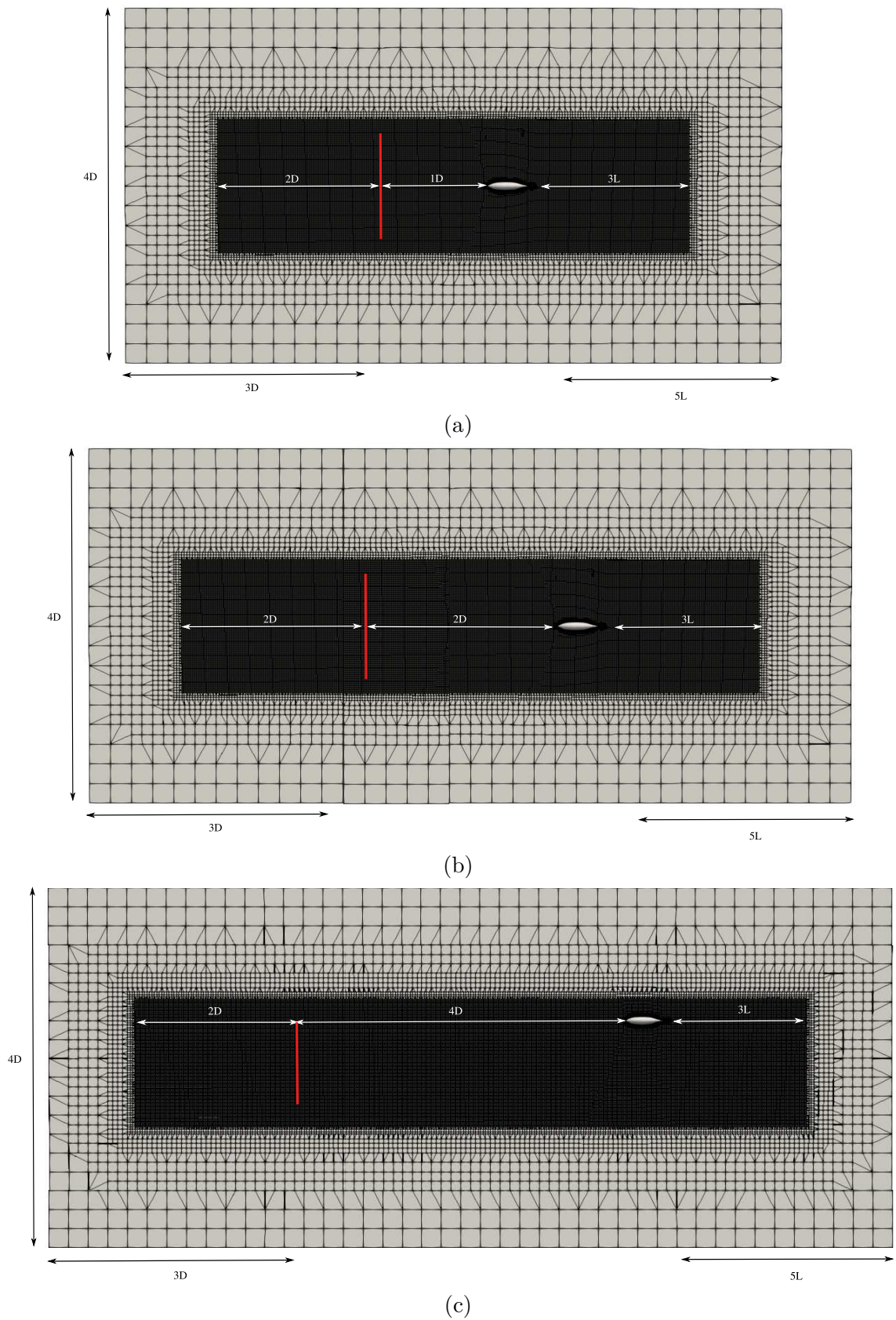


Figura 27 – Malha numérica empregada nas simulações peixe-turbina para as situações: (a) Peixe no centro do domínio a $1D$ a jusante do rotor ($2,9 \times 10^6$ nós); (b) Peixe no centro do domínio a $2D$ a jusante do rotor ($3,6 \times 10^6$ nós); (c) Peixe posicionado na altura da ponta da pá a $4D$ a jusante do rotor ($4,8 \times 10^6$ nós). A linha vermelha, de dimensão igual ao diâmetro do rotor, representa a posição do mesmo em cada um dos domínios considerados.

6 Resultados e discussões

Neste capítulo se apresentam e discutem os resultados obtidos no decorrer da pesquisa, organizados em três seções. Na primeira, reportam-se os resultados das simulações dos peixes, atum e lambari, nadando em escoamentos não perturbados. Analisando principalmente forças hidrodinâmicas e eficiência de nado. Assim como, o escoamento na esteira induzida pelos peixes. Essa análise permitiu adquirir o conhecimento necessário sobre a biomecânica do nado de peixes para sua posterior aplicação no estudo do conjunto turbina-peixe.

Em segundo lugar, as simulações do rotor empregando o método simplificado da linha atuadora foram validadas. Os resultados obtidos mediante essas simulações foram comparados com os extraídos do estudo da mesma máquina utilizando o *software* ANSYS-CFX com a geometria completa do rotor e a malha rotativa. Da mesma forma que no estudo dos peixes, a análise do rotor simples foi realizada com o objetivo de construir e validar um método confiável, que permita a caracterização da esteira hidrodinâmica corretamente para depois utilizá-la no problema acoplado.

Finalmente, apresentam-se os resultados obtidos no estudo do peixe nadando em varias posições a jusante do rotor. Mostram-se as forças hidrodinâmica produzidas quando o escoamento é perturbado, e a relação das mesmas com as principais variáveis turbulentas calculadas em um escoamento dessa natureza. Para sugerir a possível admissibilidade de um peixe nadando em um escoamento como o induzido por uma máquina hidrocínética.

6.1 Hidrodinâmica de peixes nadando em escoamentos não perturbados

O estudo do nado de peixes em escoamento não perturbado se realizou variando de forma sistemática os parâmetros Re e St para analisar diferentes cenários. O número de Reynolds foi modificado mudando a viscosidade cinemática do fluido, enquanto a variação do número de Strouhal foi realizada mediante a frequência do movimento de nado. Desta forma, se conseguiram simular peixes nadando em várias situações cinemáticas e de escoamento, investigando as forças hidrodinâmicas atuantes, as eficiências na natação, a relação do par $\{Re-St\}$ e as características da esteira. Ademais, estabeleceram-se comparações entre os peixes analisados neste estudo, assim como com os resultados reportados na literatura.

6.1.1 Forças hidrodinâmicas instantâneas

Em primeiro lugar, apresenta-se a análise das forças hidrodinâmicas atuantes sobre a superfície dos peixes, atum e lambari. Todas elas expressas na forma do coeficiente adimensional $C_F(t)$ definido na Eq. 2.6 que normaliza o valor da força na direção do escoamento ($F_x(t)$) em relação ao caso do peixe estático, como um corpo rígido ($F_{rígido}$).

Nas Fig. 28 e 29 se ilustram os coeficientes de força instantâneos em dois ciclos adimensionais t/T , sendo T o período em questão. Cada uma das figuras faz referência a um número de Reynolds específico no qual foram analisadas diversas configurações cinemáticas, caracterizadas pelo St . Ressaltar que as cores utilizadas para apresentar as forças foram as mesmas porém, os valores de Strouhal não sempre são iguais. Em cada caso, o maior St foi apresentado na cor negra e os sucessivos valores, em ordem decrescente, foram azul, vermelho e preto descontinuo. Os St apresentados foram os mais significativos para cada Re , permitindo avaliar situações onde o peixe passa de experimentar forças de arrasto a empuxo.

Para facilitar o entendimento das figuras, foram destacadas as retas $C_F(t) = 0$ e $C_F(t) = -1$. A primeira delas, $C_F(t) = 0$, ajuda a visualizar em quais situações e instantes do ciclo o peixe experimenta forças do tipo empuxo ($C_F(t) > 0$) ou arrasto ($C_F(t) < 0$). A segunda, $C_F(t) = -1$, faz referência à força do peixe como um corpo rígido.

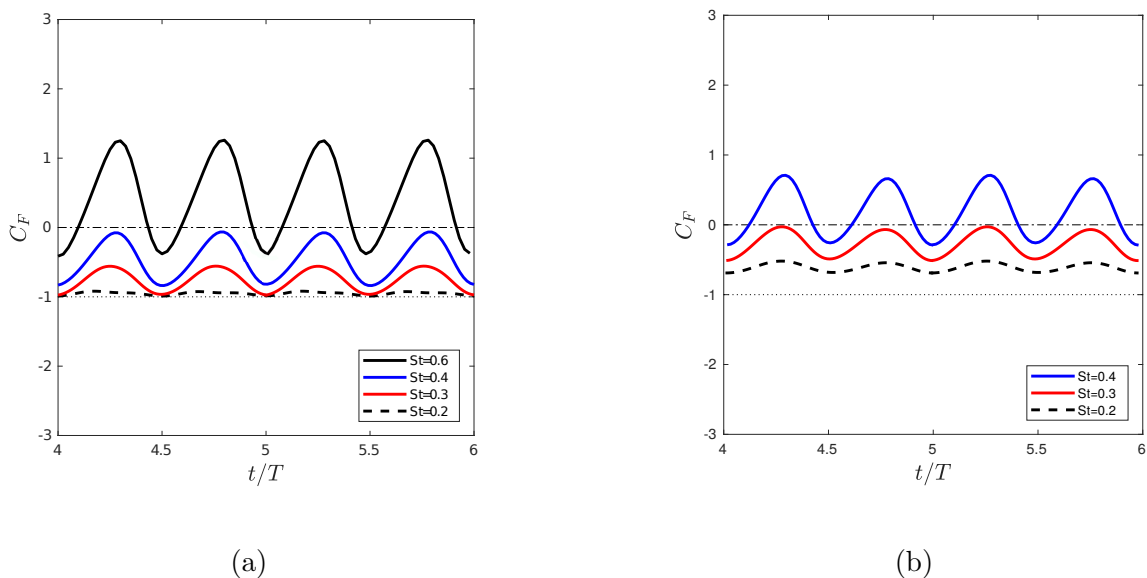


Figura 28 – Evolução temporal do coeficiente de força C_F do lambari para os números Reynolds: (a) $Re = 9 \times 10^3$; (b) $Re = 9 \times 10^4$.

Observa-se nas figuras como a dinâmica do nado dos peixes é caracterizada por dois picos do coeficiente de força por ciclo devido ao batimento da nadadeira caudal. Em todos os casos, a amplitude do sinal do coeficiente de força, assim como sua média temporal, crescem monotonicamente conforme o número de Strouhal aumenta, indicando que frequências de

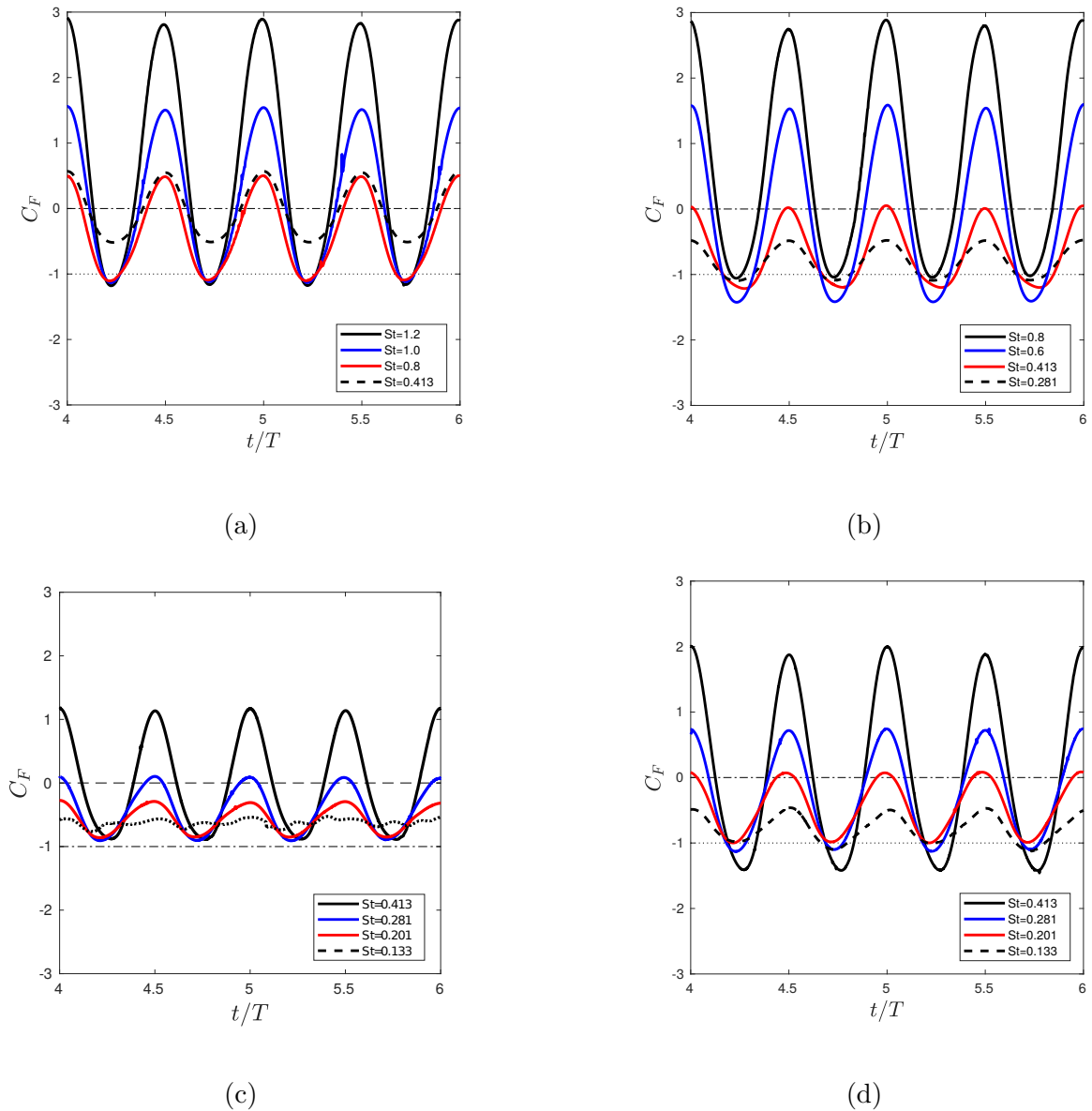


Figura 29 – Evolução temporal do coeficiente de força C_F do atum para os números Reynolds: (a) $Re = 7 \times 10^2$; (b) $Re = 7 \times 10^3$; (c) $Re = 7 \times 10^4$; (d) $Re = 7 \times 10^5$.

nado mais altas estão relacionadas a maiores empuxos. De fato, movimentos mais rápidos da nadadeira caudal aumentam a emissão de fluido a jusante, levando ao mecanismo básico de natação dos peixes carangiformes, conforme relatado por Videler e Wardle (1991) e Li, Liu e Su (2017).

Constata-se também que para cada Re existe um valor de St próprio para o qual o peixe começa experimentar algum tipo de propulsão, o denominado como Strouhal de equilíbrio, St^* , que será estimado na próxima seção. Ademais, em uma análise qualitativa das Fig. 28 e 29, se verifica que em todos os casos os valores de frequência de batimento para que um peixe experimente algum tipo de empuxo são muito maiores conforme o Re

diminui. Já que escoamentos com Re menores apresentam maiores forças viscosas que fazem com que o arrasto de superfície nos peixes cresça devido ao efeito da fricção.

Comparando os dois peixes, lambari (peixe menor) produz amplitudes de coeficiente de força menores, exibindo um estilo de natação mais suave com picos mais atenuados durante o ciclo. Como mencionado, a linha reta pontilhada preta nos gráficos marca o coeficiente de força relacionado à força de arrasto pura quando o peixe está na posição neutra estável $C_F(t) = -1$. Observe que, para lambari, $C_F(t) > -1$ para cada St e durante todo o ciclo. Ao contrário que para o atum, onde $C_F(t) < -1$ em alguns intervalos para cada St no estudo. Este fato, aliado à maior amplitude do sinal temporal do coeficiente de força do atum, pode estar associado a um padrão de movimento menos eficiente em comparação ao lambari.

6.1.2 Condição de equilíbrio

Na análise de um regime específico de nado, caracterizado pelo conjunto de parâmetros $\{Re-St\}$, é fundamental verificar se o peixe, sob essas condições, consegue experimentar um movimento propulsivo. Para isso, é preciso calcular a média temporal (\bar{C}_F) dos coeficientes das forças instantâneas apresentadas anteriormente. Assim, quando $\bar{C}_F > 0$ a força resultante aparece na direção contrária ao escoamento (tipo empuxo) experimentando o peixe uma aceleração. Em contraposição, o valor do coeficiente de força negativo, $\bar{C}_F < 0$, indica resultante das forças na direção do escoamento (tipo arrasto) desacelerando o peixe. Finalmente, quando o coeficiente de força médio é nulo o peixe nada em equilíbrio dinâmico, balanceando as forças de arrasto e empuxo.

A condição $\bar{C}_F = 0$ está associada à chamada frequência de equilíbrio f^* (e o Strouhal de equilíbrio correspondente, St^*) que produz uma velocidade média constante dos peixes e define o modo natural de natação dos mesmos. A partir desta condição de equilíbrio, determina-se para cada um dos casos simulados, para um dado Re , que valor de St conduz à condição de equilíbrio.

Nas Fig. 30a e 30b se apresentam as curvas para \bar{C}_F em função de St , para todos os Re considerados no estudo, e para cada peixe. Neste trabalho, St^* é determinado tal que $\bar{C}_F(St^*) = 0$, e estima-se St^* utilizando uma interpolação linear aplicada ao par de pontos na curva $\bar{C}_F \times St$ que contém St^* .

No alcance deste estudo, encontrou-se um único número de Strouhal crítico para cada Re para ambos peixes. Observou-se também o comportamento monotônico decrescente de St^* em função do Re . Provavelmente, porque os peixes precisam nadar em frequências mais altas para superar os maiores esforços viscosos, relacionados aos baixos números de Reynolds. O que se torna mais evidente quando o regime do escoamento muda de turbulento para laminar, de modo que St^* atinge valores substancialmente mais altos em

escoamentos dessas características. A Tab. 11 resume os resultados dos valores estimados de St^* para cada Re .

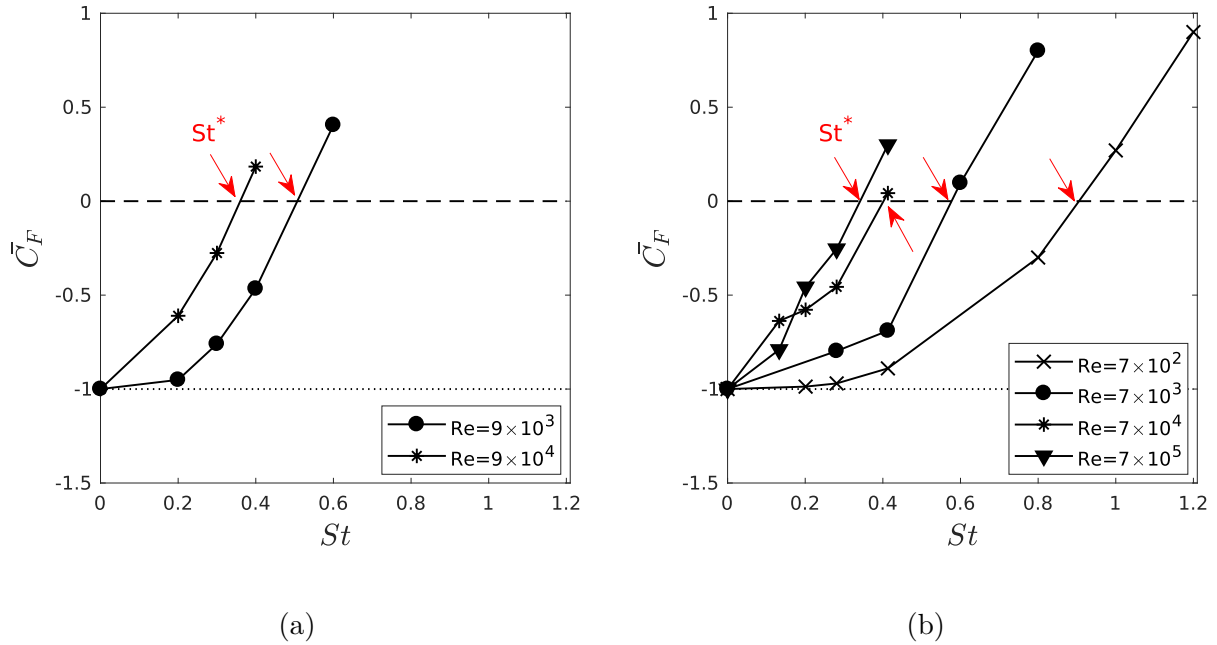


Figura 30 – \bar{C}_F como função do St para diferentes Re . (a) Lambari; (b) Atum. As setas em vermelho indicam o valor de Strouhal de equilíbrio estimado.

Tabela 11 – Número de Strouhal de equilíbrio (St^*) para os diferentes números de Reynolds.

	Re	7×10^5	9×10^4	7×10^4	9×10^3	7×10^3	7×10^2
St^*	Lambari	-	0,36	-	0,51	-	-
	Tuna	0,34	-	0,4	-	0,58	0,91

Finalmente, observa-se na Fig. 31 que os valores para St^* encontrados estão dentro da faixa prevista na literatura, concordando com a escala de Gazzola, Argentina e Mahadevan (2014) e os dados experimentais reportados por Tytell (2006).

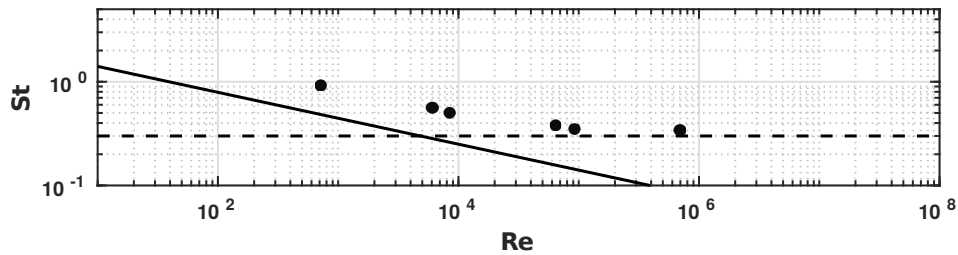


Figura 31 – Comparação dos valores de St^* obtidos para os números de Reynolds (Tab. 11) avaliados com a função $St = f(Re)$ proposta por Gazzola, Argentina e Mahadevan (2014). Linha contínua: $St \sim Re^{-0,25}$ ($Re < 10^4$). Linha descontinua: $St = 0,3$ ($Re > 10^4$).

6.1.3 Desacoplamento das forças de arrasto e empuxo

Na literatura, existe uma vasta discussão no que concerne ao aumento ou diminuição da força de arrasto durante o movimento locomotivo ondulatório de um peixe, quando comparada à que teria a mesma geometria na posição neutral (sem experimentar deformação alguma). Frequentemente, se reportam resultados contraditórios devido à inerente dificuldade de estudos experimentais e teóricos para calcular simultaneamente a força total e suas duas componentes, arrasto e empuxo. Existem estudos que relatam a redução das forças de arrasto em altos números de Reynolds (BARRETT et al., 1999), e outros sugerem que o movimento ondulatório de um peixe resulta em um aumento dessa mesma força (LIGHTHILL, 1971; FISH, 1999).

Para contribuir à discussão da relação do arrasto com movimento ondulatório, segue um análise das forças desacopladas na direção do escoamento, aproveitando as vantagens que traz o estudo numérico. Com base no método proposto por Borazjani e Sotiropoulos (2008) e apresentado no capítulo 2, se conseguiram estimar as forças de arrasto e empuxo, assim como suas componentes de pressão e viscosas.

No que segue, o coeficiente de forças apresentado anteriormente como \bar{C}_F , passa a ser denominado como C_D para forças de arrasto, caracterizadas por $\bar{C}_F < 0$, e C_T , para as forças de empuxo, onde o coeficiente de força médio é positivo, $\bar{C}_F > 0$. As Fig. 32 e 34, mostram os coeficientes de força para cada par $\{Re - St\}$, para atum e lambari. Observa-se que, tanto o coeficiente de arrasto como o do empuxo, foram divididos em duas parcelas, correspondendo aos esforços de pressão e viscosos, referidos pelos subíndices p e v , respectivamente. Note ademais, que a discussão sobre as forças é realizada baseada no valor absoluto das mesmas, sendo o sinal apenas para caracterizar se elas são do tipo empuxo ou arrasto.

Para melhorar a análise, e uma vez conhecidos os valores de St^* , novas simulações foram executadas para obter informações mais completas sobre as forças. Para o lambari, na Fig. 32a se inclui o resultado da simulação definida pelo par $\{St^* = 0, 51; Re = 9 \times 10^3\}$ e na Fig. 32b, as forças referente à situação de equilíbrio $\{St^* = 0, 36; Re = 9 \times 10^4\}$, ademais de um novo caso $\{St = 0, 6; Re = 9 \times 10^4\}$ que permitirá entender melhor a tendência das forças em altas frequências. No estudo do atum, foi realizada uma única simulação adicional referente ao Strouhal de equilíbrio no maior Re tal que, $\{St^* = 0, 34; Re = 7 \times 10^5\}$.

Em primeiro lugar, as Fig. 32a e 32b exibem as forças calculadas sobre o lambari para os números de Reynolds 9×10^3 e 9×10^4 , respectivamente. Em ambos casos, o arrasto de fricção (C_{Dv}), devido às forças viscosas, é monotonicamente crescente com o aumento do movimento ondulatório, isto é com a frequência do nado, e conseqüentemente com St . O arrasto de forma (C_{Dp}), devido às forças de pressão, tende de forma assintótica até zero, atingindo esse valor para um Strouhal entre $0, 3 < St < 0, 4$, também para ambos Re .

Consequentemente, a partir desses valores de St o arrasto total é dominado pelo arrasto viscoso, em contraposição do que ocorre em frequências menores, onde apresenta a mesma tendência que o arrasto de pressão.

Analisando a dependência com o número de Reynolds, observa-se que conforme Re aumenta, o arrasto de fricção tende a tornar-se menos sensível ao St já que as tensões de cisalhamento diminuem. Por outro lado, o arrasto de forma não mostra uma diferença de comportamento significativa segundo o Reynolds. Em conclusão, o efeito das ondulações do corpo trazem um aumento importante da força de arrasto total quando $Re = 9 \times 10^3$, e muito mais suave para $Re = 9 \times 10^4$.

Para conseguir o movimento propulsivo, na direção contrária ao escoamento, o lambari produz forças de empuxo que balanceiam as forças de arrasto, e que se originam a partir do campo de pressão produzido como consequência do movimento ondulatório. Observa-se nas Fig. 32a e 32b, como as primeiras forças de empuxo começam a aparecer a partir de $St > 0,3$ (valores de St acima do definido na literatura como Strouhal de equilíbrio para peixes nadando em escoamentos turbulentos).

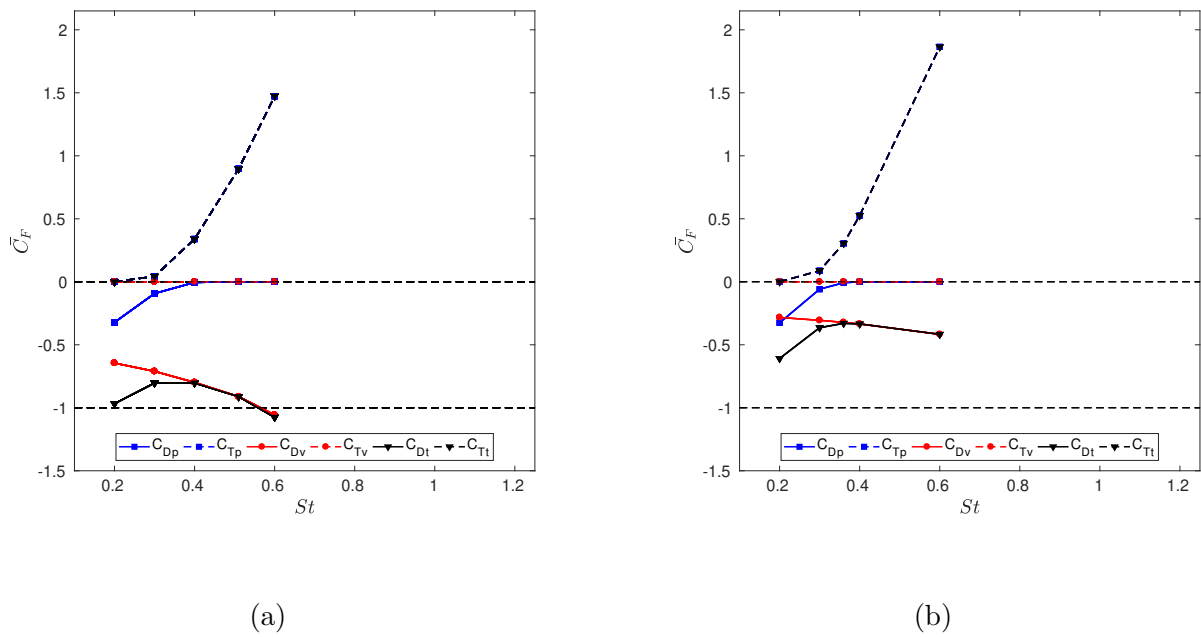


Figura 32 – Lambari: variação dos coeficientes de empuxo e arrasto total, C_{Tt} e C_{Dt} , de pressão, C_{Tp} e C_{Dp} e viscosas, C_{Tv} e C_{Dv} , em função de St quando: (a) $Re = 9 \times 10^3$ e (b) $Re = 9 \times 10^4$.

Para contribuir na discussão da produção de forças, na Fig. 33 se exibem os campos de pressão e velocidade nas configurações de Strouhal de equilíbrio, para ambos Re . Primeiramente, desde a visualização dos campos de velocidades, percebe-se um aumento da camada limite em volta do peixe na situação de menor Re , já que se observa uma região de baixa velocidade com maior espessura em torno ao corpo do peixe. Esse fato verifica o

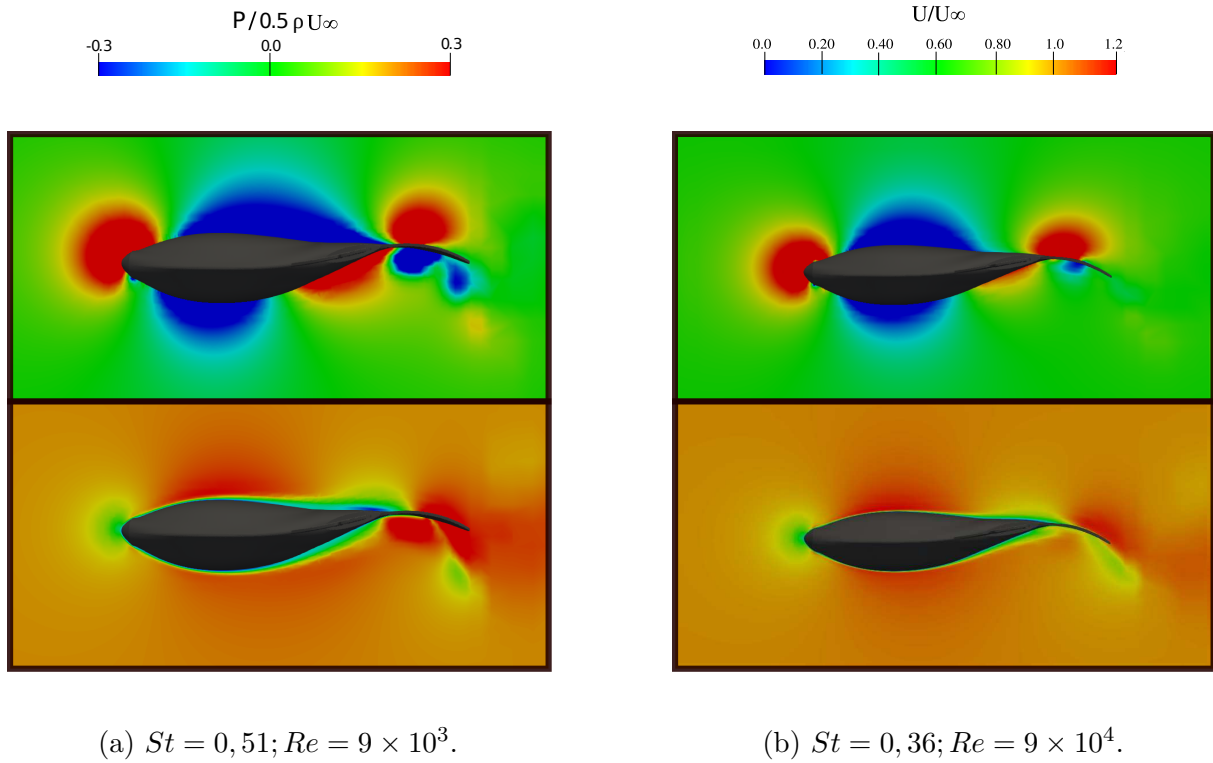
(a) $St = 0,51$; $Re = 9 \times 10^3$.(b) $St = 0,36$; $Re = 9 \times 10^4$.

Figura 33 – Campos de pressão e velocidade adimensionais para o lambari nadando sob diferentes condições de Re e St . Facilitando a comparação em distintos regimes de escoamentos e frequências de nado.

aumento de atrito nessa região e conseqüentemente, as maiores forças de arrasto de fricção. Olhando para o campo de pressão, nota-se que a topologia do mesmo se apresenta similar nas situações das Fig. 33a e 33b porém, em baixo Re aparece com maior intensidade, devido às frequências de nado mais altas. Em uma análise quantitativa, desde as Fig. 32a e 32b, se estima que nas situações de equilíbrio as resultantes das forças de pressão são $C_{Tp} = 0,9$ e $C_{Tp} = 0,3$, para $Re = 9 \times 10^3$ e $Re = 9 \times 10^4$, respectivamente. O que indica claramente, a necessidade do peixe produzir maiores esforços para atingir a condição de balanço de forças dinâmico, em Re mais baixos.

Na análise das forças de arrasto para o atum, nota-se inicialmente na Fig. 34 que seu comportamento varia em função do Re , não sendo possível generalizar a conduta dos esforços em toda faixa de Re analisada. Como esperado, se observam valores de C_D maiores em Re mais baixos, devido ao aumento das tensões de cisalhamento em escoamentos onde as forças viscosas têm mais influência. Para os maiores Re analisados (Fig. 34d e 34c), não se observa um aumento das forças de arrasto total com St , o que sim acontece para os restantes casos (Fig. 34a e 34b). Esse comportamento, não é devido apenas à variação do número de Reynolds, tendo também relação com que a faixa de St analisada em $Re = 7 \times 10^4$ e $Re = 7 \times 10^5$, corresponde a movimentos ondulatórios de frequências menores.

A situação apresentada na Fig. 34d, correspondente ao maior Re investigado,

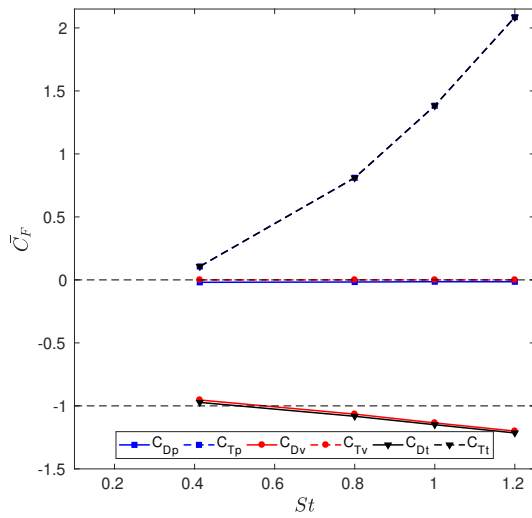
mostra como as forças de arrasto de pressão se reduzem nas frequências mais baixas apresentando depois pouca variação nos valores encontrados. O arrasto de fricção parece também mostrar pequenas alterações, conforme o aumento do movimento ondulatorio. Pode-se intuir que a força de arrasto total continue na tendência assintótica em direção a um valor constante, como observado na figura. Nota-se que o arrasto tende a um valor de aproximadamente 60% o valor do arrasto do peixe na posição neutral, o que implicaria uma redução do arrasto em 40%. Porém, essa sugestão deveria ser verificada mediante o computo dos esforços para valores mais altos de St .

É interessante notar como, mesmo conseguindo essa redução no arrasto total, o peixe nunca deixa de experimentar um pequeno arrasto de pressão durante seu movimento. Coisa que não acontecia para o lambari que, com o aumento de St , o C_{Dp} tendia a zero. Esse comportamento no atum, atribui-se ao observado na Fig. 29d, onde o peixe, em alguns instantes do ciclo, experimentava valores menores que os que apresentou como um corpo rígido.

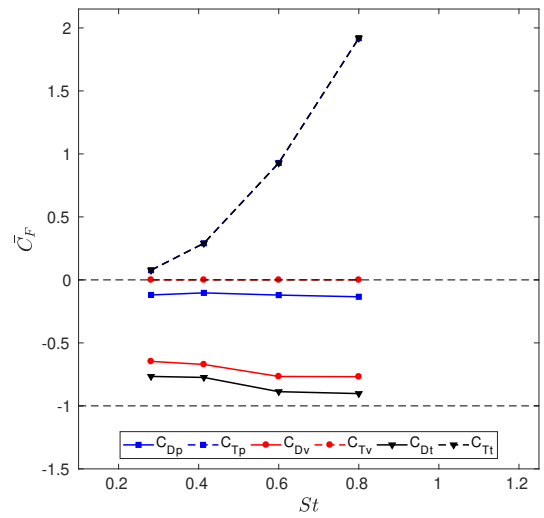
Quando o escoamento se encontra no regime de Reynolds 7×10^4 , a faixa de St analisada é a mesma que no caso anterior, 0,133 – 0,413 porém, neste caso as forças de arrasto de pressão e viscosa ainda não parecem tender a um valor assintótico. Pelo comportamento apresentado se espera que para maiores St , C_{Dp} continue diminuindo e C_{Dv} aumentando. A conduta do arrasto total portanto, dependerá do comportamento das forças em frequências mais altas mas, o que se pode constatar é que na faixa de nado a força total de arrasto se reduz com o movimento ondulatorio do peixe em relação à que teria o peixe sem experimentar deformação. Essa mesma redução do arrasto total acontece também no regime do escoamento apresentado na Fig. 34b porém, em menor grau. Acontecendo uma redução de apenas 10% para o peixe nadando conforme a cinemática caracterizada pelo maior Strouhal representado $St = 0,8$. Nesse caso, se observa o arrasto de forma com comportamento assintótico, e sem atingir o zero, como nos casos anteriores do atum, e o arrasto de superfície parece também começar a estabilizar em torno a um valor de 0,9 porém, seriam necessários resultados de outros St para constatar essa afirmação.

Finalmente, na Fig. 34a, quando $Re = 7 \times 10^2$, o arrasto de fricção aumenta linearmente com St , e conseqüentemente também o arrasto total, já que o de forma é praticamente nulo. Assim, para as frequências mostradas os esforços de pressão contribuem à geração de empuxo e as forças de atrito são as únicas que produzem arrasto. Veja que para essa faixa de St o arrasto do peixe é igual ou maior ao que experimenta na posição neutral, apresentando valores de $C_F \leq -1$.

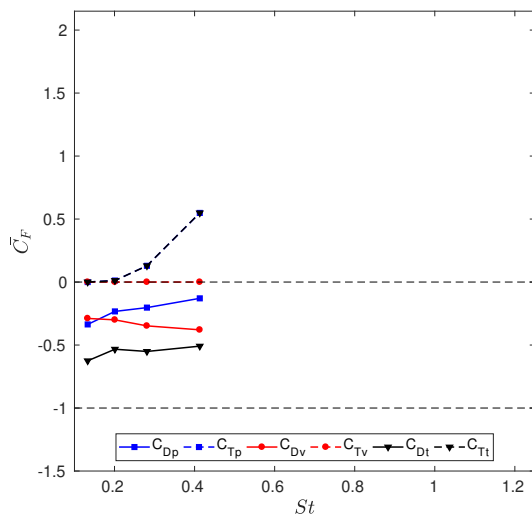
Após a análise das forças de empuxo e arrasto, e suas componentes de pressão e viscosas, obtemos algumas conclusões importantes sobre a propulsão de peixes carangiformes. Em primeiro lugar, a produção do empuxo é unicamente devida ao campo de pressão gerado pelo movimento do peixe. Já o arrasto, pode apresentar parcelas de pressão e/ou



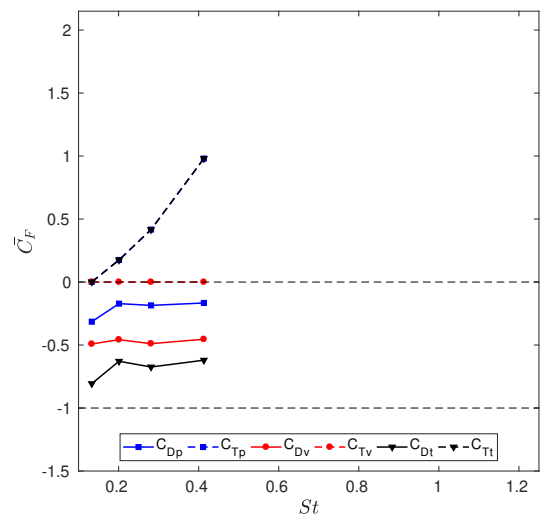
(a)



(b)



(c)



(d)

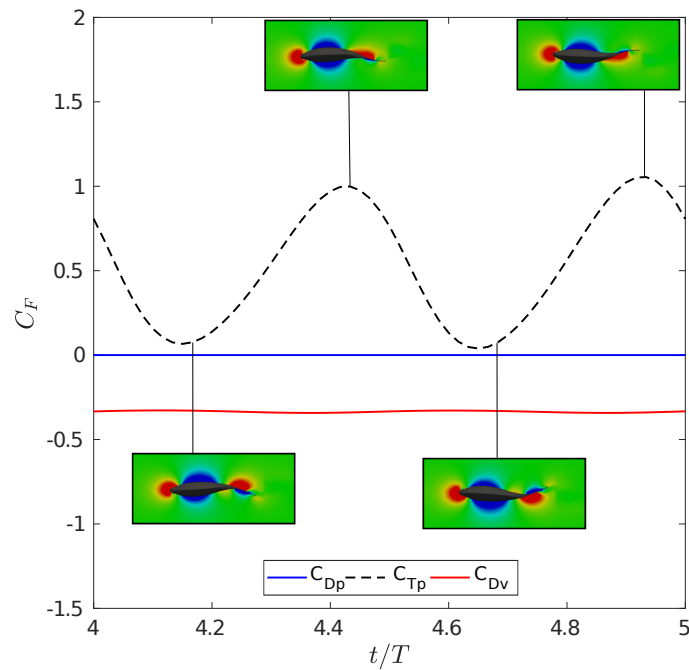
Figura 34 – Atum: variação dos coeficientes de empuxo e arrasto total, C_{Tt} e C_{Dt} , de pressão, C_{Tp} e C_{Dp} e viscosas, C_{Tv} e C_{Dv} , em função de St quando: (a) $Re = 7 \times 10^2$; (b) $Re = 7 \times 10^3$; (c) $Re = 7 \times 10^4$ e (d) $Re = 7 \times 10^5$.

viscosas, segundo a frequência de nado. Em segundo lugar, foi observado que o regime de Re do escoamento joga um papel fundamental na geração das forças hidrodinâmicas. Assim, em baixo Re um peixe precisa gerar um campo de pressão o suficientemente favorável para vencer o atrito originado na camada limite, que será maior com o aumento da viscosidade. Portanto, nessas situações, o peixe precisa nadar a frequências mais altas para conseguir a auto-propulsão.

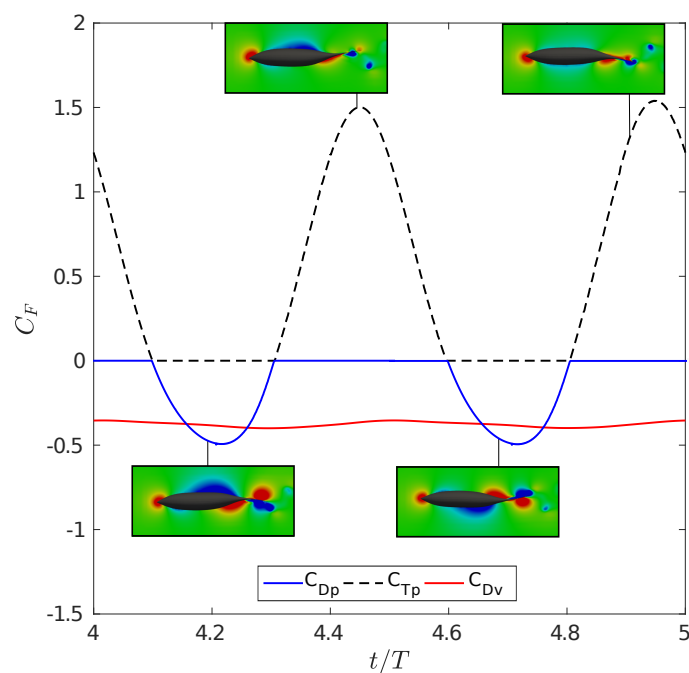
Devido à importância do campo de pressão na biomecânica de um peixe para gerar empuxo, na Fig. 35 se exibem os campos de pressões em vários instantes de um ciclo de natação, para lambari e atum, junto aos coeficientes de força instantâneos desacoplados, para uma estudo mais aprofundado. Na figura se comparam as situações de nado do lambari e atum sob condições de St e Re similares, tal que $\{St = 0,4; Re = 9 \times 10^4\}$ e $\{St = 0,413; Re = 7 \times 10^4\}$, respectivamente.

Observa-se nas Fig. 35a e 35b a partir da evolução temporal das forças, como no arrasto de superfície apenas se percebe o movimento oscilatório do peixe, apresentando valores com pouca variação em torno a uma quantidade constante estimada em 0,35, para ambos casos. Por outro lado, os coeficientes de forças instantâneos devidos ao campo de pressão diferem bastante em ambos peixes, mesmo tendo a média temporal de empuxo de pressão próxima a 0,5 como ilustrado nas Fig. 32 e 34. A principal diferença é que o atum em alguns instantes do seu ciclo gera um campo de pressão desfavorável ao movimento, originando arrasto de pressão, além do viscoso. Como consequência, para conseguir vencer a força de arrasto, precisa gerar maior quantidade de empuxo como aparece na Fig. 35. Tomando valores máximos de C_F próximos a $C_F = 1,5$ frente aos máximos estimados para o lambari em torno à unidade, $C_F = 1$.

A Fig. 35 constata, novamente, como em um ciclo de nado, existem dois mínimos e dois máximos da função força, reflexo do modelo cinemático descrito por uma função senoidal. Esses picos aparecem intimamente relacionados com o campo de pressão induzido pelo movimento, já que foi comentado que as forças viscosas apresentam um valor praticamente constante. Pela importância que acarreta o campo de pressões, foram incluídos quatro instantes do mesmo durante o ciclo do movimento do peixe representado na Fig. 35. Observa-se como as configurações dos peixes relativas aos picos de força máxima correspondem às situações onde a amplitude da nadadeira caudal é máxima, isto é, nas posições finais de cada semi-ciclo. Os picos de mínima força refletem os peixes na posição intermédia de cada semi-ciclo, onde a nadadeira caudal experimenta a menor deformação possível. Nota-se como as pressões na nadadeira caudal referentes a essa situação aparecem positivas a um lado da cauda e negativas na outra face, resultando em uma diferença de pressões mínima.



(a) Lambari: $St = 0,4$; $Re = 9 \times 10^4$;



(b) Atum: $St = 0,413$; $Re = 7 \times 10^4$;

Figura 35 – Coeficiente de força instantânea desacoplado nas parcelas de empuxo e arrasto, considerando as componentes de pressão e viscosa, em um período adimensional do movimento. Incluindo o campo de pressão adimensional em vários instantes do ciclo de natação.

6.1.4 Eficiência de nado

O movimento propulsivo de um peixe ocorre pelas deformações laterais sofridas pelo mesmo, que deslocam uma quantidade de massa fluida fazendo com que o peixe consiga se locomover. A potência produzida durante o nado consta de uma parcela entendida como potência útil, encarregada da locomoção do peixe, e outra, referente às deformações laterais que o peixe realiza para movimentar-se, entendida como perda e fortemente relacionada ao modo de nado do peixe. Neste trabalho, onde a abordagem é puramente hidrodinâmica, a eficiência de nado será quantificada considerando apenas os esforços hidrodinâmicos realizados pelos peixes sem contemplar o consumo de energia metabólica dos mesmos, entendido como trabalho muscular ou consumo de oxigênio, como propõem [Maertens, Triantafyllou e Yue \(2015\)](#). Mesmo não sendo as melhores estimativas as eficiências calculadas neste trabalho, os resultados extraídos podem contribuir à discussão da eficiência propulsiva em peixes, reportando novos resultados.

Nas Tab. 12 e 13 se apresentam as eficiências de nado para ambos peixes (lambari e atum) nos diferentes regimes do escoamento investigados para a condição de equilíbrio (St^*), por ser a única que garante o balanceamento das forças na direção do escoamento mantendo o peixe nadando em velocidade constante. Nas situações onde o atum nada em $Re = 7 \times 10^4$ e $Re = 7 \times 10^3$, onde não se realizaram novas simulações para os St^* estimados na Tab. 11 ($St^* = 0,4$ e $St^* = 0,58$, respectivamente), as potências foram estimadas a partir dos casos já resolvidos correspondentes aos números de Strouhal, $St = 0,413$ quando $Re = 7 \times 10^4$, e $St = 0,6$ para $Re = 7 \times 10^3$, por serem valores próximos aos de St^* .

A eficiência hidrodinâmica de nado de um peixe é apresentada seguindo as definições de eficiência propulsiva, quase-propulsiva e o coeficiente de potência, computados segundo as Eq. 2.10, 2.19 e 2.20, respectivamente. A eficiência propulsiva considera como potência útil o produto da velocidade de nado constante e a força de empuxo produzida durante a natação, apresentando a dificuldade do cálculo dessa força. Neste trabalho, as forças longitudinais foram desacopladas seguindo o método proposto por [Borazjani e Sotiropoulos \(2008\)](#), descrito na seção anterior, sendo possível computar a força de empuxo correspondente. Por outro lado, na eficiência quase-propulsiva, o numerador é definido pela potência útil que o peixe produziria deslocando-se como um corpo rígido em velocidade constante.

Em todos os casos, a potência total é calculada pela definição apresentada na Eq. 2.8, como a integral do produto das forças pela velocidade. A componente na direção do escoamento (x) do vetor velocidade v_i é corrigido com o objetivo de considerar a velocidade de translação constante ($U = U_\infty$) do peixe, já que as simulações se realizaram com o sistema de referência no peixe. De tal forma, o vetor velocidade utilizado é agora $v_i = (v_x + U)\vec{e}_i + v_y\vec{e}_j + v_z\vec{e}_k$. Repare ademais que na direção transversal o peixe não experimenta movimento e conseqüentemente, a componente de velocidade v_z é nula.

As Tab. 12 e 13 recolhem os resultados das eficiências propulsivas, quase-propulsivas e coeficientes de potências para cada número de Reynolds analisado, permitindo a comparação para os vários regimes do escoamento. Primeiramente, observa-se como as eficiências propulsivas (η_p) mantêm valores próximos para diferentes Re , para cada um dos peixes, respectivamente. O que indica que, além da dificuldade de estimar a força de empuxo separadamente, a informação obtida a partir da definição de eficiência propulsiva não traz informação relevante quando o objetivo é entender a dependência com o número de Reynolds. Mas sim, pode ser útil para comparar a eficiência entre peixes, com geometrias e cinemáticas específicas. Nesta análise, ademais se constata que não influenciam nem o efeito da viscosidade nem a frequência de nado, já que são os parâmetros que variam nas diferentes situações sem repercussão no valor da eficiência.

Para o lambari, a eficiência propulsiva toma valores próximos a 24% e portanto, apresenta uma forma mais eficiente de nado que no caso do atum, onde η_p oscila em torno a 17%. Para conhecer de fato quais são os parâmetros que predominam no valor da eficiência propulsiva seria preciso realizar um estudo mais aprofundado dos mesmos. A grosso modo, desde o ponto de vista cinemático, destacam-se como principais diferenças entre os peixes analisados as maiores deformações que o lambari experimenta no seu corpo, assim como uma natação em velocidade mais alta. Geometricamente, por outro lado, os peixes apresentam diferenças na relação de aspecto no seus corpos, na existência de nadadeiras laterais e/ou peitorais, e a configuração da nadadeira caudal.

Tabela 12 – Eficiências propulsiva, quase-propulsiva e coeficiente de potência em vários números de Reynolds, no Strouhal de equilíbrio (St^*) estimado para cada caso do lambari.

Lambari		
	$\{Re = 9 \times 10^4; St = 0,36\}$	$\{Re = 9 \times 10^3; St = 0,51\}$
η_p	24,20%	23,31%
η_{qp}	80,36%	26,00%
c_p	0,029	0,110

Tabela 13 – Eficiências propulsiva, quase-propulsiva e coeficiente de potência em vários números de Reynolds, na condição de equilíbrio (St^*) estimado para cada caso do atum.

Atum			
	$\{Re = 7 \times 10^5; St = 0,34\}$	$\{Re = 7 \times 10^4; St = 0,413\}$	$\{Re = 7 \times 10^3; St = 0,6\}$
η_p	18,18%	16,93%	17,65%
η_{qp}	43,67%	30,87%	19,02%
c_p	0,023	0,042	0,093

A eficiência quase-propulsiva (η_{qp}), tem a vantagem inicial de não precisar desacoplar as forças longitudinais, ao considerar no numerador a força de arrasto do peixe não deformado. Além disso, permite avaliar os efeitos de escala (o número de Re) na eficiência de natação. Observa-se nas Tab. 12 e 13, como η_{qp} é uma função crescente do Re , evidenciando como o modo de nado carangiforme é pouco eficiente em números de Reynolds baixos. Além disso, mediante a análise da eficiência quase-propulsiva se verifica a consistência do fato de que altos St^* encontram-se em Re baixos e implicam ondulações laterais mais rápidas, e conseqüentemente, velocidades laterais mais altas. Portanto, maiores perdas de potência lateral e eficiência menores.

Os valores mais altos de eficiência encontrados foram, $\eta_{qp} = 80,36\%$ para lambari sob $Re = 9 \times 10^4$ e $\eta_{qp} = 43,67\%$ quando $Re = 7 \times 10^5$ para o atum. Sendo, ambos os regimes do escoamento, nos quais se encontram esses peixes nadando na natureza, respectivamente. Nota-se ademais que o lambari apresenta-se bastante mais eficiente na sua auto-propulsão, quando estimada nessa forma de eficiência quase-propulsiva. O que pode estar aliado às maiores amplitudes no sinal temporal da força do atum, observado na Fig. 29, assim como o fato que em alguns intervalos o coeficiente de força apresenta valores menores que a força de arrasto pura ($C_F(t) < -1$). As razões podem residir nas diferenças geométricas e cinemáticas dos peixes porém, seria necessário um estudo mais aprofundado desses aspectos para poder discutir que parâmetros de fato fazem com que o lambari se apresente mais eficiente que o atum.

Finalmente, o coeficiente de potência parece uma alternativa pouco intuitiva para analisar a eficiência de natação. Nas Tab. 12 e 13, mostram-se os valores de C_p para os dois peixes e observa-se a relação de dependência inversa com Re . O coeficiente de potência apresenta uma tendência crescente a medida que Re diminui, isto porque a potência produzida pelo peixe durante o nado é sempre maior a medida que as forças viscosas do escoamento aumentam, incluindo as perdas. Os valores estimados de C_p , para atum e lambari, estimam-se próximos para os mesmos regimes do escoamento.

6.1.5 Esteira hidrodinâmica induzida durante o nado

A esteira hidrodinâmica induzida por um peixe é uma estrutura fundamental de fluxo responsável pelos mecanismos de geração de força de propulsão no nado de peixes no modo carangiforme. Em particular, o padrão de liberação dos vórtices tem influência sobre a geração de ‘arrasto’ ou ‘empuxo’, e é decisivo para a economia de energia do movimento de natação. A seguir são apresentadas visualizações do escoamento hidrodinâmico para as configurações de Re e St analisadas até o momento, de atum e lambari, para estudar as características da esteira induzido pelo nado dos peixes. O estudo do escoamento será baseado na análise dos campos de velocidade e vorticidade adimensionais, junto à

visualização do escoamento tridimensional a partir de iso-superfícies da variável critério-Q¹.

Fundamentalmente, com esta análise pretende-se elucidar as diferenças principais na hidrodinâmica do nado quando são variados os números de Reynolds e/ou de Strouhal. Na Fig. 36 comparam-se as esteiras de lambari e atum variando St , e mantendo o número de Reynolds. Os Re considerados nesta primeira análise foram os maiores simulados para cada peixe, sendo $Re = 9 \times 10^4$ (lambari) e $Re = 7 \times 10^5$ (atum).

As Fig. 36a e 36b apresentam uma situação de nado caracterizada pela estrutura típica de esteira de peixes carangiformes nadando na condição do número de Strouhal subcrítico², com St em torno a 0,2. Assim, os campos de vorticidade se assemelham a uma esteira de von Kármán, de modo que vórtices positivos (sentido anti-horário) são ejetados na parte inferior do plano de simetria do movimento do peixe, enquanto os vórtices negativos (sentido horário) viajam acima do mesmo plano. Esse padrão é chamado de ‘esteira de von Kármán tradicional’ por ser semelhante a escoamentos regulares desse tipo. Em contraste, as Fig. 36c e 36d, onde o St foi elevado a valores próximos a 0,4, exibem um padrão distinto, com vórtices positivos ejetados na parte superior e vórtices negativos sob no plano de simetria. Isso caracteriza a chamada ‘esteira de von Kármán reversa’.

A esteira de von Kármán tradicional gera forças de arrasto dominantes em peixes carangiformes durante a natação. Desde o campo de velocidade nas Fig. 36a e 36b, pode-se observar uma região de baixa velocidade na região próxima à nadadeira caudal, que arrasta o peixe para trás (na direção do escoamento) de tal forma que $\bar{C}_F < 0$, como apresentado na Fig. 30a. Por outro lado, a esteira de von Kármán reversa induz uma região de alta infiltração atrás do peixe, promovendo a geração de empuxo através da ejeção de fluido, aumentando a propulsão do peixe e consequentemente fazendo com que $\bar{C}_F > 0$ (Fig. 30b). Como o coeficiente de força médio é uma função crescente de St , conclui-se que, em regime turbulento, a alta frequência de batimento de cauda induz uma esteira reversa de von Kármán em peixes com nado carangiforme, gerando propulsão. Outros trabalhos reportaram conclusões semelhantes, mas apenas para o fluxo laminar (ZHU et al., 2002; BORAZJANI; SOTIROPOULOS, 2008).

Outra característica distintiva das esteiras de von Kármán induzidas pelos peixes é a configuração dos anéis de vórtices nas mesmas. Na Fig. 36 observa-se a disposição dos vórtices evidenciados pelas iso-superfícies definidas pelo critério-Q. Ambos peixes exibem duas fileiras de vórtices, nas situações de esteiras do tipo reversas. Ao invés, as esteiras tradicionais de von Kármán exibem uma única fileira de vórtices, como pode ser visto nas Fig. 36a e 36b. A dependência da estrutura da esteira em relação ao St é esperada,

¹ Filtro matemático, proposto por Hunt, Wray e Moin (1988), que identifica com base em critérios cinemáticos as estruturas vorticiais tridimensionais no escoamento, filtrando as regiões onde a taxa de rotação é maior que a taxa de cisalhamento

² Valores de $St_{subcrítico}$ definem-se por números de Strouhal menores que os de equilíbrio tal que $St_{subcrítico} < St^*$

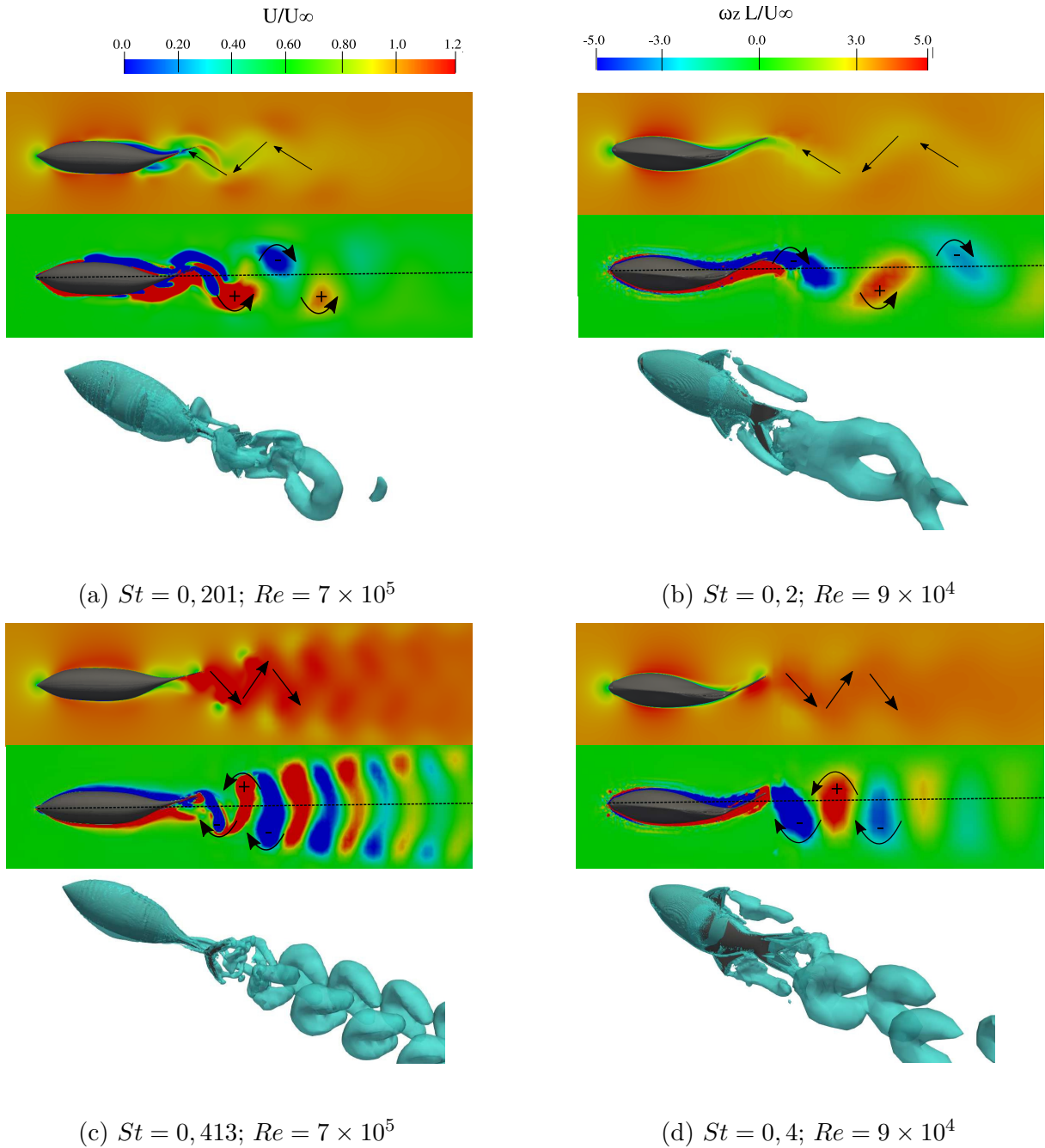


Figura 36 – Campos de velocidade e vorticidade adimensionais, (U/U_∞) e $(\omega_z L/U_\infty)$, e iso-superfícies do critério-Q ($Q=0,1$). (a) Atum; (b) Lambari.

pois, por definição (Eq. 2.2), o número de St pode ser entendido como a razão entre a velocidade lateral média da cauda (fA) e a velocidade axial de nado (U). Portanto, em altos St os vórtices desprendidos pela nadadeira caudal tendem a ter uma componente de velocidade lateral maior, que os desloca da linha central, fazendo com que se espalhem na direção lateral. Olhando para esses resultados, a transição entre as esteiras do tipo arrasto para empuxo será identificada em um valor compreendido na faixa de St entre 0,2 e 0,4, verificando resultados anteriormente apresentados e também, outros reportados na literatura.

As divergências entre as esteiras de lambari e atum observadas podem ser devidas às diferenças geométricas e/ou cinemáticas. Nesse sentido, destaca-se que a parte posterior do corpo do atum aparece mais estreita e comprida que a do lambari, também as caudas apresentam diferenças na geometria. Visando a cinemática, a principal disparidade entre o nado dos peixes reside na função amplitude $a(x)$ (em seus coeficientes $a_i(x)$) que faz com que a deformação do lambari seja mais acentuada, também comentado na subseção anterior. Outra razão pode ser atribuída a que a velocidade lateral da onda (ω/k) toma valores mais altos para o caso do atum em St semelhantes.

Como consequência da variação do número de Reynolds nas simulações, as esteiras induzidas pelos peixes nas diferentes situações investigadas evidenciam mudanças devidas ao aumento das forças de atrito em números de Reynolds mais baixos. Nesses casos, é observado um aumento da espessura da camada limite do peixe o que leva a maiores forças de arrasto, como exibido nas Fig. 32 e 34. Desta forma, em escoamentos regidos por números de Reynolds menores, os peixes precisam nadar em mais altas frequências (maiores St) para vencer as grandes forças de arrasto e conseguir atingir a condição de equilíbrio, onde experimentaríamos sua auto-propulsão.

Desde a Fig. 37 estabelece-se uma comparação das esteiras do atum nadando em diferentes Re e com o mesmo número de Strouhal, $St = 0,413$, em todos os casos. Em primeiro lugar, observa-se a partir dos campos de velocidade e vorticidade o aumento da espessura da camada limite conforme Re diminui, o que também é percebido nas estruturas vorticiais tridimensionais representadas pelas iso-superfícies do critério-Q. Por outro lado, observa-se a tendência descrita anteriormente onde em menores Reynolds, um peixe precisa elevar sua frequência na natação para produzir o empuxo necessário que o leva à auto-propulsão. Dessa forma, observa-se como para um mesmo St , segundo o número de Reynolds o tipo de esteira mudará, passando do tipo arrasto ao tipo empuxo a medida que o Re aumenta. Observa-se na Fig. 37a como a esteira induzida pelo peixe é claramente uma esteira de von Kármán tradicional. Nessa situação, o coeficiente de força médio é negativo como aparece na Fig. 30b, sendo o peixe arrastado pelo escoamento. Nas restantes situações representadas, correspondendo a $Re = 7 \times 10^3$ e $Re = 7 \times 10^4$, a esteira aparece como uma esteira de von Kármán reversa. Porém, o caso que aparece na Fig. 37b tem um número de Strouhal de equilíbrio estimado em $St^* = 0,58$, e portanto, o coeficiente de força médio no caso representado é $\bar{C}_F < 0$. O peixe, apresenta a resultante da força longitudinal na direção do escoamento. Mesmo induzindo uma esteira do tipo empuxo, as forças de atrito sobre o peixe não são balanceadas pelo efeito de empuxo da esteira gerando força resultante do tipo arrasto. Esse resultado, leva à discussão de que unicamente a configuração da esteira não permite definir se o peixe consegue a auto-propulsão, já que a análise das forças atuantes em algumas situações podem dar outro resultado.

A Fig. 37 mostra também como para o atum, quando $St = 0,413$ as estruturas

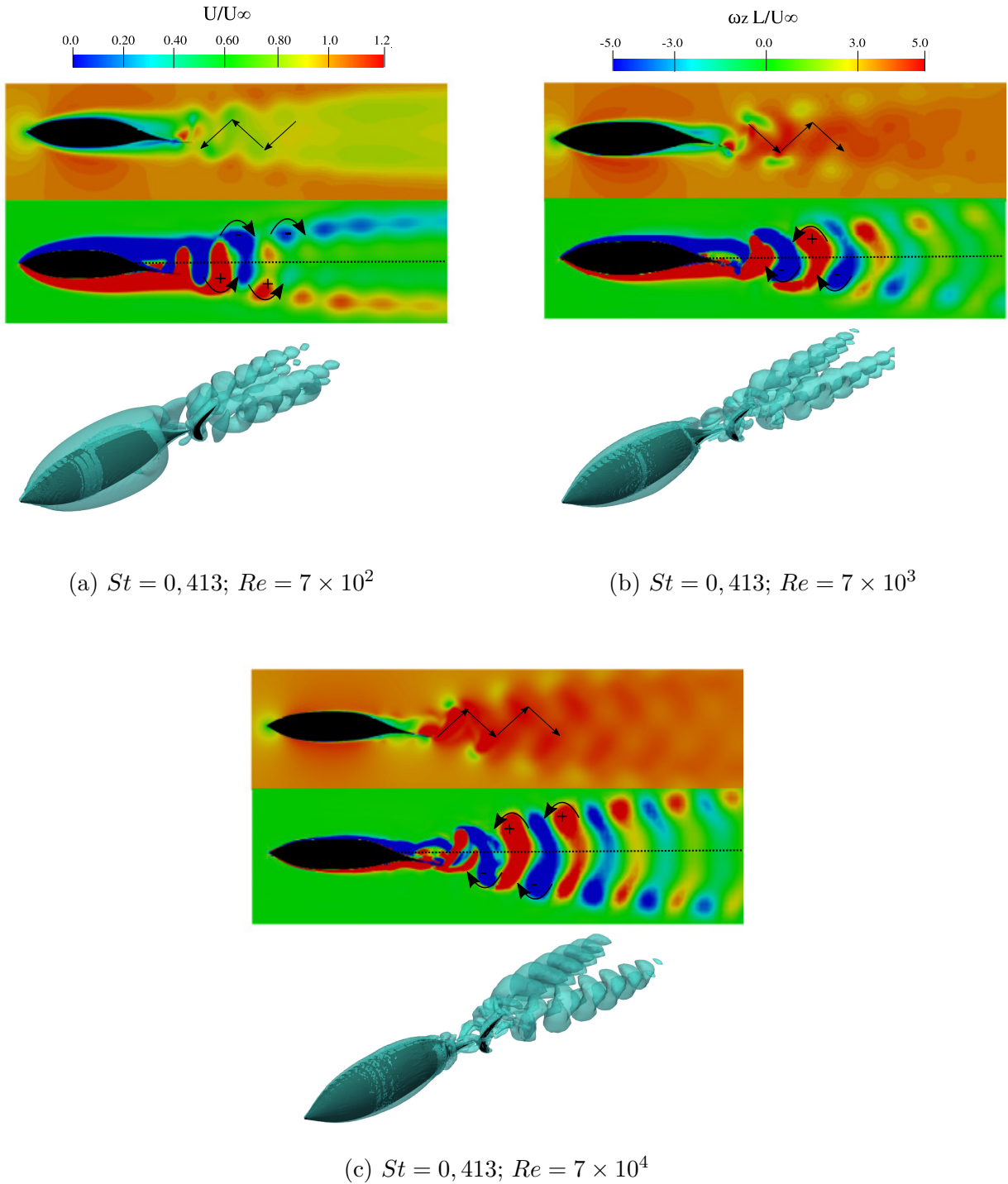


Figura 37 – Campos de velocidade e vorticidade adimensionais, (U/U_∞) e $(\omega_z L/U_\infty)$, e iso-superfícies definidas pelo critério-Q ($Q=0,1$) para o atum em diferentes Re com $St = 0,413$.

de vórtices tridimensionais se configuram formando duas fileiras, independentemente da força experimentada pelo peixe ser de arrasto ou empuxo. Exaltando novamente a forte dependência da esteira com o St , e como para altos números de St a disposição dos vórtices aparece na configuração de duas fileiras. Percebe-se também na mesma figura, como as esteiras aparecem com menor abertura em Re menores ya que os efeitos difusivos das

forças viscosas começam a dominar nessas situações.

6.1.6 Formação dos vórtices na nadadeira caudal

Um estudo mais detalhado sobre a dinâmica dos vórtices é apresentado no que segue, a partir da análises dos vórtices induzidos durante o movimento de batida do peixe. Os anéis de vórtices formados a jusante dos peixes são o resultado da fusão de outros vórtices, como os produzidos na parte posterior do corpo (PBV^3) e nas bordas de ataque e fuga da nadadeira caudal (LEV^4 e TEV^5).

Borazjani e Daghooghi (2013) foram os primeiros autores a relatar os vórtices LEV durante a natação de peixes como um mecanismo para gerar forças de locomoção, da mesma forma que em insetos ou voos de pássaros. Os autores concluíram no seu trabalho que a cinemática característica dos peixes origina a formação de um LEV estável na nadadeira caudal. Mais recentemente, Liu et al. (2017) confirmaram esse fenômeno em nadadores carangiformes. Neste texto, empregam-se os super-índices l e r para denotar os vórtices gerados durante o movimento à esquerda e direita, respectivamente, da mesma forma que Liu et al. (2017). O batimento à esquerda e direita, refere-se ao movimento da nadadeira caudal no sentido y -positivo e y -negativo, respectivamente, em cada semi-ciclo da natação.

Primeiramente, nas Fig. 38 e 39 observam-se os vórtices formados durante o nado do atum sob a condição $\{St = 0,413; Re = 7 \times 10^5\}$, para cinco instantes de tempo durante um ciclo de natação. O movimento da cauda à esquerda ($-y$) vem representado pelos instantes $t_0 + 0, 2T$ e $t_0 + 0, 4T$, já o deslocamento correspondendo ao segundo semi-ciclo do período refere-se ao movimento à direita ($+y$), apresentado durante os instantes $t_0 + 0, 6T$, $t_0 + 0, 8T$ e $t_0 + T$.

Na Fig. 38 as colunas 1 e 2 mostram as vistas superior e frontal da estrutura de vórtices tridimensionais empregando o critério-Q. Na terceira coluna observa-se a esteira em perspectiva. Nota-se como durante o movimento à esquerda, denominado no que segue como primeiro semi-ciclo, forma-se o LEV^l . Esse vórtice originado na borda de ataque do lado direito da nadadeira caudal desloca-se pela cauda (Fig. 38a e 38b), permanecendo totalmente colado à nadadeira ao fim do primeiro semi-ciclo. Esse instante corresponderia à configuração quando $t_0 + 0, 5T$, referente a um pico no valor da força. Durante o movimento de batida à esquerda forma-se também um vórtice na parte posterior do corpo (PBV^l), também com formato tubular como o LEV , e que será emitido no próximo semi-ciclo, isto é, no movimento reverso da cauda. Finalmente, veja como o vórtice na borda de fuga TEV^l , resultado da fusão do LEV^r e PBV^r (produzidos no semi-ciclo anterior) é ejetado

³ Acrônimo da expressão original na língua inglesa *posterior body vortex*.

⁴ Acrônimo da expressão original na língua inglesa *leading edge vortex*.

⁵ Acrônimo da expressão original na língua inglesa *trailing edge vortex*.

à esteira originado o anel.

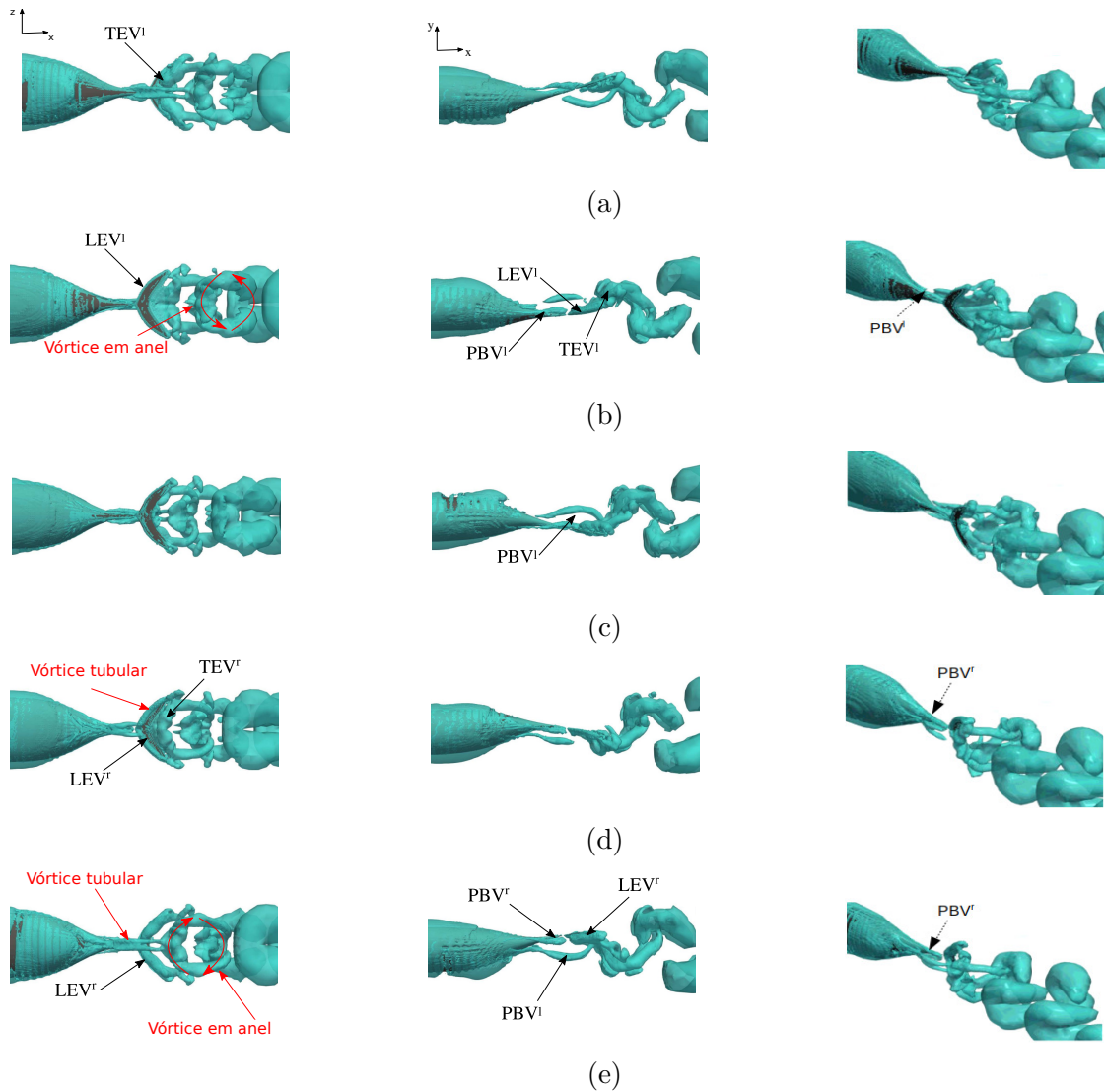


Figura 38 – Estruturas de vórtices tridimensionais para atum com $St = 0,413$ e $Re = 7 \times 10^5$; (a) $t_0 + 0, 2T$; (b) $t_0 + 0, 4T$; (b) $t_0 + 0, 6T$; (d) $t_0 + 0, 8T$ e (e) $t_0 + T$. Os vórtices foram representados pelo parâmetro critério-Q ($Q=0,1$).

Da mesma forma, no segundo semi-ciclo, onde o batimento da cauda é realizado à direita forma-se o vórtice na borda de ataque LEV^r , mas neste caso na parte esquerda da nadadeira caudal, sendo mais facilmente observado na Fig. 38d. Ao final do semi-ciclo, na posição de máxima amplitude se observa (Fig. 38e) como o LEV^r permanece totalmente colocado à cauda, correspondendo ao pico de força observado na Fig. 29d quando $t/T = 5,67$. De forma simultânea, note como o vórtice TEV^r (resultado do LEV e PBV formados no semi-ciclo anterior) é desprendido. Finalmente, veja-se como dos anéis de vorticidade são formados durante um ciclo completo, um em cada semi-ciclo. O sinal desses vórtices percebe-se de forma clara na Fig. 39, onde se revelam os níveis de vorticidade em um plano (xy), denominado AA' . Ademais, se apresentam as estruturas tridimensionais utilizando o critério-Q nesse plano, coloridas nos mesmos níveis de vorticidade. Essa figura

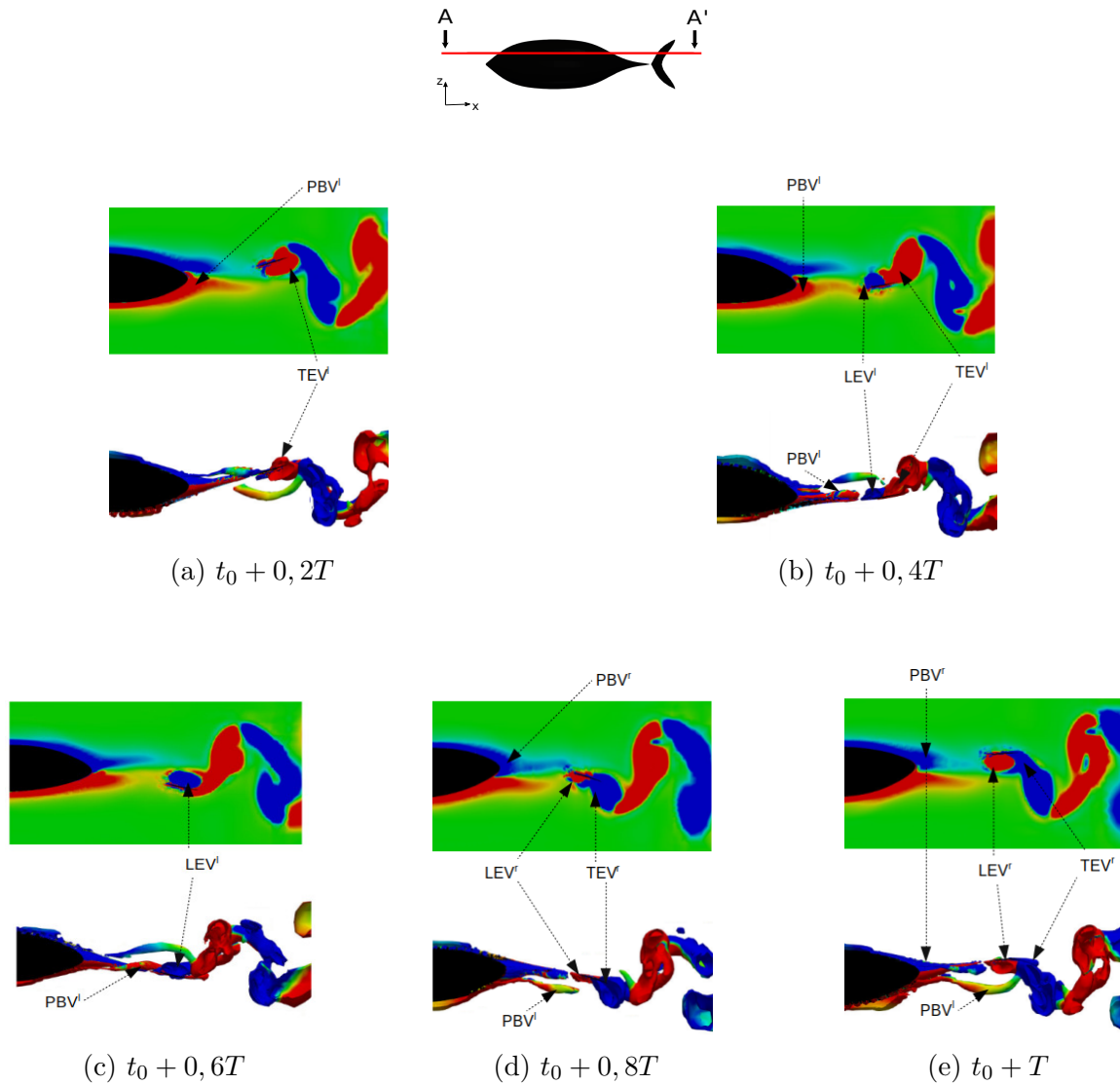


Figura 39 – Contorno da vorticidade adimensional ($\omega_z L/U_\infty$) sobre o plano AA', identificado na parte superior da figura. Apresentam-se também as iso-superfícies definidas pelo critério-Q coloridas com a vorticidade adimensional, considerando o mesmo plano, durante um ciclo completo. (a) t_0 ; (b) $t_0 + 0, 2T$; (c) $t_0 + 0, 4T$; (d) $t_0 + 0, 6T$; (e) $t_0 + 0, 8T$ e (f) $t_0 + T$, sendo $t_0 = 9s$. Para o atum com $St = 0, 413$ e $Re = 7 \times 10^5$.

permite entender melhor o sentido dos vórtices formados e posteriormente emitidos à esteira. Note como no movimento descendente da cauda, o LEV^l originado aparece na cor azul, para posteriormente ser ejetado (durante o movimento reverso) como TEV^r . Esse último vórtice, ocupará uma posição na esteira sob a linha de simetria, verificando novamente a topologia do tipo empuxo da esteira do atum na condição analisada. Por outro lado, no movimento ascendente (à direita) se forma um vórtice positivo que será despreendido durante o próximo semi-ciclo, fazendo com que o centro de vórtice se localize na parte superior do plano longitudinal.

Concluindo essa primeira análise, é importante destacar que a presença de vórtices

LEV totalmente colados à nadadeira caudal correspondem a picos na função força, e consequentemente, na geração de empuxo para a propulsão. Resultados condizentes com o apresentado foram reportados por Borazjani e Daghooghi (2013), Liu et al. (2017), Brooks e Green (2019), Mignano et al. (2019). Além disso, evidencio-se que os vórtices *PBV* se descolam do corpo e advectam a jusante, para fundir-se com a nadadeira caudal participando também das estruturas coerentes da esteira que são os vórtices em forma de anel, o que foi observado também por (LIU et al., 2017; BROOKS; GREEN, 2019).

Um estudo semelhante sobre a formação de vórtices é realizado para o lambari. Neste caso, diferentes configurações de $Re - St$ serão avaliadas para examinar os vórtice induzidos pelo corpo e nadadeiras em função da variação sistemática dos principais parâmetros adimensionais, para entender o papel que jogam na produção dos mesmos. Ademais, além dos vórtices anteriormente analisados, *PBV*, *LEV* e *TEV*, serão observados também os vórtices formados pelas aletas laterais, denominados *LFV*.

Em primeiro lugar, se investigam duas situações no regime de Reynolds $Re = 9 \times 10^4$, para os números de Strouhal 0,2 e 0,36 (Fig. 40), respectivamente, com o intuito de evidenciar as diferenças na formação dos vórtices que induzirão as esteiras de von Kármán tradicional e reversas, assim como as configurações de uma ou duas fileiras. Posteriormente, é analisada a situação referida à condição de equilíbrio em menor número de Reynolds, $\{St^* = 0,51; Re = 9 \times 10^3\}$, para contrastar o efeito do aumento de viscosidade nos vórtices (Fig. 41).

Na Fig. 40 apresentam-se duas configurações de nado do lambari em $Re = 9 \times 10^4$ quando $St = 0,36$ e $0,2$, respectivamente. Para cada caso, observam-se seis instantes do ciclo de natação, referidos pelas letras da *a-f*, sendo que as imagens na fileira acima *a-c* representam um semi-ciclo e consequentemente, as imagens *d-f* o seguinte. Em ambos os casos, a letra *c* alude ao instante $t_0 + 0,5T$ e *f* a $t_0 + T$. Os vórtices induzidos pelo lambari durante o nado exibem-se mediante as iso-superfícies do critério-Q (nas vistas em perspectivas e frontal) e no plano de corte longitudinal (xy) sendo $z = 0,013$, denominado AA' , observa-se o campo de vorticidade adimensional ($\omega_z L/U_\infty$). Primeiramente, olhando para a configuração que representa condição de equilíbrio, percebe-se como a formação dos vórtices *LEV* e *TEV* acontece de maneira similar ao caso do atum. Durante o primeiro semi-ciclo, onde o peixe experimenta o movimento à esquerda nota-se a formação do anel de vorticidade positivo (vermelho), chamado de V^l , resultado da fusão do TEV^l e os vórtices das nadadeiras laterais *LFV*, durante o ciclo completo. No lambari os vórtices do corpo são mais dificilmente observados já que colapsam com os das aletas laterais, antes de conseguir discerni-los e portanto, nas figuras apenas são indicados esses últimos, os *LFV*.

Durante o batimento à direita, vemos a emissão do TEV^r , resultado do LEV^l formado no semi-ciclo anterior, originado o anel de vórtice negativo (azul), chamado de V^r , que será emitido à esteira. Os vórtices laterais formados durante este batimento LFV^r

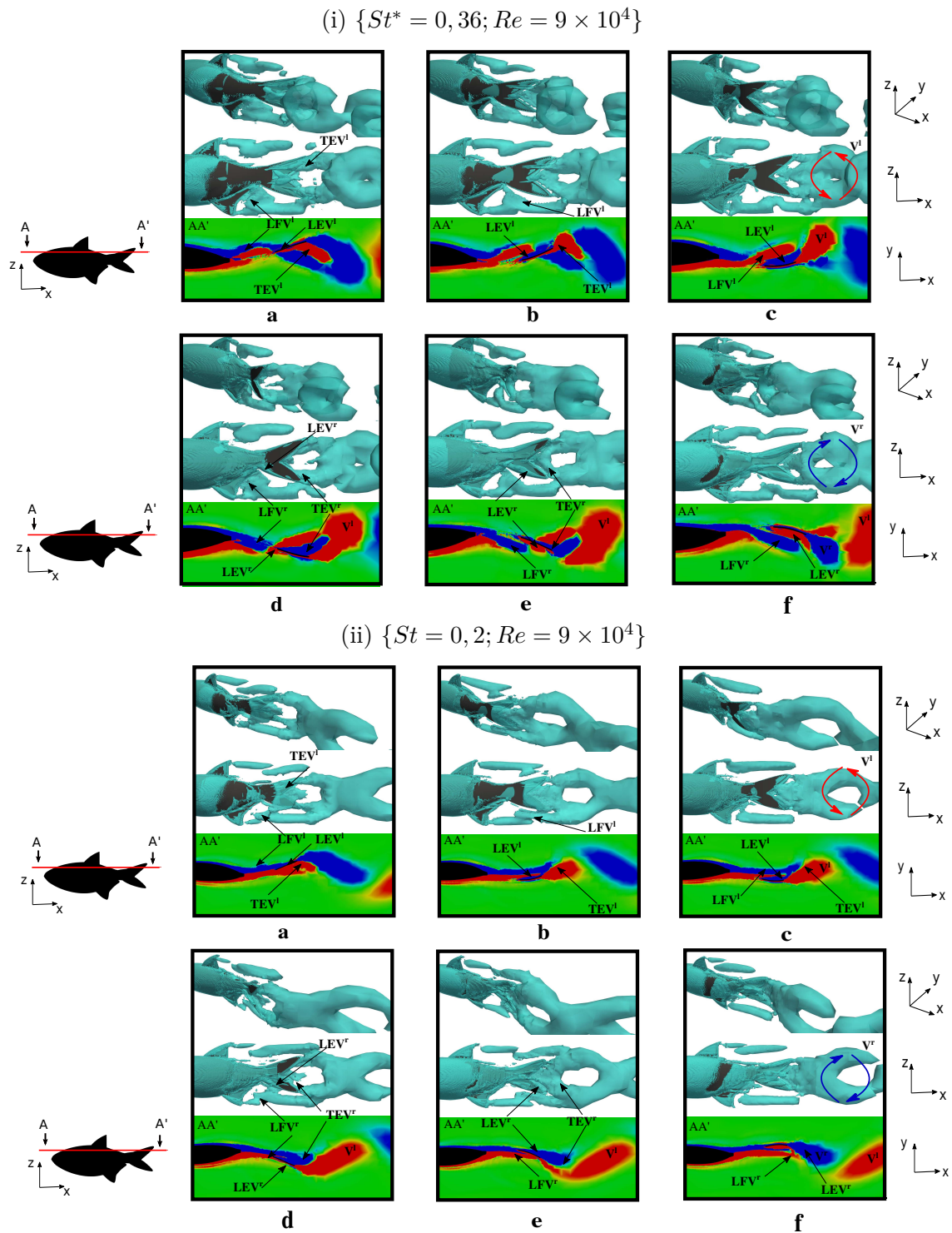


Figura 40 – Vistas em perspectiva e lateral, exibindo as estruturas de vórtices tridimensionais do lambari usando o critério-Q ($Q=0,1$), durante 6 instantes de um ciclo. Ademais, da vista frontal, representada no plano de corte AA' ilustrando o contorno de vorticidade adimensional ($\omega_z L/U_\infty$). Para as situações do lambari nadando sob as condições (i) $\{St^* = 0,36; Re = 9 \times 10^4\}$ e (ii) $\{St = 0,2; Re = 9 \times 10^4\}$.

(também na cor azul), fusionarão com o vórtice em anel durante o semi-ciclo seguinte, terminando de formar o vórtice. Veja ademais como os LFV desprendidos das nadadeiras

laterais em direção à esteira, têm afetado seu formato tubular pela nadadeira caudal, especificamente pela sua parte inicial, o pedúnculo caudal.

Na Fig. 40, observa-se ademais, na parte inferior, o ciclo de natação do peixe quando nada em mais baixa frequência, caracterizado pelo $St = 0,2$. Neste caso, os mesmos vórtices são originados durante o batimento da cauda em ambos sentidos porém notamos algumas diferenças significativas devidas à variação da frequência. Primeiramente, nota-se que frequências menores, com mais baixas velocidades laterais de cauda, levam a um menor deslocamento dos vórtices em torno a linha média. Da mesma forma, originam-se os vórtices V^l e V^r , durante os dois semi-ciclos do período, porém a emissão dos mesmos é mais lenta implicando que na esteira os vórtices positivos se localizam sob a linha média e os negativos acima dela. Isto resulta em uma esteira de von Kármán tradicional (do tipo arrasto), como já foi descrito anteriormente. Ademais, observa-se como os vórtices formados pelas aletas laterais estão menos influenciados pelo formato da nadadeira caudal. Já que conseguem avançar na direção a jusante sem interferir com a cauda, devido às menores velocidades laterais no movimento da nadadeira caudal.

A falta de empuxo em baixas frequências reportada em vários trabalhos na literatura é resultado da falta de aderência dos LEV à nadadeira caudal, afetando à auto-propulsão (BORAZJANI; DAGHOOGHI, 2013; BROOKS; GREEN, 2019). Fato também observado durante a análise do lamabari quando $St = 0,2$, já que os LEV produzidos não aparecem com a mesma intensidade que no caso $St^* = 0,36$, onde os vórtices em forma de tubo formados nas arestas de ataque são muito maiores.

Finalmente, o caso do lambari nadando sob a condição de equilíbrio ($St^* = 0,51$) no regime do escoamento de menor número de Reynolds ($Re = 9 \times 10^3$) é apresentado na Fig. 41. O objetivo é entender os efeitos de Re na situação onde as forças hidrodinâmicas de arrasto e empuxo estão balanceadas. Os vórtices LEV e TEV emergem de forma semelhante aos casos anteriores e nota-se como o LEV^r , facilmente observado nos instantes c e d , aparece novamente na forma tubular bem definido e colado à cauda. Ademais, veja como pelo efeito das forças viscosas maiores, a convecção dos vórtices laterais aparece mais lenta o que provoca a fusão deles com a parte posterior do corpo e a nadadeira caudal em maior grau que na situação de equilíbrio do escoamento em maior Re . Pode-se observar também como os vórtices uma vez desprendidos viajam mais lentamente na esteira devido ao aumento da viscosidade localizando-se mais próximos da nadadeira caudal pelo atraso da convecção do fluido.

Na literatura, estudos sobre os vórtices nas bordas de ataque e fuga na nadadeira caudal de peixes aparecem apenas nos últimos anos, na direção de análises semelhantes para insectos e pássaros, como comentado previamente. Portanto, trabalhos que relatem o estudo dos LEV não são ainda abundantes. Neste trabalho, aproveitou-se a flexibilidade oferecida pelas simulações numéricas, para contribuir à discussão sobre o assunto. Verificando que a

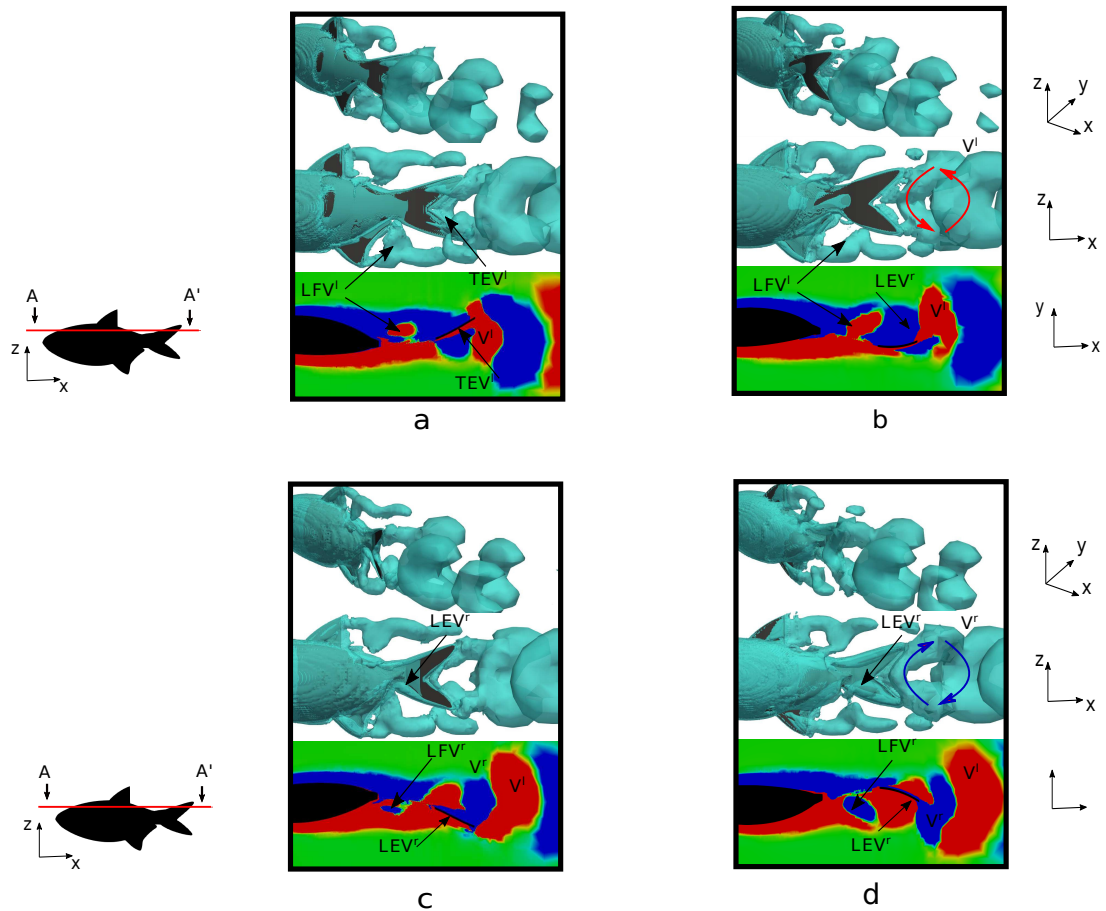


Figura 41 – Vistas em perspectiva e lateral, exibindo as estruturas de vórtices tridimensionais do lambari usando o critério-Q ($Q=0,1$), durante 4 instantes de um ciclo. Ademais, da vista frontal, representada no plano de corte AA' ilustrando o contorno de vorticidade adimensional ($\omega_z L/U_\infty$). Para as situações do lambari nadando sob a condição $\{St^* = 0,51; Re = 9 \times 10^3\}$.

produção desses vórtices e a aderência dos mesmos à nadadeira caudal, está intimamente relacionada à produção de forças de empuxo, observando-se esse comportamento nas situações de equilíbrio.

De forma geral, todos os resultados aqui obtidos são condizentes com as observações da literatura ($Re-St$), além de permitirem uma interpretação dos fenômenos hidrodinâmicos do nado. Posteriormente, o conhecimento adquirido até o momento a partir da análise simples do nado do peixe, será depositado no estudo da interação do mesmo com o escoamento turbulento induzido pela esteira da turbina hidrocinética.

6.2 Hidrodinâmica da turbina hidrocínética

No que segue, apresentam-se os resultados obtidos da simulação numérica do rotor da turbina hidrocínética HK10. Se analisam a curva característica da máquina ($C_p \times TSR$) e as principais variáveis cinemáticas, que permitirão caracterizar a esteira hidrodinâmica, para posteriormente conseguir avaliar o comportamento de um peixe nadando em um escoamento dessa topologia.

O comportamento da turbina hidrocínética é analisado mediante simulações CFD executadas no *software* OpenFOAM® a partir da técnica simplificada da linha atuadora. Os resultados obtidos se comparam com os extraídos de simulações empregando o *software* ANSYS-CFX, com mesmo domínio, densidade de malha e a geometria completa da máquina. Esses últimos já validados em alguns trabalhos como os reportados por [Macías et al. \(2019\)](#) e [Mendes \(2020\)](#).

Validações com resultados experimentais sempre trazem maior robustez a um estudo como este (que persegue a verificação de uma metodologia simplificada) já que nos aproximam à física real do problema. Sem embargo, a realização de testes em turbinas de grande porte carregam elevada complexidade operacional e custos. Porém, se efetuarão comparações com resultados extraídos de experimentos em túnel de vento, considerando um modelo do rotor HK10 na escala 1/10 ([MENDES, 2020](#)), realizando a transposição de resultados de modelo a máquina real com base na teoria da similaridade ([MACIAS et al., 2020a](#)).

A comparação dos escoamentos em problemas de diferente escala, realiza-se de acordo às leis de similaridade geométrica, cinemática e dinâmica. Como reportado por [Macias et al. \(2020a\)](#), as similaridades geométricas e cinemáticas são facilmente atingidas, devido a que na construção do modelo é fielmente respeitada a escala, e que os triângulos de velocidade incidentes nas pás dos dois rotores se garantem mediante a avaliação dos mesmos TSR . Por outro lado, a similaridade dinâmica, em problemas de grande diferença entre os números de Reynolds, para a máquina real e em escala, não é alcançada devido a divergências em fenômenos como o descolamento da camada limite ou a transição do regime laminar-turbulento. Neste sentido, [Macias et al. \(2020a\)](#) propuseram uma lei para transposição das curvas características, que permite estimar o desempenho da máquina real uma vez conhecido o comportamento do modelo em escala reduzida, corrigindo a falta de similaridade dinâmica anteriormente comentada.

Desta forma, com base na teoria da similaridade e nas correções propostas na literatura, [Mendes \(2020\)](#) e [Nunes et al. \(2019\)](#) avaliaram o desempenho da máquina real HK10 operando em água mediante os ensaios em túnel de vento do modelo em escala da mesma máquina. Neste trabalho, se empregam esses resultados, baseados na validação do coeficiente de potência, ademais de estabelecer novas comparações entre as variáveis

cinemáticas, fornecidas pelas diferentes metodologias numéricas e experimentais. Já que se esperam comportamentos aproximados desses resultados adimensionalizados devido à similaridade geométrica e cinemática entre os rotores.

6.2.1 Coeficiente de potência

O coeficiente de potência do rotor é apresentado na Fig. 42 para uma faixa de TSR aplicando as duas metodologias computacionais, o método simplificado da linha atuadora implementado no *software* OpenFOAM®, por um lado, e as simulações empregando malha móvel e a superfície do rotor *software* ANSYS-CFX, por outro, referidas no que segue como ALM e CFX, respectivamente. Em ambos casos, a velocidade do escoamento manteve-se constante e igual a $U = 2,5 \text{ m/s}$, variando a velocidade de rotação para obter o intervalo de TSR requerido para a análise. Portanto, uma simulação foi executada para cada ponto de funcionamento, caracterizado pela dupla $\{U - \Omega\}$, computando os resultados de C_p sempre na condição de regime permanente. Na Fig. 42 também se apresentam resultados para o coeficiente de potência extraídos de simulações empregando a metodologia BEM, executadas no *software* QBlade (MARTEN et al., 2013), tendo assim outra referência para comparar os resultados obtidos pelo ALM, já que parte do método da linha atuadora reside na metodologia BEM.

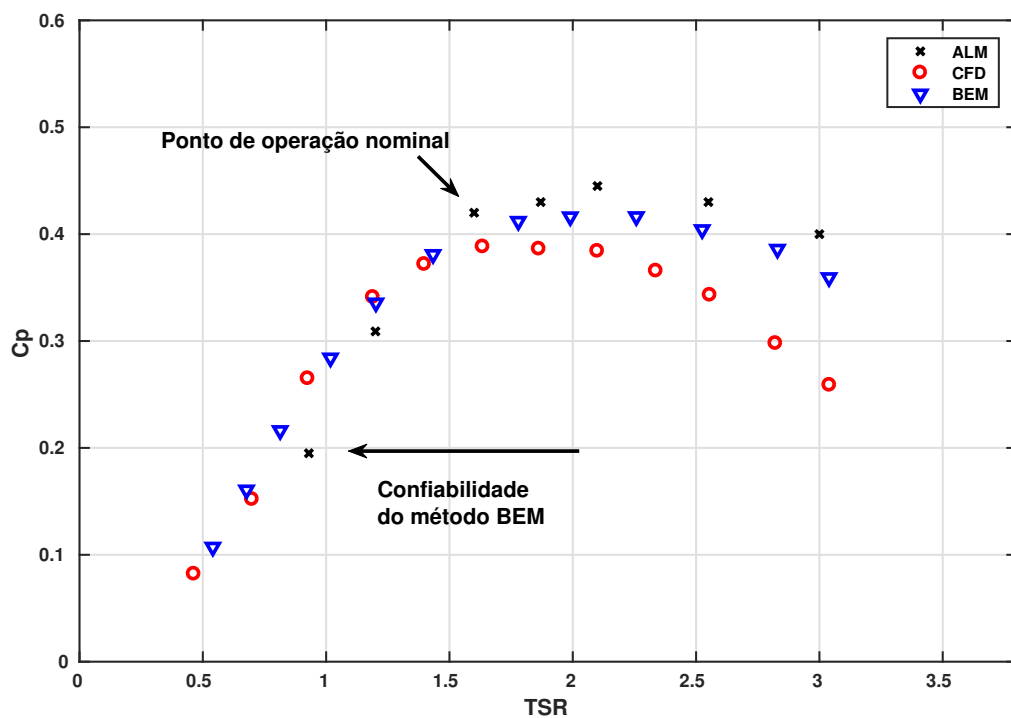


Figura 42 – Curva característica $C_p \times TSR$ do rotor HK10, comparando os métodos da linha atuadora (ALM), as simulações com rotor no ANSYS-CFX (CFX) e simulações utilizando o método BEM.

Os resultados atingidos pelo método ALM apresentaram boa coerência para uma ampla faixa de TSR se comparados com a curva BEM. Por outro lado, a Fig. 42 exibe como ambas curvas, BEM e ALM, não aparecem tão próximas à curva CFX no intervalo de TSR referente ao pré-estol da máquina, $TSR > 1,6$. Essa região vem caracterizada pela aderência do escoamento às pás, resultando mais complexo caracterizar as forças na camada limite nesses métodos e conseqüentemente, obtendo resultados menos satisfatórios. Conforme reportado nos trabalhos de [Simms et al. \(2001\)](#) e [Tangler James \(2002\)](#), os métodos BEM tendem a superestimar as curvas de eficiência de turbinas, $C_p \times TSR$, em regiões não tão próximas à região de operação nominal, o que é observado também neste trabalho. Nota-se ademais que em torno à condição de operação nominal, $TSR = 1,6$, os valores de C_p obtidos pelos diferentes métodos aparecem bastante próximos devido a que a camada limite é aderente à superfície de extradorso das pás, tendo em vista as condições de operação $\{U - \Omega\}$. Observe que para as condições nominais de operação, os resultados BEM (e por conseqüência ALM) em geral apresentam uma boa concordância com resultados CFX, sendo que $C_p = 0,41$ e $C_p = 0,40$ para ALM e BEM, e $C_p = 0,39$ para as simulações CFX.

Ademais, é possível estabelecer uma comparação mais ampla para os resultados no ponto de operação, utilizando os resultados experimentais em túnel de vento apresentados por [Mendes \(2020\)](#), como comentado previamente. Nesse trabalho, o autor realiza experimentos em túnel de vento para o rotor HK10 em escala 1/10, avaliando a mesma faixa de TSR . A partir dos resultados extraídos nos ensaios, consegue estimar o coeficiente de potência da máquina em escala real operado em água (caso aqui estudado), mediante a aplicação da lei de transposição proposta por [Macias et al. \(2020a\)](#), que corrige a falta de similaridade dinâmica. Portanto, [Mendes \(2020\)](#) fornece uma estimativa de C_p para a máquina real mediante os ensaios com um modelo da mesma, recuperando o valor de coeficiente de potência obtido nas simulação CFX, $C_p = 0,39$.

6.2.2 Caracterização da esteira

O objetivo nesta seção é caracterizar a esteira hidrodinâmica da turbina onde se identificam grandes déficits de velocidade e pressão, ao mesmo tempo que elevados níveis de turbulência. Os resultados obtidos mediante as simulações ALM da turbina hidrocínética HK10 são comparados com aqueles extraídos pelo método que inclui a geometria do rotor e malha móvel (CFX), para verificar uma adequada caracterização da esteira a partir do método simplificado que posteriormente será integrado nas simulações do nado de peixes. Ademais, será possível estabelecer também uma comparativa com os resultados obtidos nos experimentos em túnel de vento mediante anemometria de fio quente⁶, para o modelo em escala, devido à similaridade cinemática dos escoamentos. Como mencionado anteriormente,

⁶ Anemometria de fio quente é uma técnica de experimental dedicada à medição de velocidades de um escoamento.

todos os dados referentes aos ensaios em túnel de vento podem ser encontrados no trabalho de Mendes (2020). Assim como uma descrição mais detalha da metodologia empregada nas simulações CFX.

A comparação das esteiras neste trabalho reside na observação, principalmente, dos campos de velocidade, vorticidade e intensidade de turbulência. Antes de começar a análise de comparativa entre máquinas, se apresenta na Fig. 44 a evolução temporal das velocidades em dois locais da esteira, conseguindo visualizar o momento em que a máquina atinge uma condição de operação constante. Isto permitirá, por exemplo, escolher um intervalo de tempo apropriado para o cálculo do campo médio de velocidades.

Os locais escolhidos para essa análise vêm ilustrados na Fig. 43, onde se observam dois pontos localizados na esteira a $1D$ e $2D$ a jusante do rotor na coordenada axial e a $0,5D$ na direção transversal. Nota-se a partir da Fig. 44 que à distância igual a $1D$ os efeitos de rotor estão latentes. Observando que a cada ciclo da turbina aparecem 4 picos de velocidade, relacionados com o batimento de cada uma das pás. Fato não observado nas velocidades tomadas a dois diâmetros a jusante da máquina, onde a influencia da rotação da turbina não é significativa. Na figura exibem-se as velocidades na direção do escoamento e a magnitude do vetor velocidade, evidenciando a menor influencia das velocidades nas direções y e z na magnitude da velocidade, em relação a U_x , como exibido na Fig. 44. Observa-se ademais como a partir da quarta rotação ($t/T = 4$) claramente as velocidades não modificam sua tendência. Tanto a velocidade como o tempo se apresentam de forma adimensional segundo a velocidade do escoamento não perturbado ($U_\infty = 2,5m/s$) e o período de rotação da turbina ($T = 1,73$), respectivamente.

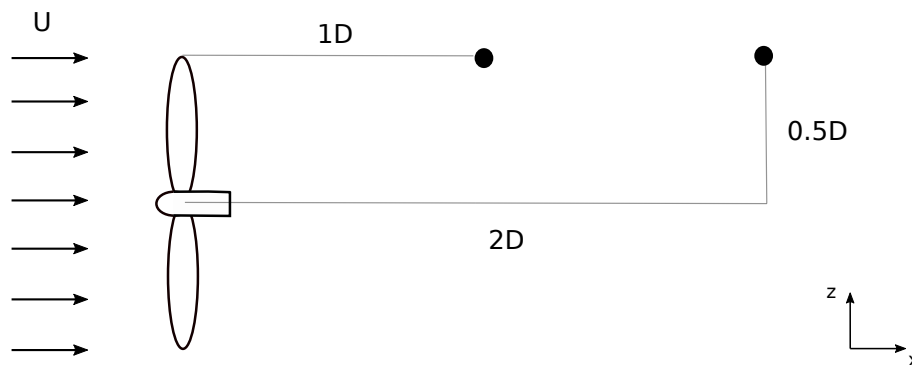


Figura 43 – Esquema dos locais de toma de velocidade, localizados na esteira a $1D$ e $2D$ a jusante do rotor, e coincidentes com a linha da ponta da pá.

Para começar com a validação do método ALM, a Fig. 45 apresenta os perfis da magnitude da velocidade média adimensional (U/U_∞) em diferentes posições a jusante do rotor ($x/D = 1; 2; 3; 4$), exibindo a evolução dos mesmos na esteira. Na figura, o eixo z/D corresponde à distância adimensionalizada tomando como origem o centro do rotor. A média das velocidades foi tomada em um intervalo de tempo de $6,86$ s correspondendo a 4

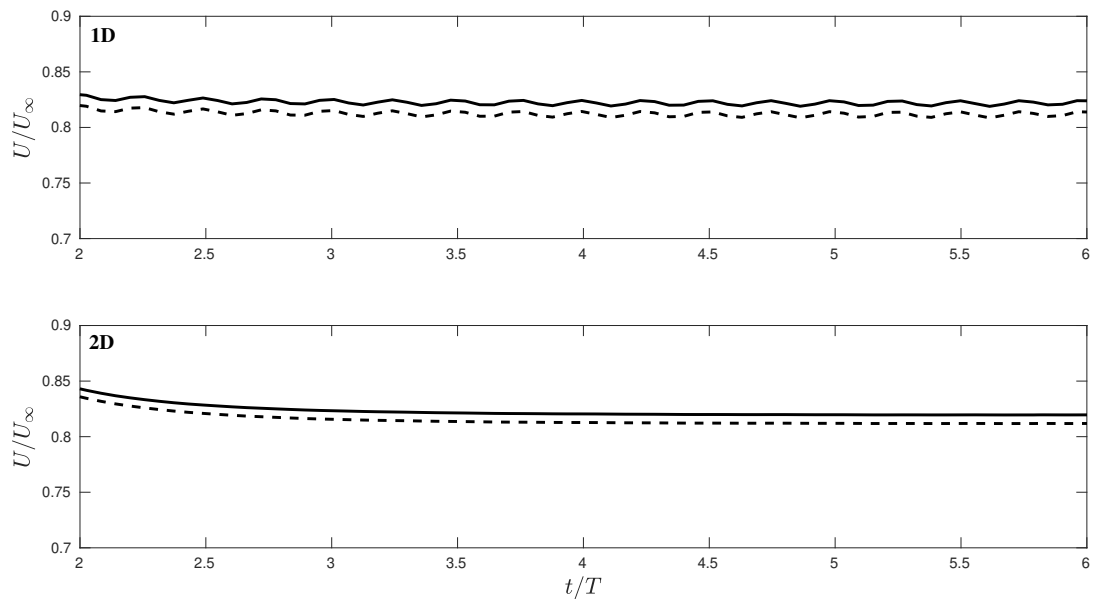


Figura 44 – Evolução temporal das velocidades adimensionais tomadas na esteira a $1D$ e $2D$ a jusante do rotor, e coincidentes com a linha da ponta da pá, isto é, a $0,5D$ na direção transversal. A linha preta pontilhada refere-se à velocidade na direção do escoamento (U_x) e a linha preta representa os valores da magnitude da velocidade, definida simplesmente como (U). A variável temporal também foi adimensionalizada empregando o período de rotação da máquina.

rotações completas, uma vez que o rotor atingiu o regime de funcionamento permanente, estabelecido segundo a Fig. 44 a partir da quarta rotação da máquina.

Observa-se que os perfis oriundos das duas técnicas numéricas (ALM e CFX) apresentam boa coerência em forma e magnitude, sendo muito similares nas zonas mais afastadas do centro do rotor, $|z/D| > 0,4$. A maior diferença entre as curvas percebe-se na região central da máquina compreendida pelo intervalo $|z/D| < 0,2$, referente à nacele da turbina. Esse contraste no déficit de velocidades é especialmente acentuado no perfil mais próximo ao rotor ($x/D = 1$) e conforme a distância a jusante aumenta as diferenças entre os perfis de velocidade diminuem. Portanto, é de esperar que esse comportamento se estenda à região de esteira distante onde o ALM apresentará uma aproximação também satisfatória no referente à recuperação do perfil de velocidade. Destacar que nas simulações ALM, a nacele foi representada por um cilindro horizontal de diâmetro $0,3$ m e modelado também pela técnica da linha atuadora, apreciando seu efeito nos perfis de velocidade, como observado. Na Fig. 45 apresentam-se ademais os perfis de velocidade ($x/D = 2; 3$) extraídos dos ensaios em túnel de vento para a máquina HK10 em escala $1/10$, reportados no trabalho de (MENDES, 2020). Como mencionado previamente, a similaridade cinemática entre ambos escoamentos é conservada devido a que a análise é realizada, em ambos casos, para condições de operação caracterizadas pelo adimensional $TSR = 1,6$. Veja como, os

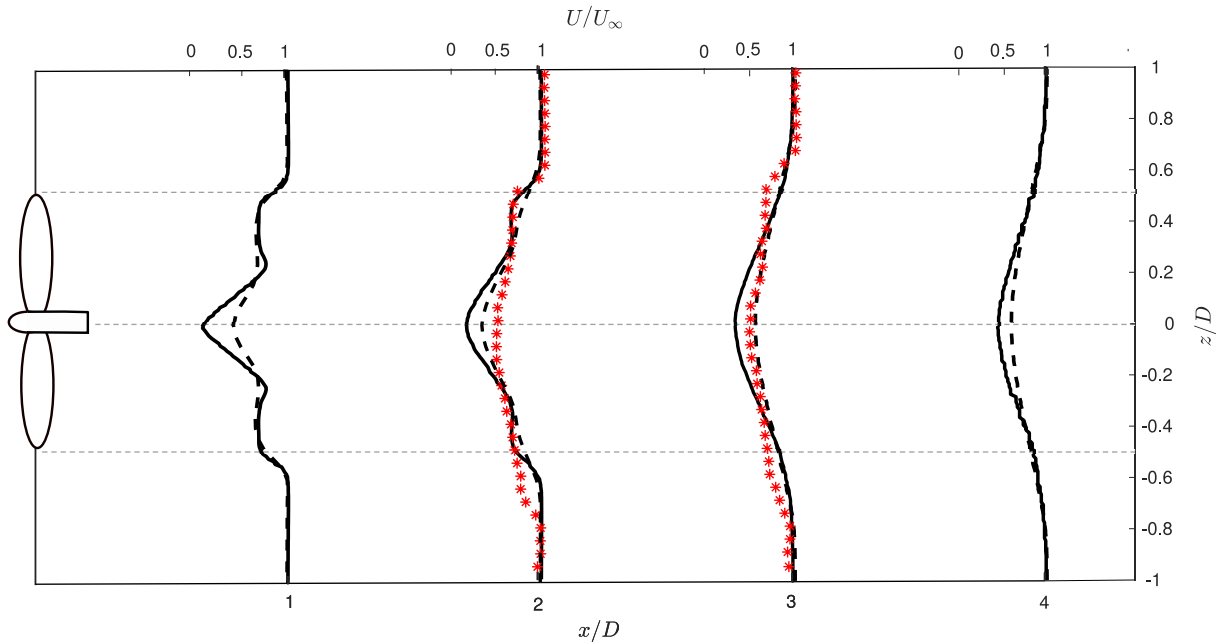


Figura 45 – Comparação dos perfis da magnitude de velocidade média a 1D, 2D, 3D e 4D a jusante do rotor no plano médio longitudinal nas simulações numéricas com (- -) o método da linha atuadora (ALM) e (—) considerando a geometria do rotor (CFX). Ademais, os perfis de velocidade a 2D e 3D a jusante do rotor foram validados com os resultados experimentais adimensionalizados obtidos no túnel de vento (**).

resultados experimentais e ALM se apresentam muito próximos nesses perfis. Ademais, observa-se também como no túnel de vento o efeito da queda de velocidade na nacele não se mostra tão acentuado quanto nas simulações CFX.

Continuando com a análise das variáveis na esteira, observa-se na Fig. 46, os perfis das velocidades perpendiculares ao escoamento, U_y (- -) e U_z (—). Embora sabendo que são pequenas frente à velocidade axial, de acordo às observações das velocidades na Fig. 44, é importante conhecer o comportamento das mesmas visando uma possível influência no nado do peixe. Primeiramente, nota-se a partir da Fig. 46 que as velocidades U_y são bastante menores que U_z , estando próximas de zero. Por outro lado, os perfis de velocidade U_z exibem valores mais elevados, especialmente na região mais próxima ao rotor. Neste ponto, destaca-se que o escoamento da esteira de uma turbina é um problema simétrico apenas respeito à componente axial, e portanto, as velocidades U_y e U_z , apresentam-se diferentes.

As velocidades U_z exibem seus máximos valores na região mais próxima ao rotor, e vão sendo atenuados conforme se avança na esteira. Observa-se que já na posição $x/D = 4$, os valores de U_z aparecem próximos a os de U_y . O que indica que a componente rotativa induzida pela turbina é quase inexistente à distância de 4D. Nota-se também como em cada perfil avaliado, aparecem dois máximos da velocidade, simétricos e em direções opostas, e a posição desses valores máximos se desloca na direção da ponta da pá conforme se

afastam do rotor. Em relação a esse comportamento, se identifica mediante a ilustração dos perfis de velocidade o formato cônico observado normalmente nas esteiras de turbina.

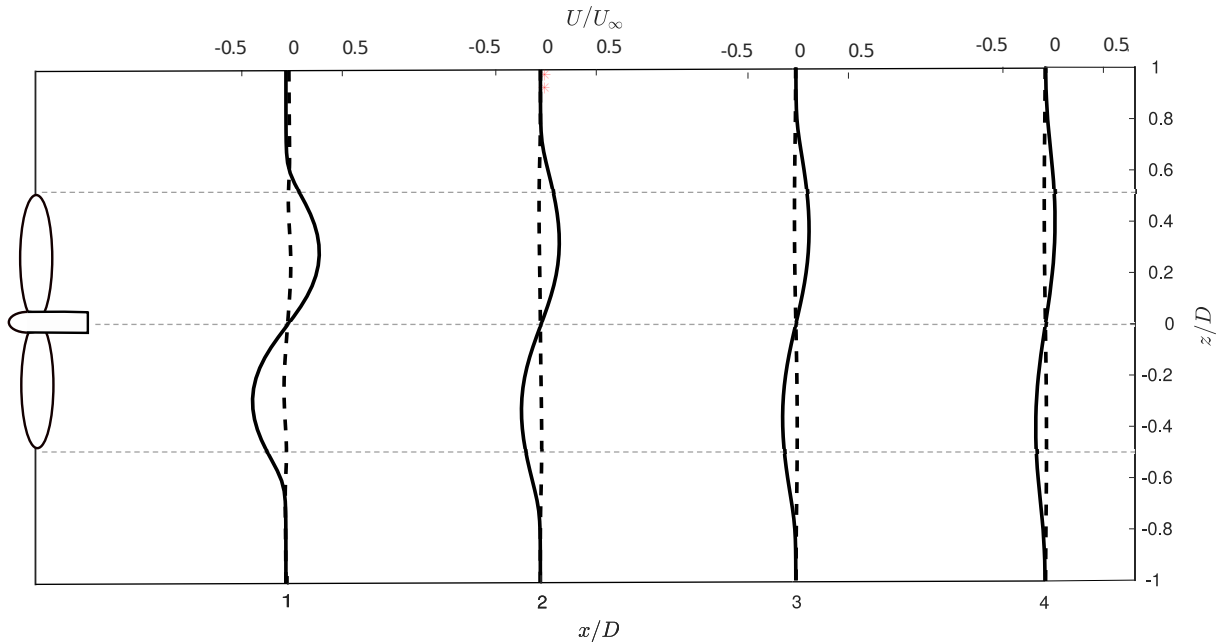


Figura 46 – Perfis de velocidade média adimensionais, U_y/U_∞ (- -) e U_z/U_∞ (—) a 1D, 2D, 3D e 4D a jusante do rotor no plano médio longitudinal nas simulações numéricas com o método da linha atuadora (ALM).

Ademais das velocidades, na Fig. 47 exibem-se os perfis de intensidade de turbulência nas mesmas regiões da esteira já avaliadas. Por um lado, para posteriormente poder estabelecer correlações entre o desempenho do peixe e esta variável do escoamento e por outro, porque eles foram também mensurados por Mendes (2020), durante os ensaios no túnel de vento, o que nos permite de novo a verificação do escoamento da esteira computado neste trabalho pela técnica ALM.

Primeiramente, observa-se como no plano mais próximo do rotor $X/D = 1$, a intensidade de turbulência apresenta os maiores valores observados. Ademais, nota-se como esse perfil apresenta dois máximos coincidindo com as regiões de ponta de pá, identificando a posição dos vórtices de ponta de pá. Por outro lado, observa-se como os valores de IT diminuem a medida que o escoamento se desenvolve e também como a área perturbada aumenta. Na posição $X/D = 1$, esta se limitava claramente a área do rotor e no caso $X/D = 4$ vai mais além. Ambos comportamentos, também observados nos perfis de velocidade, devem-se aos fenômenos de difusão e mistura do escoamento nas zonas mais afastada das esteira por causa da evolução do escoamento. Finalmente, observa-se como os perfis aqui apresentados para o rotor HK10 da máquina real exibem valores e tendências similares aos extraídos dos ensaios em túnel de vento para a máquina em escala.

A seguir, continuando com a análise da esteira, apresentam-se sobre o plano central longitudinal da turbina, as visualizações do campo de velocidade e vorticidade

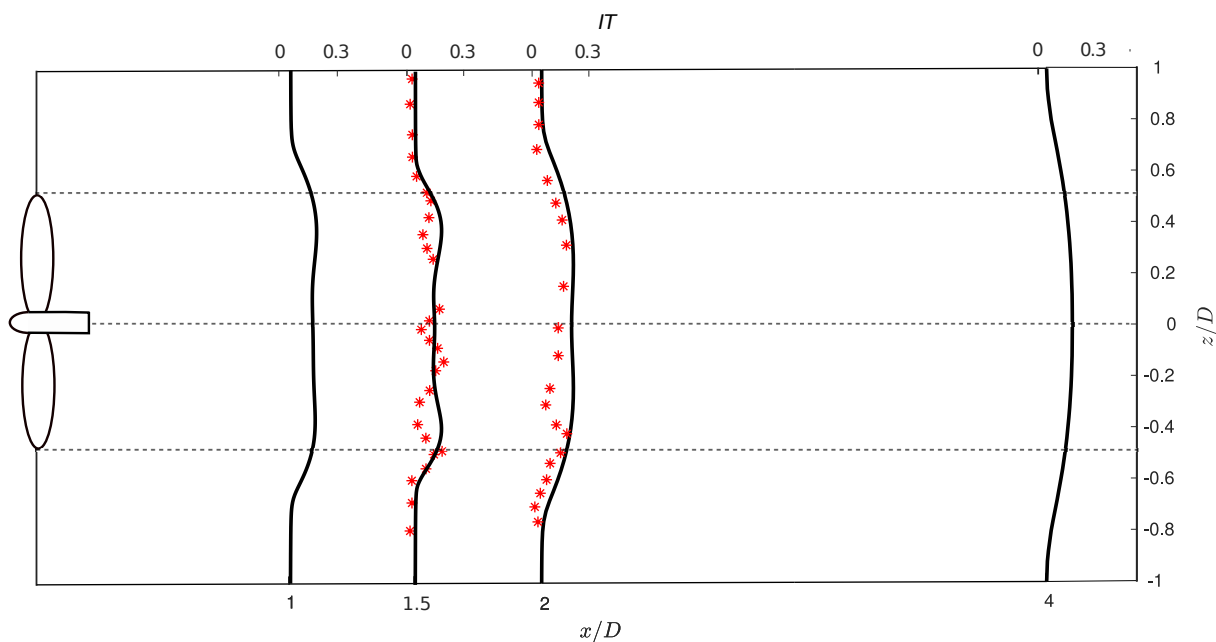


Figura 47 – Perfis de intensidade de turbulência média a 1D, 1,5D, 2D e 4D a jusante do rotor no plano médio longitudinal, nas simulações numéricas com o método da linha atuadora (ALM) e nos experimentos no túnel de vento (**).

adimensionais, no ponto de funcionamento da máquina. A Fig. 48 ilustra os resultados do contorno de velocidade para ambos os métodos que exibem uma grande semelhança no mapa de cores na região da esteira próxima, zona a jusante do rotor compreendida pela região até 4D aproximadamente (VERMEER; SØRENSEN; CRESPO, 2003). Na Fig. 48 aparecem na forma de linhas pontilhadas os locais na esteira onde foram computados os perfis de velocidades exibidos na Fig. 45, para facilitar o entendimento do leitor.

Além da semelhança qualitativa no campo de velocidades observada na região da esteira, destacam-se as similitudes nos níveis de velocidades atingidos nas zonas do extradorso e intradorso das pás, onde se aprecia a diminuição e o aumento de velocidade, respectivamente. Fato observado pela mudança de coloração azul e vermelha nessas regiões. Notam-se também algumas discrepâncias entre os resultados obtidos pelos dois métodos empregados, ALM e CFX. A principal delas reside na maior queda de velocidade observada na situação que considera a superfície do rotor, exibindo a esteira na região central uma cor azul mais intensa, como mostrado na imagem superior da Fig. 48, e que vem relacionado ao efeito de bloqueio ao escoamento da nacele. Na esteira computada pelo ALM, nota-se como a velocidade apenas começa a diminuir após dois diâmetros a jusante do rotor e além do mais, não têm a mesma intensidade. Isto também se percebe na Fig. 45, fundamentalmente, no perfil relativo à distâncias $x/D = 1$ que aparece mais achatado na região central. Porém, mesmo a nacele criada pelo ALM não mostrando o mesmo efeito que quando se considera a geometria plena, consegue aproximar o comportamento desejado. Na situação hipotética de não considerar o cilindro atuador como nacele no ALM, veríamos a região central da esteira como um jato de alta velocidade, já que não existiria geometria bloqueando o

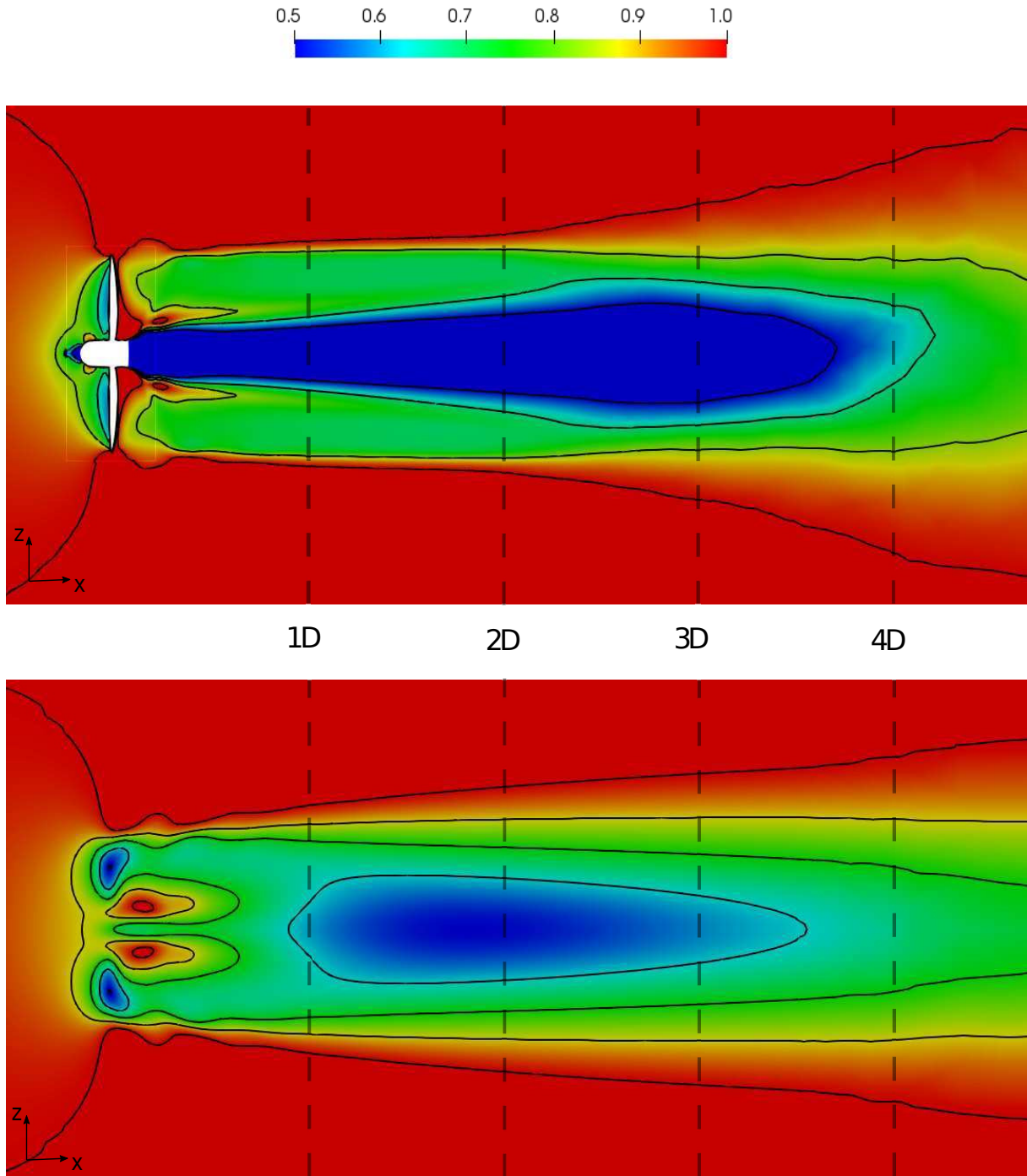


Figura 48 – Comparação dos campos de velocidades adimensionais U/U_∞ no plano médio longitudinal nas simulações numéricas utilizando os métodos: simulações ANSYS-CFX com geometria do rotor (acima) e método simplificado da linha atuadora ALM (abaixo). Referem-se em linhas pontilhadas as distâncias ao rotor na esteira: 1D, 2D, 3D e 4D.

escoamento. Esse comportamento é observado em numerosos trabalhos empregando o método da linha atuadora (MARTÍNEZ-TOSSAS; CHURCHFIELD; MENEVEAU, 2015;

RAVENSBERGEN; MOHAMED; KOROBENKO, 2020).

As linhas pretas contínuas da Fig. 48 são curvas representando os níveis de velocidade, observa-se como em ambos casos seguem o mesmo padrão. Primeiramente, veja como as linhas exteriores se expandem a jusante do rotor envolvendo a esteira próxima com uma abertura similar porém, ligeiramente maior no caso da simulação com rotor. A montante, as curvas apresentam também um comportamento quase idêntico aparecendo os contornos com uma forma semicircular em ambos casos. Por outro lado, as linhas internas representam 3 níveis de velocidade nas duas simulações. Observa-se como a linha referente à menor velocidade (a que envolve a região na cor azul) contem o máximo déficit de velocidade, e que nas duas situações finaliza na mesma distância.

Em geral, a aparência de ambos planos onde aparecem diferentes níveis de velocidade é bastante semelhante. Além do mais, permitem a identificação da região da esteira após a turbina, caracterizada pelo déficit de velocidade e a forma de cunha, na que o fluxo vai abrindo a medida que se afasta do rotor. Antes de apresentar o campo de vorticidade no plano longitudinal da turbina, da mesma forma que feito para a velocidade, mostra-se na Fig. 49, planos transversais do rotor exibindo o campo de velocidade desde outra perspectiva.

Nas Fig. 49a e 49b observa-se a distribuição da velocidade no plano do rotor, para os métodos com e sem rotor, com comportamentos similares. Nota-se na região das pás uma zona de menor velocidade no método ALM, devido à ausência de geometria no método simplificado. A Fig. 49c exhibe o campo de velocidade representado em planos transversais da esteira a várias distâncias a jusante do rotor, as mesmas que apresentadas nos perfis de velocidade na Fig. 45. Novamente, percebe-se como principal discrepância entre os métodos a região central da esteira próxima de baixa velocidade, que aparece maior e mais acentuada nas simulações com rotor. Veja-se ademais que essa característica desaparece na distância de $4D$, região final da esteira próxima onde a geometria do rotor não é determinante na topologia da esteira. Ademais, observa-se como já nessa distância foi superada a região onde ocorre o máximo déficit da velocidade.

A Fig. 50 mostra os campos de vorticidade adimensionais, também no plano médio longitudinal, para ambos métodos numéricos. Observa-se como os resultados obtido pelo método ALM recuperam os extraídos da simulação resolvendo o problema completo, exibindo campos de vorticidade semelhantes em morfologia e intensidade. Da mesma forma que na discussão anterior, a divergência entre as figuras vêm relacionada à presença da nacele, que induz uma zona de maior vorticidade na linha central, onde ocorre o vórtice de raiz. A distâncias maiores que $3D$ os campos de vorticidade apresentam comportamentos semelhantes.

Na Fig. 51 apresentam-se as estruturas de vórtices do rotor mediante as iso-superfícies representadas a partir do critério-Q coloridas com os níveis da magnitude da

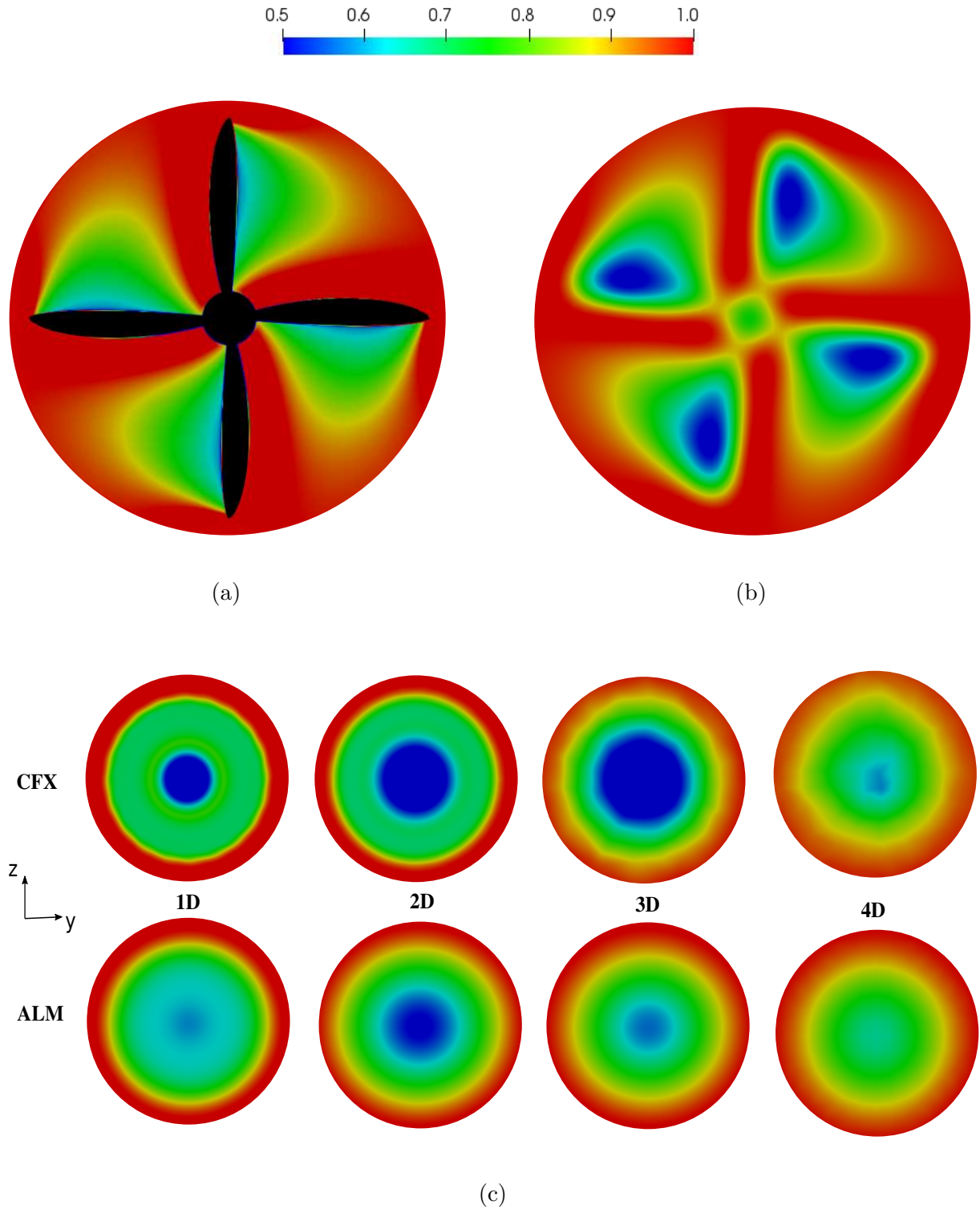


Figura 49 – Comparação dos campos de velocidades adimensionais U/U_∞ no plano transversal do rotor nas simulações numéricas utilizando os métodos: (a) simulações ANSYS-CFX com geometria do rotor (CFX) e (b) método simplificado da linha atuadora ALM (ALM); (c) Representa diferentes plano transversais a jusante do rotor nas distâncias 1D, 2D, 3D e 4D, para o método com geometria do rotor completa (CFX), acima, e o método simplificado da linha atuadora (ALM), abaixo.

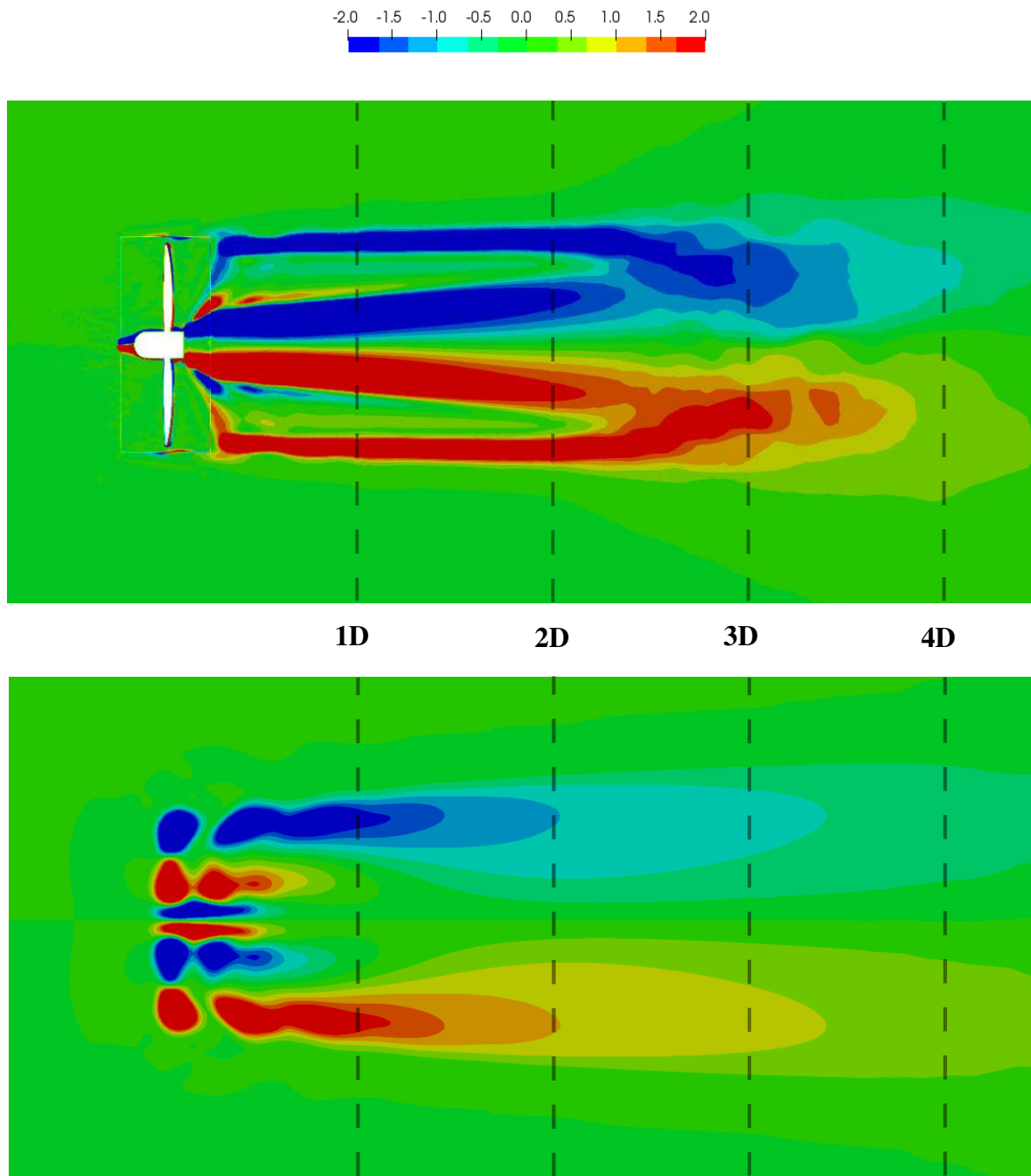


Figura 50 – Comparação dos campos de vorticidades adimensionais $\omega_z D/U_\infty$ no plano médio longitudinal nas simulações numéricas utilizando os métodos: simulações ANSYS-CFX com geometria do rotor (imagem superior) e método simplificado da linha atuadora ALM (imagem inferior). Referem-se em linhas pontilhadas as distâncias ao rotor na esteira: 1D, 2D, 3D e 4D.

velocidade. Veja como é possível identificar as estruturas coerentes próprias da esteira de uma turbina de eixo horizontal tais como os vórtices de ponta de pá e os vórtices de nacele. A quebra das estruturas coerentes, sem embargo, não pode ser observada já que as simulações realizadas foram limitadas à região da esteira próxima.

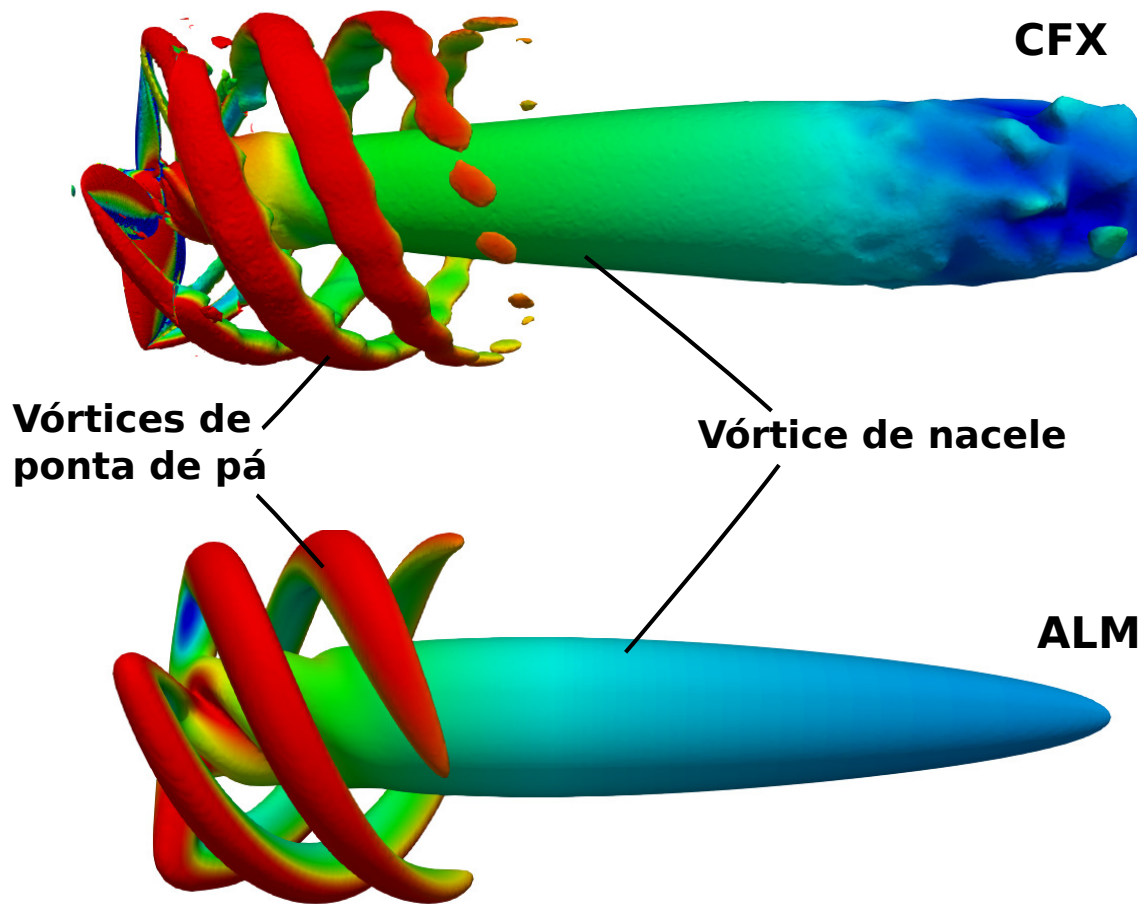


Figura 51 – Comparação das estruturas de vórtices tridimensionais a partir das isosuperfícies criadas com o parâmetro critério-Q ($Q=0.3$) nos métodos: simulações ANSYS-CFX com geometria do rotor (CFX) e método simplificado da linha atuadora (ALM).

Em ambos casos, o vórtice de ponta de pá observa-se como a estrutura com formato helicoidal que aparece na cor vermelha localizada logo após o rotor, resultado das elevadas velocidades angulares nessa região. Por outro lado, o vórtice de nacele, com forma cilíndrica, localiza-se na zona central da esteira próxima, e aparece na cor verde/azul representado a zona de baixa velocidade influenciada pela nacele do rotor. Os dois métodos apresentam resultados muito similares no que concerne à formação das estruturas coerentes da esteira, fazendo com que o método ALM escolhido neste trabalho apareça apropriado para o fim requerido, conseguir um escoamento que represente ao fluxo de uma esteira hidrodinâmica.

Destacar que os resultados exibidos oferecem apenas a identificação do fluido na esteira próxima, apresentada aqui pelo comprimento de $4D$. Ainda nessa região, as

estruturas coerentes de ponta de pá e raiz aparecem bem definidas, mas a medida que o escoamento se distancia do rotor, os vórtices de ponta de pá e raiz começam colapsar um ao o outro, delimitando assim o final da esteira próxima e formando estruturas menores que irão se difundir ao longo da esteira distante.

A metodologia da linha atuadora pode não ser o método mais adequado se o objetivo é analisar de forma aprofundada o desempenho de uma máquina porque trata-se de um método simplificado onde a geometria do rotor não intervêm como superfície, sacrificando alguns aspectos como a caracterização dos efeitos na camada limite. Mas, visando nosso objetivo, que consiste em reproduzir um peixe nadando na esteira de uma turbina hidrocínética, o método ALM, aparece como uma forma satisfatória para abordar o problema. Considerando que induz todas as estruturas de vórtices principais em um escoamento dessa topologia e que os requisitos computacionais são menores, tanto na malha empregada, com todos os elementos hexaédricos e sem necessidade de malhar superfícies, como em níveis de cálculo, já que não precisa resolver escoamento na camada limite da superfície das pás. Ademais, a validação dos resultados de acordo aos experimentos em túnel de vento para a máquina em escala elevam a confiabilidade do método aqui construído.

Finamente, no apêndice B apresenta-se um estudo numérico utilizando o método ALM acoplado à metodologia LES (ALM-LES), reproduzindo exatamente o problema de túnel de vento da máquina em escala desenvolvido no trabalho de Mendes (2020), onde também se observa a coerência dos resultados fornecidos pelas diferentes metodologias. Com este estudo, demonstra-se o domínio sobre o método ALM e a abrangência do mesmo, que no futuro permitirá realizar avaliações mais precisas da esteira devido às simulações de grandes escalas.

6.3 Hidrodinâmica turbina-peixe

Nesta seção apresentam-se os resultados das simulações envolvendo turbina e peixe, visando o entendimento do papel que joga o escoamento induzido por um rotor hidrocínético sobre o nado de um peixe. A turbina hidrocínética empregada para a análise é a máquina HK4, apresentada previamente, e o peixe escolhido é o atum, já investigado nas seções anteriores. Nesse sentido, se analisam diferentes configurações modificando a posição do peixe na esteira da máquina, a frequência de natação do mesmo, a velocidade do escoamento não perturbado e a rotação da turbina. Para uma melhor organização da seção, as situações analisadas classificam-se em dois grupos baseadas no valor da velocidade na corrente livre recolhidas em duas subseções.

6.3.1 Configurações com $U = 0,7 \text{ m/s}$

Em primeiro lugar, considera-se a situação onde a velocidade do fluxo livre é $0,7 \text{ m/s}$, como foi estabelecido anteriormente no estudo do nado do atum, o que permitirá estabelecer comparações de desempenho entre os casos com e sem turbina. O peixe posicionou-se no centro do domínio a uma distância de $2D$ a jusante do rotor, e a frequência de nado foi escolhida como $\omega = 13 \text{ rad/s}$, replicando a situação já investigada durante o estudo desse peixe caracterizada pelo $St = 0,413$.

Na situação avaliada, o ponto de operação da turbina foi escolhido como $TSR = 1,6$, ao igual que na seção anterior onde foi investigado o comportamento da máquina. Neste caso, por ser a velocidade do escoamento livre igual a $0,7 \text{ m/s}$, a velocidade de rotação da máquina foi determinada em $\Omega = 1,02 \text{ rad/s}$. A Fig. 52 exibe a evolução temporal dos coeficientes de força atuantes sobre o peixe durante 4 ciclos de rotação da máquina, correspondendo a $24,7 \text{ s}$ de tempo. Nela, a linha azul representa as forças do peixe nadando em escoamento não perturbado, e as linhas em preto referem-se as forças quando ele nada no escoamento induzido pelo rotor.

Na mesma figura, as linhas verticais na cor vermelha indicam os instantes destacados nas Fig. 53 e 54, onde se exibem os campos de velocidade e vorticidade adimensionais, respectivamente, ajudando a relacionar os esforços com a topologia do campo fluido em cada instante. Note que a variável força foi apresentada de forma adimensional, empregando para isso a força do peixe como corpo rígido em velocidade constante do escoamento livre, tal e como foi realizado no estudo prévio do peixe.

Baseado nas Fig. 52 e 53 nota-se como, inicialmente, os esforços nas situações com e sem turbina aparecem coincidentes até o instante em que o escoamento da esteira encontra o peixe, como exibido na primeira imagem da Fig. 53 que representa o instante $t = 6,4 \text{ s}$. A partir desse momento, observa-se como o coeficiente de força na direção do escoamento, $C_{Fx}(t)$, cresce para posteriormente diminuir. Sendo esse aumento devido principalmente à

interação do peixe com a região do escoamento em baixa velocidade (causado pelo efeito de bloqueio da nacele), como observado no instante $t = 8,5 s$ na Fig. 53. Comportamento esperado já que é sabido que um peixe nadando em uma frequência específica em um escoamento de menor velocidade é capaz de produzir maiores forças propulsivas.

Subsequentemente, observa-se a diminuição dos esforços originada pelo avanço da região de mínima velocidade, que deixa o peixe nadando novamente em um escoamento em velocidade mais alta. Ademais, a massa de fluido em baixa velocidade responsável anteriormente pelo aumento dos esforços, encontra-se agora a jusante do peixe absorvendo uma parte importante da esteira do mesmo, como ilustrado na Fig. 53 no instante $t = 13,2 s$, onde já não é possível apreciar o jato propulsivo trás o peixe. Por outro lado, olhando para o campo de vorticidade na Fig. 54, nota-se mais claramente a modificação na esteira do peixe, pela notável redução no comprimento da mesma se comparada com a exibida antes de encontrar o escoamento da turbina.

Desde o campo de velocidade, na seguinte imagem $t = 15,5 s$ observa-se que existe uma nova região de baixa velocidade aproximando-se ao peixe. Uma vez atingida essa região, o valor médio de \bar{C}_{Fx} exibe um pequeno aumento, que pode ser notado na evolução do coeficiente de força na direção do escoamento na Fig. 52, durante o intervalo aproximado compreendido entre $t = 14 s$ e de $t = 16,7 s$. Após esse intervalo, observam-se outras flutuações na tendencia da função dos esforços, especificamente na direção x , provocadas pela evolução da região de baixa velocidade e sua interação com peixe. Contudo, as diferenças no valor médio de \bar{C}_{Fx} são pequenas devido a que as variações no valor médio da velocidade são reduzidas. Nas Fig. 53 e 54, mostram-se ademais os campos de velocidade e vorticidade durante a evolução da esteira nos instantes $t = 16,8 s$ e $t = 24,2 s$, apreciando diferenças na região central de menor velocidade como foi previamente comentado, devido à continua evolução do escoamento.

O valor médio do coeficiente de força na direção do escoamento \bar{C}_{Fx} quando o peixe nada em um escoamento não perturbado foi computado como 0,37, sem embargo, quando nada na esteira da turbina, na situação descrita acima, a média dos esforços no sentido oposto ao escoamento é estimada em $\bar{C}_{Fx} = 1,12$, o que representa um aumento considerável no referente à propulsão do peixe. Essa média foi realizada durante os últimos 13 ciclos de deformação do peixe, apresentados na Fig. 52, que correspondem aproximadamente a um ciclo do rotor. Destacar que o valor de \bar{C}_{Fx} reportado é apenas um valor aproximado que permite estabelecer a comparação com a situação sem turbina, já que será necessário atingir o estado permanente do problema para computar as forças sobre o peixe de forma confiável. Veja que durante o intervalo de tempo apresentado, até 24,7 s (4 ciclos completos do rotor), ainda não foi possível observar o comportamento permanente do escoamento, nem nas forças desenvolvidas pelo peixe nem no campo de velocidade. De qualquer forma, alguns pontos fundamentais sobre a evolução da esteira induzida pelo rotor

e a sua interação com um peixe nadando poderão ser evidenciados a partir desta análise. Sendo que ademais, mesmo não havendo atingido um estado permanente, as mudanças tanto no campo de velocidade como no desenvolvimento das forças se preveem mínimas, pelo observado nos últimos instantes de tempo.

Além do estudo das forças na direção do escoamento, é necessário analisar os esforços laterais devido a que um escoamento perturbado apresenta componente de velocidade em todas as direções. Observando a Fig. 52, nota-se como a amplitude dos esforços na direção y (direção de deformação do peixe) aumenta e como também, a forma da onda é modificada devido à interação com as estruturas tridimensionais presentes no escoamento induzido pelo rotor. Nesta direção, o comportamento dos esforços apresenta mudanças ao início do encontro do peixe com a esteira do rotor, mas rapidamente se estabilizam notando menos influência às variações do escoamento que as forças axiais. Devido à menor dominância das velocidades na componente y na esteira da turbina, como reportado no estudo da seção anterior. Por outro lado, como esperado, pela maior importância das velocidades na direção z , a mudança no comportamento dos esforços é claramente significativa. Observa-se como a amplitude dos mesmos na configuração sem turbina é desprezível enquanto que, na situação analisada, a função $C_{Fz}(t)$, apresenta um comportamento senoidal com pequenas mudanças de amplitude segundo as variações do escoamento com a evolução da esteira. Os coeficientes médios dos esforços nas direções transversais apresentam os seguintes valores, $\bar{C}_{Fy} = 0,004$ e $\bar{C}_{Fz} = -0,036$, não parecendo significativos frente ao esforço axial $\bar{C}_{Fx} = 1,12$. O motivo se atribui a que as velocidades nessa região central são reduzidas quando comparadas com a velocidade em escoamento livre, que neste caso de estudo não é precisamente uma alta velocidade. Para aumentar a abrangência da análise, mais adiante se apresentam resultados considerando uma velocidade de escoamento livre maior, o que permitirá demonstrar se a produção das forças transversais nessa direção é realmente importante.

Desde o campo de vorticidade na Fig. 54, observa-se que os vórtices emitidos pelo peixe durante o batimento da cauda se dispõem tal que uma esteira de von Kármán reversa, o que faz com o peixe experimente uma força resultante de sentido contrário ao escoamento que permite o empuxo do mesmo, como bem indica o valor de \bar{C}_{Fx} . Veja-se na figura, como os vórtices vermelhos (positivos) se localizam na parte superior do plano de simetria xy , e os azuis (negativos) ocupam posições sob o mesmo. Nota-se também, como comentado previamente, o encurtamento da esteira uma vez que o escoamento em baixa velocidade atinge a esteira do peixe. Ademais, é observado como a região central do domínio é uma zona de baixa vorticidade, o que condiz com que os esforços transversais sejam reduzidos já que a componente rotativa do fluido é pequena.

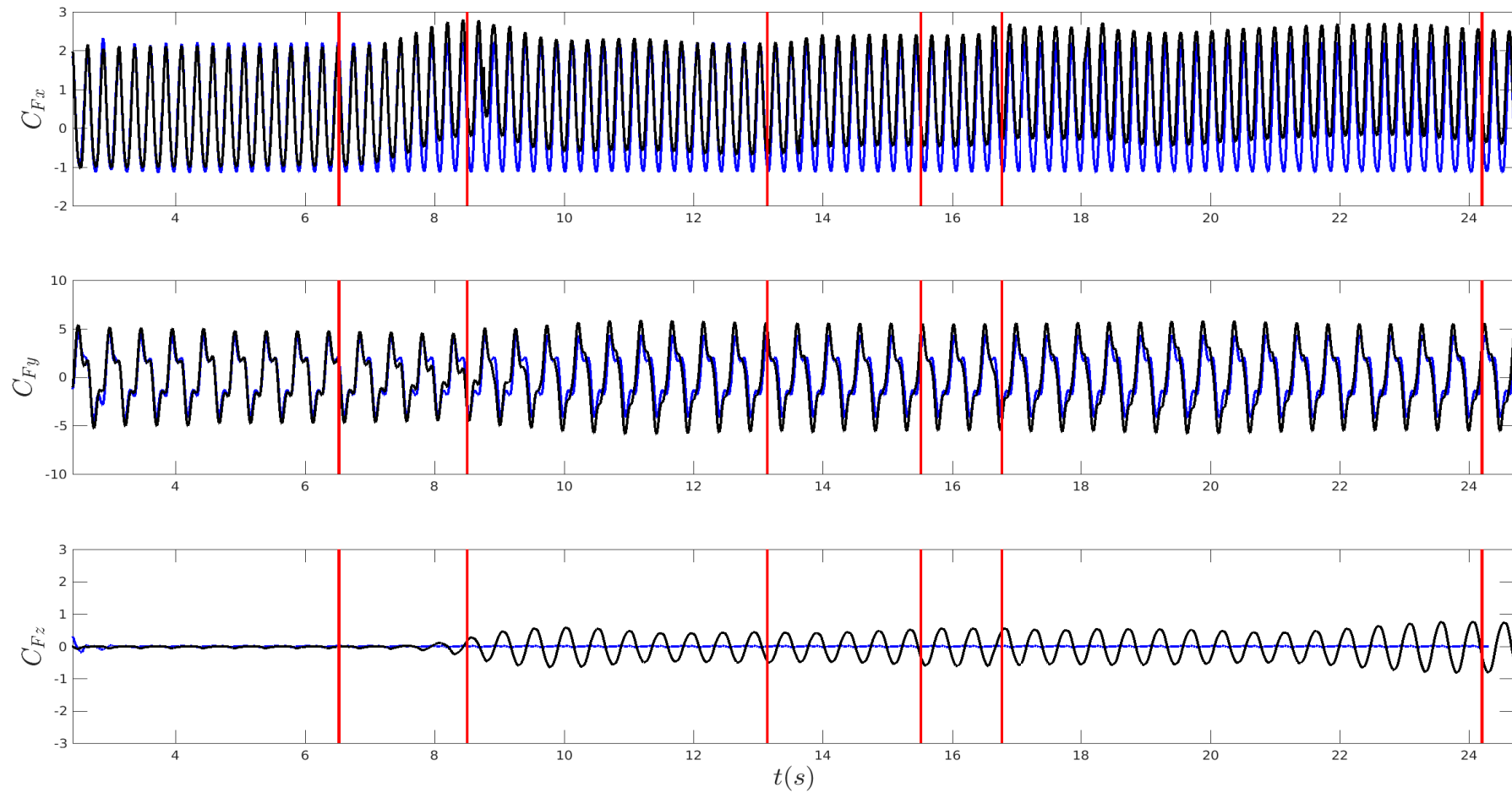


Figura 52 – Evolução temporal dos coeficientes de forças adimensionais C_{Fx} , C_{Fy} e C_{Fz} , localizando-se o peixe a $2D$ a jusante do rotor e nadando sob o número de Strouhal, $St = 0,413$ ($\omega = 13 \text{ rad/s}$ e $U = 0,7 \text{ m/s}$). As linhas vermelhas verticais indicam os instantes $t = 6,4; 8,5; 13,2; 15,5; 16,8; 20,2 \text{ s}$, referentes aos campos de velocidade e vorticidade nas Fig. 53 e 54.

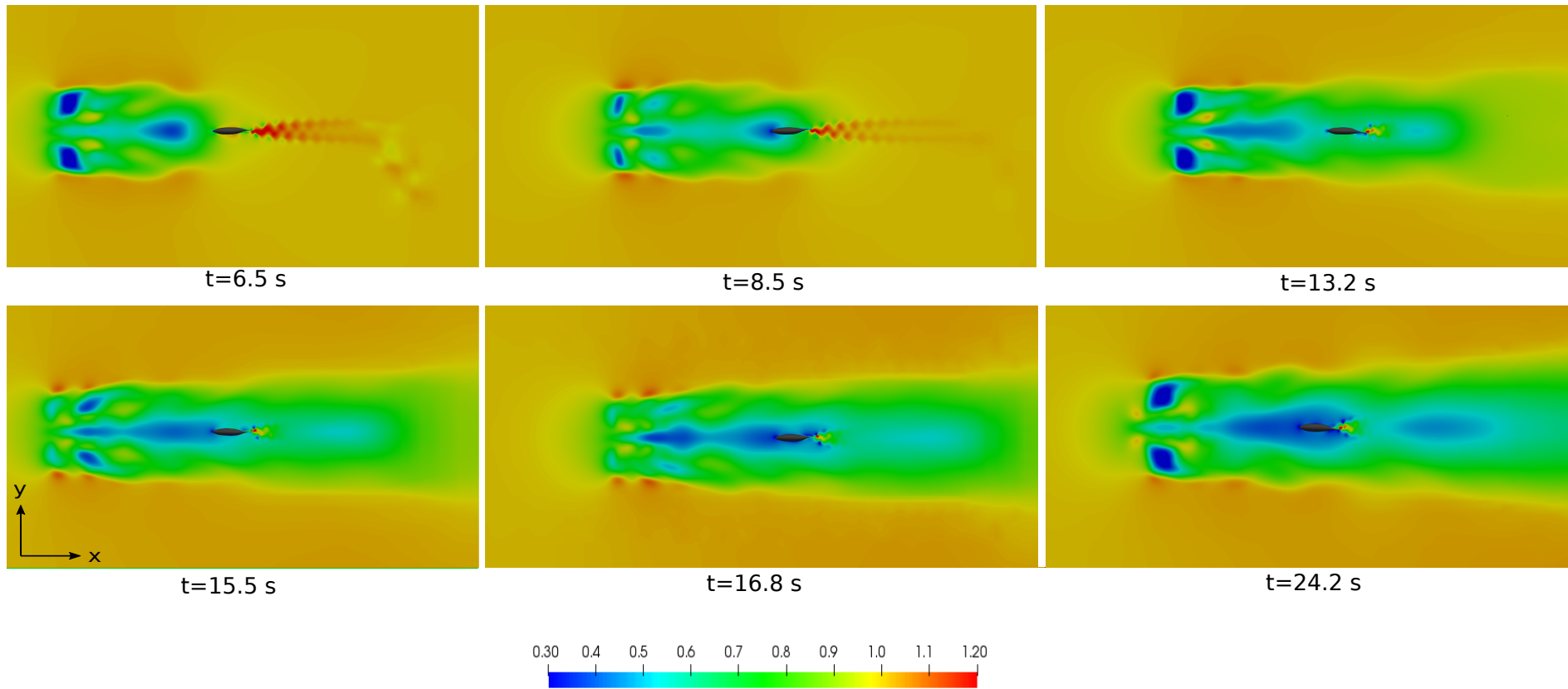


Figura 53 – Campo de velocidade adimensional U/U_∞ nos instantes $t=6,4$; $8,5$; $13,2$; $15,5$; $16,8$; $20,2$ s indicados com linhas vermelhas na Fig. 52. Na situação, do peixe nadando a $2D$ a jusante do rotor sob o número de Strouhal, $St = 0,413$ ($\omega = 13 \text{ rad/s}$ e $U = 0,7 \text{ m/s}$).

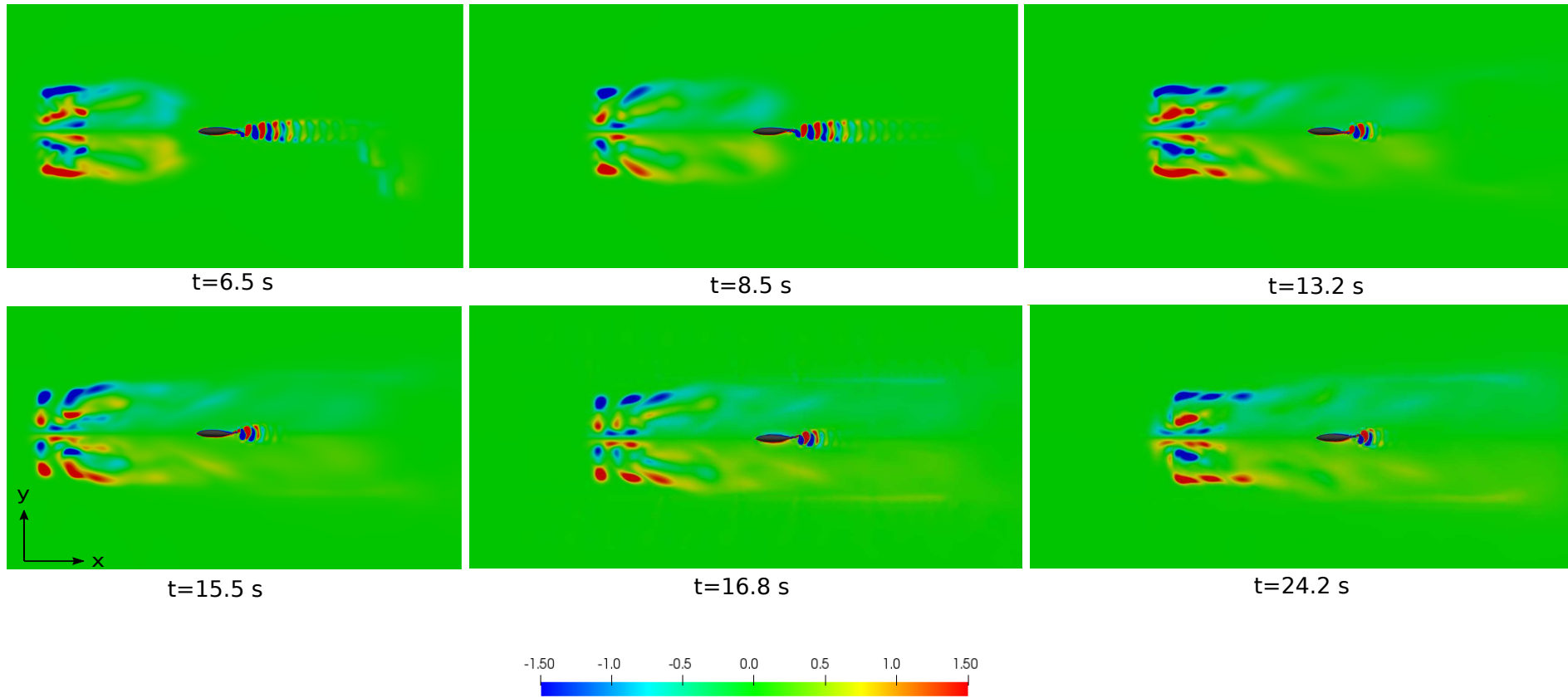


Figura 54 – Campo de vorticidade adimensional $\omega_z L / U_\infty$ nos instantes $t=6,4$; $8,5$; $13,2$; $15,5$; $16,8$; $20,2$ s indicados com linhas vermelhas na Fig. 52. Na situação, do peixe nadando a $2D$ a jusante do rotor sob o número de Strouhal, $St = 0,413$ ($\omega = 13 \text{ rad/s}$ e $U = 0,7 \text{ m/s}$).

Na Fig. 55, é apresentada a esteira de vórtice tridimensional utilizando o parâmetro critério-Q, colorido com a magnitude de velocidade. O peixe posicionado na região central, a $2D$ a jusante do rotor, encontra-se nadando no interior do vórtice de nacele. Mediante as visualizações da esteira e o computo dos valores das forças, nota-se que o escoamento na região central não apresenta grande impacto no peixe, no sentido de produzir traslações e/ou rotações indesejadas (pelos reduzidos valores das forças transversais e os baixos níveis de vorticidade).

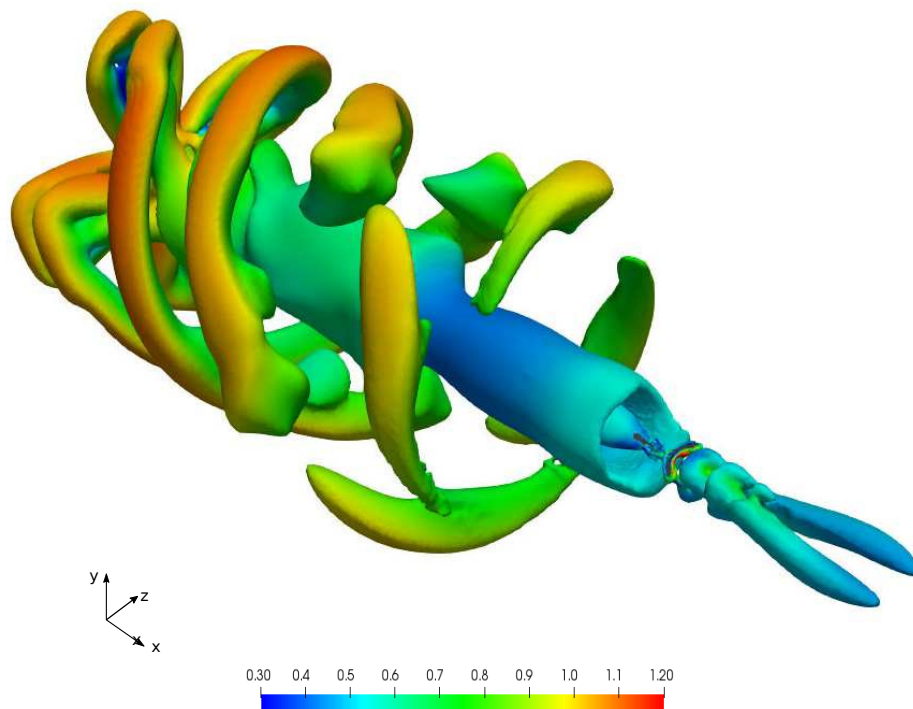


Figura 55 – Vórtices tridimensionais utilizando o parâmetro critério-Q ($Q=0,03$), colorido com a magnitude de velocidade. Na situação onde o peixe se localiza a $2D$ a jusante do rotor e nadando sob o número de Strouhal, $St = 0,413$ ($\omega = 13 \text{ rad/s}$ e $U = 0,7 \text{ m/s}$).

Com base nos resultados obtidos até o momento, pode-se sugerir a possível admissibilidade do peixe nadando nesse escoamento sob essas condições cinemáticas. Em primeiro lugar, o decrescimento da velocidade na direção do escoamento permite maior margem de manobra ao peixe permitindo, por exemplo, diminuir a frequência de nado, ademais pelas velocidades transversais serem reduzidas o escoamento não deslocará o peixe. Outra questão importante a considerar é que o vórtice de nacele, que interage com o peixe, está orientado na direção do escoamento, o que poderia produzir rotações em torno a esse eixo. Porém, é pouco provável nessas circunstâncias, pelos já mencionados baixos níveis de velocidade e vorticidade. Como comentado anteriormente, outras avaliações considerando velocidades mais alta do escoamento e posicionando o peixe em regiões mais críticas, como a ponta das pás, foram realizadas e apresentadas a seguir, para investigar os efeitos desse escoamento no desempenho do peixe.

6.3.2 Configurações com $U = 2,5 m/s$

Outra análise visando a interação peixe-turbina é realizada modificando as condições de funcionamento da máquina. Neste caso, o fluido considerou-se escoando em velocidade constante de $2,5 m/s$ e o rotor operando na condição de $TSR = 1,6$, sendo a velocidade de rotação da máquina $35 rpm$ ($\Omega = 3,66 rad/s$). Portanto, o comportamento da turbina replica o investigado na análise exclusiva do rotor, apresentado na seção anterior. Sob essas condições de trabalho da máquina, executaram-se uma bateria de simulações localizando o peixe em diferentes posições na esteira da turbina. A frequência de natação foi também variada em algumas situações para avaliar a dependência desse parâmetro com a produção de forças, como já foi realizado anteriormente.

Inicialmente, avaliou-se o peixe posicionado em três distâncias diferentes na esteira da turbina ($1D, 2D$ e $4D$), a uma distância do eixo da máquina de $0,5D$, deixando o peixe alinhado com a ponta da pá do rotor. A frequência de natação do peixe foi escolhida inicialmente como $\omega = 36,6 rad/s$, configurando um número de Strouhal aproximado em $St = 0,33$, considerando a velocidade do escoamento não perturbado $U = 2,5 m/s$ no cálculo de St . Nesta situação, a cada rotação da turbina o peixe executa 10 ciclos de natação.

Antes de apresentar a análise da interação peixe-turbina na situação acima descrita, se exhibe a evolução temporal dos coeficientes de forças considerando o peixe nadando em um escoamento não perturbado sob as condições de velocidade constante igual a $U = 2,5 m/s$ e frequência de natação $\omega = 36,6 rad/s$. Resultados sobre essa situação não foram exibidos na seção anterior e portanto, é importante sua apresentação prévia à análise peixe-turbina para estabelecer posteriores comparações. Dessa forma, na Fig. 56 são mostrados os esforços realizados sob o peixe durante 10 ciclos de natação. O coeficiente de força médio na direção do escoamento foi computado como $\bar{C}_{Fx} = 0,625$, enquanto que \bar{C}_{Fy} e \bar{C}_{Fz} tomaram valores próximos a 0. Observe que na direção de deformação do peixe y , os esforços apresentam um comportamento periódico devido ao movimento do mesmo, sendo que em z , devido à simetria do problema em relação ao plano frontal, a componente dos esforços é nula.

Nas Fig. 57, 58 e 59 apresentam-se os coeficientes de forças adimensionais nas três direções do espaço, C_{Fx} , C_{Fy} e C_{Fz} , para cada uma das situações enumeradas acima, durante uma volta completa do rotor. Visando comprovar como afeta o escoamento induzido pela turbina na região da ponta da pá sobre as forças hidrodinâmicas produzidas pelo peixe durante o nado em diferentes regiões da esteira. No que segue, serão referidas as situações onde o peixe nada a 1, 2 e 4 diâmetros a jusante do rotor como: situação 1D, situação 2D e situação 4D, respectivamente, para facilidade do leitor.

As forças exercidas pelo peixe na situação 1D refletem de forma clara o movimento

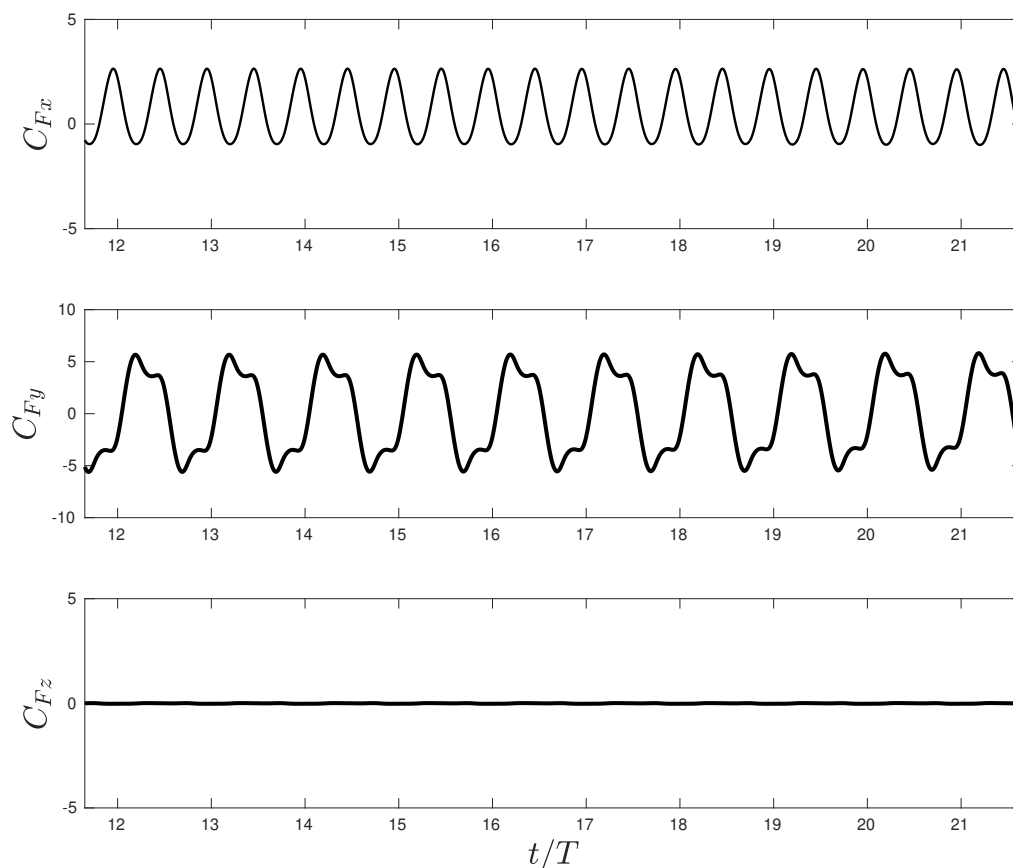


Figura 56 – Evolução temporal dos coeficientes de forças adimensionais C_{Fx} , C_{Fy} e C_{Fz} , na situação do peixe nadando em um escoamento não perturbado em velocidade constante $U = 2,5\text{m/s}$ (sem presença do rotor) sob o número de Strouhal, $St = 0,33$ ($\omega = 36,6\text{rad/s}$).

rotatório da turbina na produção das mesmas, consequência direta da flutuação da velocidade nessa região, como exibido previamente na Fig. 44. Onde se constata que na região da esteira próxima ao rotor, o escoamento está bastante influenciado pela geometria e frequência de rotação da máquina, o que se aprecia de forma mais evidente nos sinais das forças, C_{Fx} e C_{Fy} . O comportamento irregular dos coeficientes de força observados na Fig. 57, segue um padrão de repetição coincidente a cada meia volta do rotor, devido à sincronização da posição da pá com a configuração do peixe de máxima amplitude, que acontece quando o peixe realiza 5 ciclos completos. Consequentemente, a cada quarto de volta do rotor, o peixe executa 2,5 ciclos, como indicado com as linhas vermelhas pontilhadas na figura.

Se compararmos os sinais das Fig. 56 e 57, referentes às situações sem e com rotor, nota-se como a forma das ondas é muito similar, porém os picos de máximo e mínimo apresentam variações como consequência do escoamento perturbado. Sem embargo, observa-

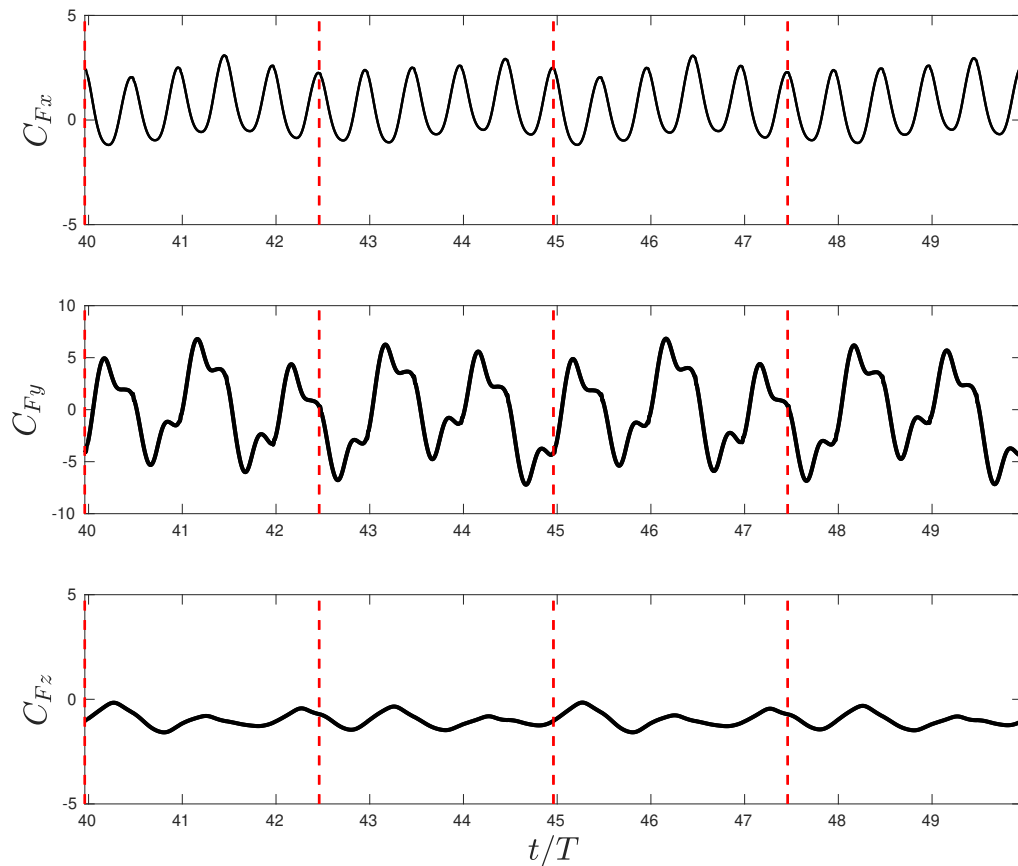


Figura 57 – Evolução temporal dos coeficientes de forças adimensionais C_{Fx} , C_{Fy} e C_{Fz} , localizando-se o peixe a $1D$ a jusante do rotor e nadando sob o número de Strouhal, $St = 0,33$ ($\omega = 36,6 \text{ rad/s}$). As linhas vermelhas pontilhadas correspondem a cada quarto de ciclo do rotor.

se que os valores dos mesmos não exibem diferenças consideráveis, o que reflete no valor médio do coeficiente de força longitudinal que toma o valor $\bar{C}_{Fx} = 0,637$, quantidade muito próxima à calculada na situação do peixe nadando sem a turbina. Por outro lado, o valor médio dos coeficientes de força verticais e transversais são estimados em $\bar{C}_{Fy} = -0,181$ e $\bar{C}_{Fz} = -0,979$, apresentando diferenças significativas em relação à situação sem turbina, onde esses coeficientes eram nulos devido à unidirecionalidade do escoamento.

Nas outras duas situações analisadas, sob as mesmas condições de U e St (Fig. 58 e 59), o peixe posiciona-se a dois e quatro diâmetros ($2D$ e $4D$) a jusante do rotor. Nesses casos, não se aprecia a influencia do batimento das pás do rotor sobre as forças desenvolvidas pelo peixe. Veja que as funções força aparecem já com um comportamento regular, onde os picos de máximo e mínimo oscilam sempre em torno ao mesmo valor médio.

Os valores médios de $C_{Fx}(t)$ computados são $\bar{C}_{Fx} = 0,116$ e $\bar{C}_{Fy} = -0,369$,

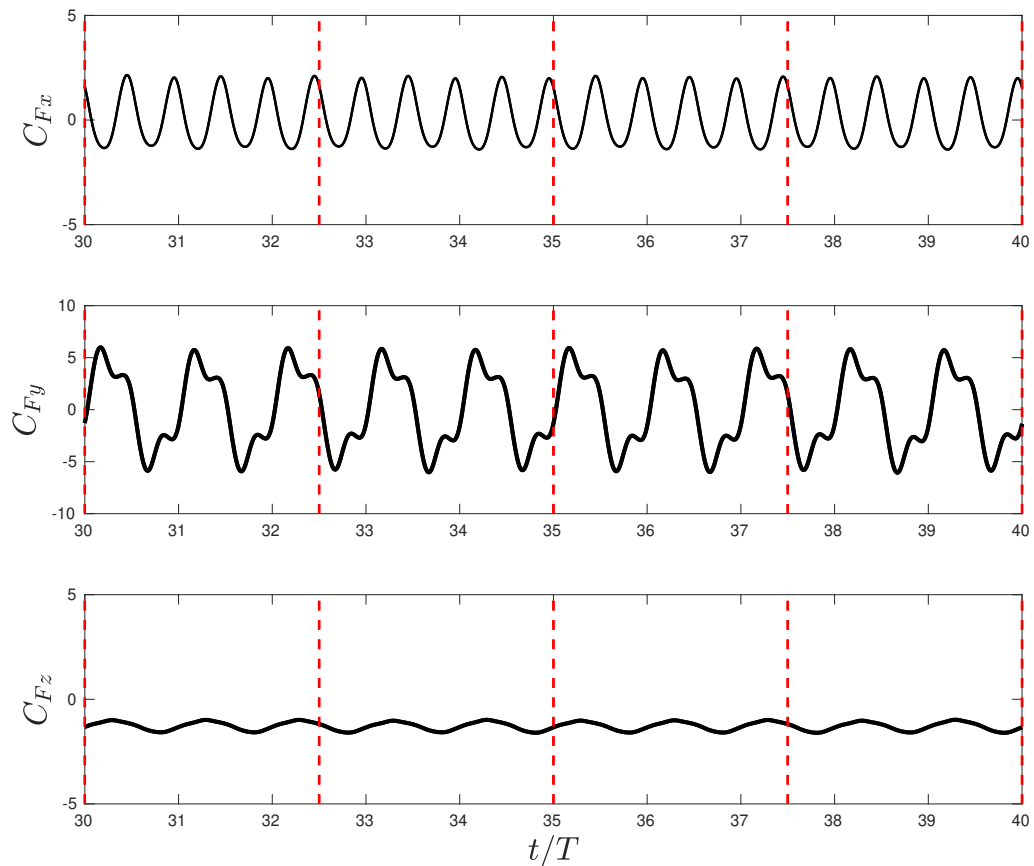


Figura 58 – Evolução temporal dos coeficientes de forças adimensionais C_{Fx} , C_{Fy} e C_{Fz} , localizando-se o peixe a $2D$ a jusante do rotor e nadando sob o número de Strouhal, $St = 0,33$ ($\omega = 36,6 \text{ rad/s}$). As linhas vermelhas pontilhadas correspondem a cada quarto de ciclo do rotor.

respectivamente para as situações 2D e 4D. Os coeficientes nas outras duas direções, apresentaram os seguintes valores, $\bar{C}_{Fy} = 0,032$ e $\bar{C}_{Fz} = -1,284$, para 2D, e $\bar{C}_{Fy} = -0,104$ e $\bar{C}_{Fz} = -1,115$, para 4D. Ao igual que acontece, na situação 1D, as forças verticais e transversais não são mais nulas (como no caso não perturbado), como consequência das velocidades nas direções y e z , que mesmo pequenas em relação a x causam um efeito sobre os esforços realizados pelo peixe. Portanto, a diferença do primeiro caso analisado, onde a velocidade do escoamento era $U = 0,7 \text{ m/s}$, agora sim a estabilidade do peixe pode ver-se comprometida devido aos possíveis deslocamentos transversais.

Em relação aos valores computados dos esforços na direção propulsiva do peixe, nas situações com rotor (1D, 2D, 4D) e sem rotor, evidenciam-se diferenças significativas entre eles. Sendo que conforme o peixe se afasta do rotor o coeficiente \bar{C}_{Fx} decai até tomar valores negativos. Implicando que o peixe passa de experimentar uma força resultante de empuxo, quando se posiciona a 1D e 2D, a uma força de arrasto na situação 4D. No

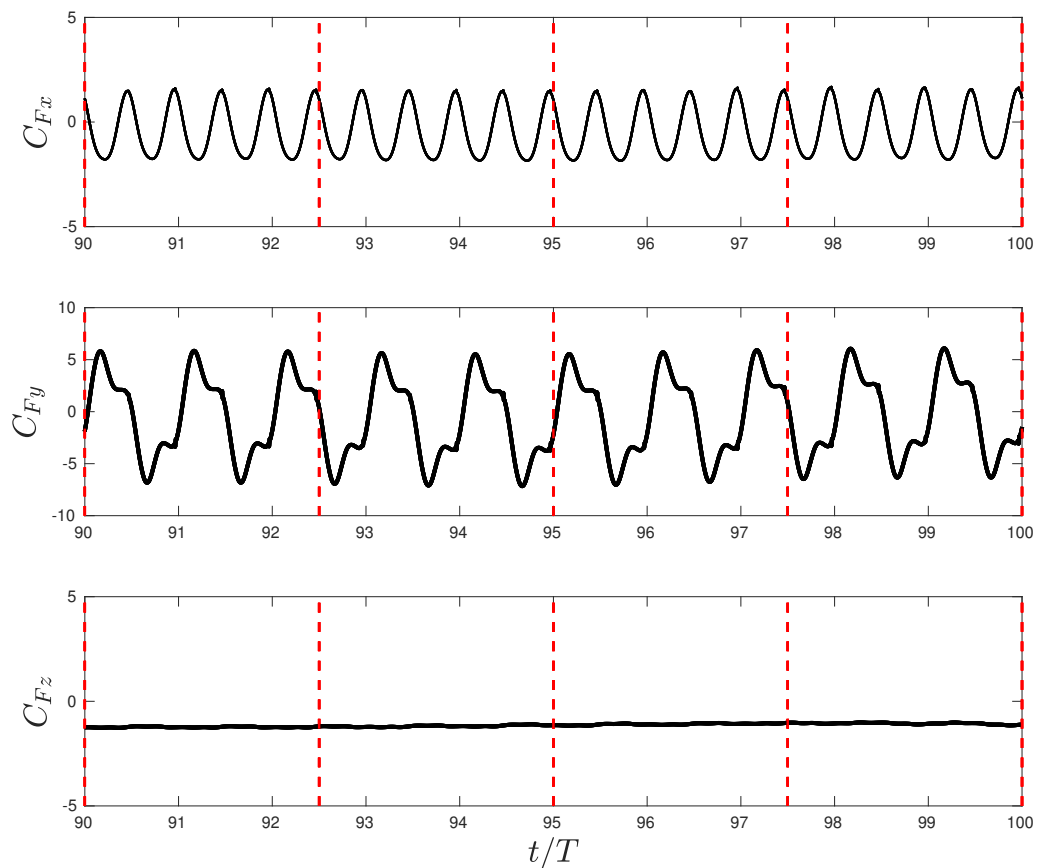


Figura 59 – Evolução temporal dos coeficientes de forças adimensionais C_{Fx} , C_{Fy} e C_{Fz} , localizando-se o peixe a $4D$ a jusante do rotor e nadando sob o número de Strouhal, $St = 0,33$ ($\omega = 36,6 \text{ rad/s}$). As linhas vermelhas pontilhadas correspondem a cada quarto de ciclo do rotor.

referente a \bar{C}_{Fy} e \bar{C}_{Fz} , não se observa uma tendência clara entre as variáveis de força e posição porém, sugere-se que o aumento das forças nessas direções aparece como resposta ao escoamento perturbado que impacta com o peixe. Na Tab. 14, para uma análise mais aprofundada, são sumarizadas as forças sobre o peixe nas diferentes situações, desacopladas nas suas componentes de pressão e cisalhamento, nas três direções do espaço.

A partir da Tab. 14, observa-se como os esforços viscosos na direção axial aumentam conforme a peixe se afasta do rotor. Em contraposição, as forças de pressão, nessa componente, mostram uma tendência decrescente com a posição, o que faz com que a força total diminua, passando de uma resultante positiva, do tipo empuxo, a uma resultante negativa, como reportado anteriormente. Assim, quando o peixe é posicionado a $4D$ a jusante do rotor será arrastado na direção do escoamento. Em relação à análise dos esforços nas outras direções do espaço, nota-se como na direção z a produção de forças de pressão é muito mais relevante que na direção y , refletindo portanto nos valores das forças totais,

já que o aporte das forças viscosas é muito reduzido. Na componente z notam-se valores muito pequenos de \bar{C}_{Fv} e em y consideram-se nulos. A aparição dos esforços na direção z era esperada como consequência do aumento da velocidade nessa componente devido ao movimento rotatório da turbina, como reportado na seção anterior.

Tabela 14 – Valores médios do coeficiente de esforços viscosos (\bar{C}_{Fv}), de pressão (\bar{C}_{Fp}) e total ($\bar{C}_{Ft} = \bar{C}_{Fv} + \bar{C}_{Fp}$) sobre o peixe, nas três direções do espaço (x, y, z), nas situações investigadas. O peixe nadando no $St = 0,33$ ($\omega = 36,6 \text{ rad/s}$), com velocidade do fluxo livre $2,5 \text{ m/s}$, em um escoamento não perturbado e na esteira da turbina hidrocínética nas posições $1D, 2D, 4D$ a jusante do rotor alinhado com a ponta da pá.

	\bar{C}_{Fv}			\bar{C}_{Fp}			\bar{C}_{Ft}		
	x	y	z	x	y	z	x	y	z
Sem rotor	-0,489	0,000	-0,000	1,042	0,000	-0,000	0,265	0,000	0,000
1D	-0,372	0,000	-0,056	1,009	-0,181	-0,923	0,637	-0,181	-0,979
2D	-0,394	0,000	-0,059	0,510	0,033	-1,224	0,116	0,032	-1,284
4D	-0,454	0,001	-0,046	0,085	-0,105	-1,069	-0,369	-0,104	-1,115

Para compreender a variação das forças computadas segundo a região da esteira correspondente, será necessária a correlação das mesmas com as restantes variáveis da esteira para assim estabelecer relações de dependência. Inicialmente, os valores de velocidade nos locais investigados são analisados para avaliar a sua influencia sobre a produção dos esforços. Nesse sentido, apresentam-se os perfis de velocidade do escoamento adimensionais (U e U_z) antes e depois do peixe, para cada situação analisada (Fig. 60 e 61).

Relacionam-se então os esforços produzidos pelo peixe (Tab. 14) com os perfis de velocidade (Fig. 60 e 61). Em primeiro lugar, segundo os perfis nota-se um ligeiro aumento da magnitude da velocidade (e consequentemente U_x) quando o peixe encontra-se mais próximo do rotor, devido a que a esteira nessa região tem menor diâmetro que nas zonas distantes (pelo seu formato cônico). Essa abertura da esteira se percebe claramente pelo fato reportado na seção anterior durante a análise do rotor e por conseguinte, o peixe na situação 4D aparece imerso em uma correnteza de menor magnitude que no caso 1D, já que a região alinhada com a ponta da pá nas zonas mais afastadas do rotor apresentam velocidades a principio mais reduzidas. Essa região já não é portanto fronteira direta com o escoamento não perturbado como no caso 1D.

Por outro lado, observando as velocidades na direção z também se nota como a componente transversal da velocidade va perdendo relevância conforme o peixe se situa nas regiões mais afastadas ao rotor na esteira. Por um lado, observa-se desde os perfis de velocidade U_z o efeito de conicidade da esteira e por outro, a componente rotativa do escoamento, devida ao efeito da rotação do rotor que faz que a velocidade transversal perda intensidade com a evolução da esteira. De qualquer forma, é claro que o importante

aumento das forças na direção z deve-se ao crescimento da velocidade nessa componente. O que não foi observado com tanta significância na direção y , já que é conhecido que as velocidades nessa componente na esteira são muito menores.

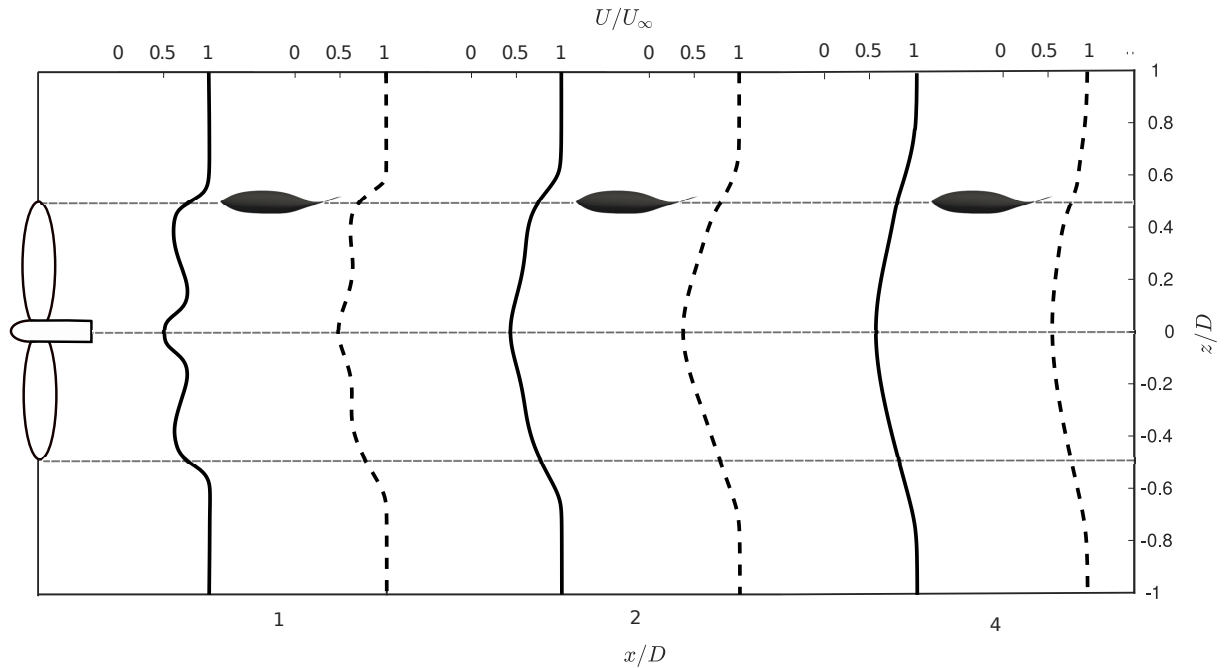


Figura 60 – Perfis da magnitude de velocidade média no plano médio longitudinal, antes (—) e depois do peixe (- -), nas situações onde o mesmo é posicionado a 1D, 2D e 4D a jusante do rotor.

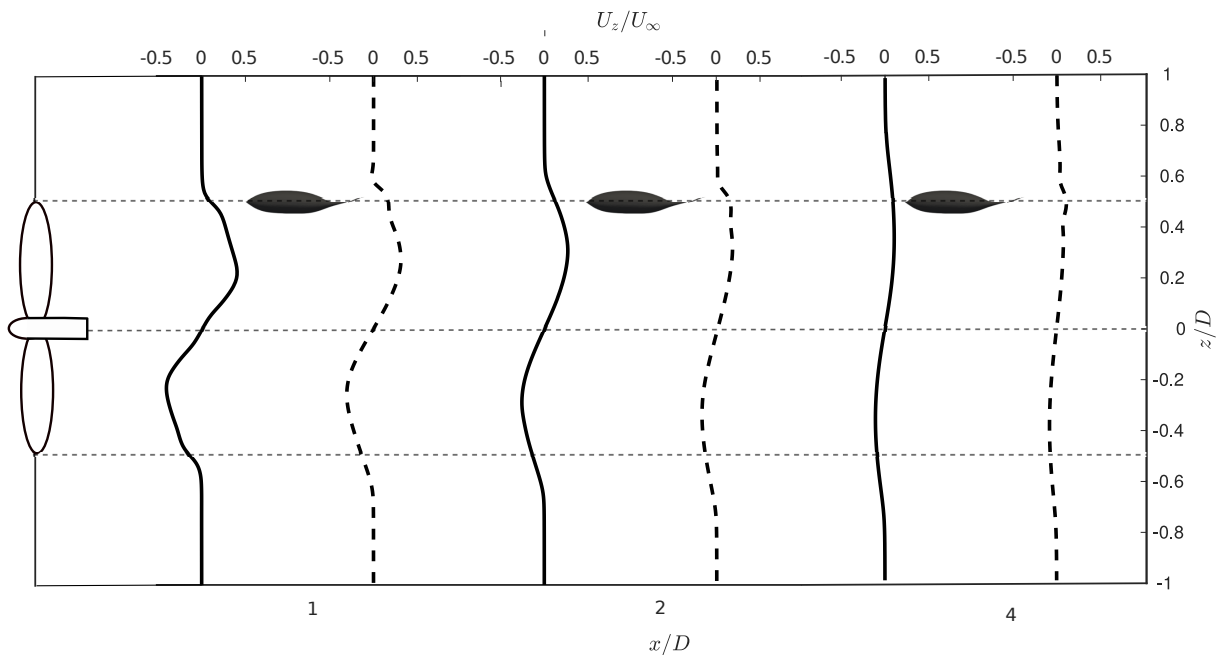


Figura 61 – Perfis da velocidade média na direção z no plano médio longitudinal, antes (—) e depois do peixe (- -), nas situações onde o mesmo é posicionado a 1D, 2D e 4D a jusante do rotor.

Como reportado por Tritico e Cotel (2010) e Liao (2007), peixes nadando em escoamentos turbulentos são expostos a um complexo sistema de forças atuando sobre seu corpo que podem causar deslocamentos translacionais e/ou rotacionais. Ao contrário do previsto no primeiro caso de análise, onde o escoamento livre era $0,7\text{ m/s}$, agora sim se espera que o peixe possa ser deslocado da sua posição inicial, especificamente na direção z , devido aos valores de força que o peixe experimenta nessa direção em quaisquer das três posições do peixe na esteira.

Para trazer mais informação sobre o problema em questão, ilustram-se nas Fig. 62 e 63, os campos adimensionais de velocidade e vorticidade instantâneos nas três situações que nos ocupam. Nelas, pode-se observar a posição do peixe na esteira, assim com os níveis de velocidade e vorticidade aos quais o peixe fica submetido em cada um dos casos, para continuar tentando estabelecer relações entre os esforços produzidos pelo peixe com as variáveis do escoamento.

Primeiramente, nota-se como de forma geral o campo de velocidades apresenta grandes similitudes independentemente da região onde o peixe se posiciona. No entanto, na situação 1D é possível perceber como o peixe está em contacto com as regiões de alta velocidade que surgem do resultado da aceleração do fluido pelo batimento das pás, na região da fronteira entre esteira e escoamento livre. Veja-se ademais que nas situações 2D e 4D, o peixe encontra-se o suficientemente longe como para não sentir a interferência causada pelo movimento do rotor, como já foi descrito durante a análise das forças nas Fig. 58 e 59. Ademais, se observa também como o jato em alta velocidade provocado pela natação do peixe durante sua propulsão aparece encurtado, ao igual que no caso com $U = 0,7\text{ m/s}$, pelo efeito da esteira da turbina que absorve grande parte da esteira do peixe.

De qualquer forma, não parece clara a relação entre velocidade e esforços já que a variação destes últimos parece muito mais significativa que a da velocidade. Ademais de que o esperado é que um peixe sob as mesmas condições cinemáticas experimente maior propulsão quando nada em um escoamento de menor velocidade. Para clarificar esta questão de velocidades na esteira, foram calculados os valores médios de velocidade na região do peixe para confirmar quantitativamente a diferença entre elas. Portanto, na Tab. 15 são apresentados os valores de velocidade do escoamento nas proximidades do peixe em cada componente espacial, assim como o valor da média quadrática (RMS^7) normalizado com a velocidade média, em cada caso. A razão $U_{i_{RMS}}/|\bar{U}_i|$ quantifica a oscilação nos valores da velocidade que podem ter um efeito considerável no desempenho do peixe. Tanto os valores da tabela como os perfis de velocidade representam a média temporal considerando 1 ciclo da turbina, uma vez atingido o regime permanente.

Em primeiro lugar, nota-se como as velocidades \bar{U}_x não apresentam diferenças

⁷ Acrônimo da expressão original da língua inglesa *Root Mean Square*.

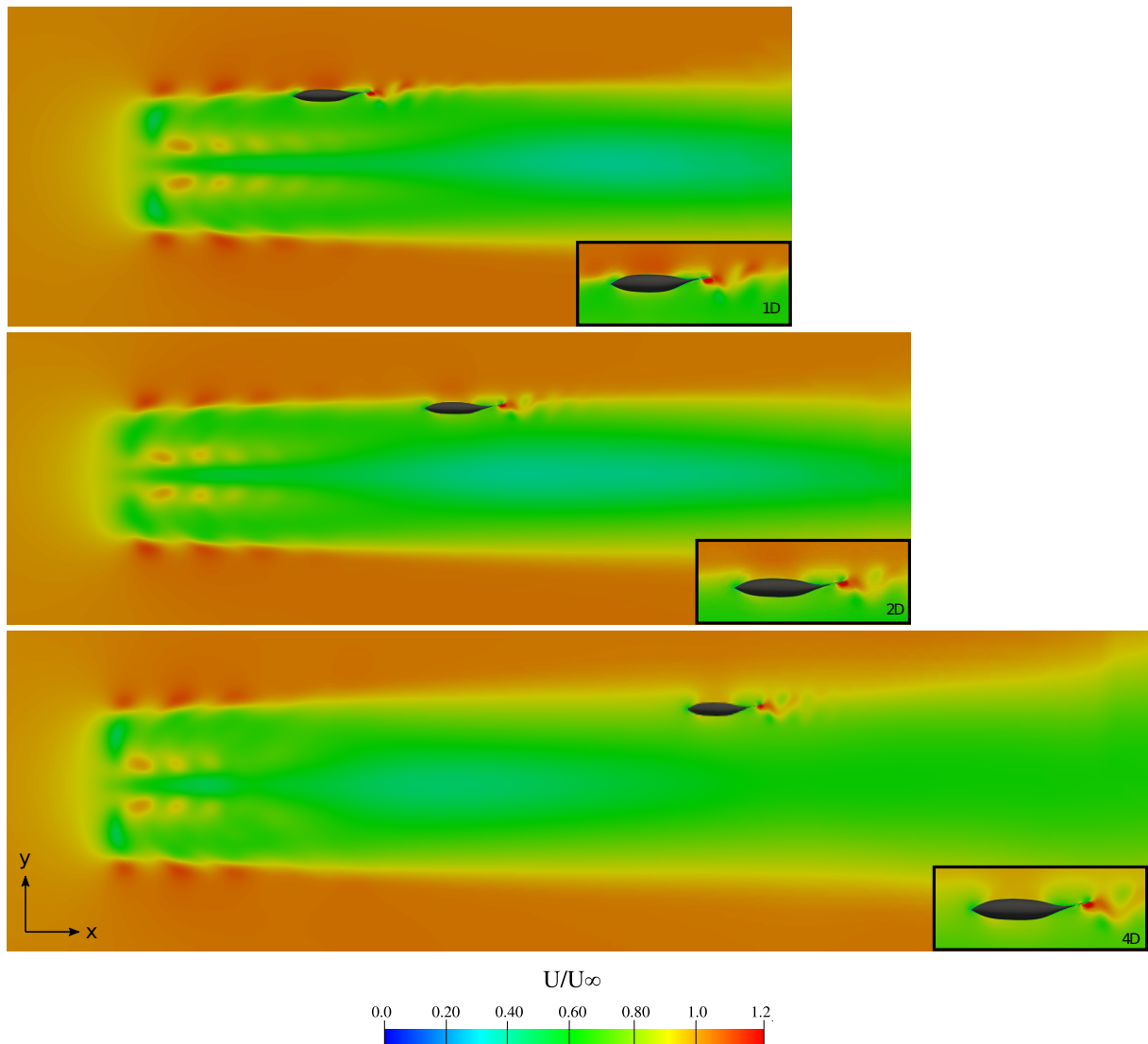


Figura 62 – Campo da magnitude da velocidade adimensional (U/U_∞) no plano longitudinal xy nas situações com o peixe posicionado a jusante do rotor 1D, 2D e 4D e $St = 0,33$ ($\omega = 33,6 \text{ rad/s}$).

significativas nos locais 1D e 2D, ($\bar{U}_x = 2,3 \text{ m/s}$, tomando valores em torno a 20% da velocidade e fluxo livre ($U_x = 2,5 \text{ m/s}$). Olhando agora para os esforços médios axiais e estabelecendo uma relação com as velocidades nesses locais, observa-se que os casos 1D e sem turbina, apresentam valores próximos, 0,637 e 0,629, respectivamente, sendo as velocidades diferentes. Ademais, a situação 2D exibe a mesma velocidade local que a 1D, e mesmo assim o coeficiente de força vê-se consideravelmente reduzido tomando o valor de $\bar{C}_{Fx} = 0,116$. Por outro lado, a velocidade axial na distância de 4D mostra um pequeno crescimento, em relação a 1D e 2D, devido ao início da recuperação da velocidade na esteira, e sem embargo o coeficiente de força axial é o menor encontrado.

Portanto, a priori não é possível estabelecer uma relação direta entre a velocidade média do escoamento e a produção dos esforços. Para aprofundar um pouco mais sobre o entendimento do peixe nadando nas diferentes zonas do escoamento, investiga-se o

Tabela 15 – Velocidades médias nas três direções do espaço nos locais de avaliação do peixe, a 1D, 2D e 4D a jusante do rotor alinhados com a ponta da pá.

	\bar{U}_x (m/s)	$U_{xRMS}/ \bar{U}_x $	\bar{U}_y (m/s)	$U_{yRMS}/ \bar{U}_y $	\bar{U}_z (m/s)	$U_{zRMS}/ \bar{U}_z $
1D	2,029	0,003	0,007	1,188	0,325	0,009
2D	2,030	0,003	-0,024	0,241	0,278	0,019
4D	2,057	0,001	-0,005	0,423	0,195	0,003

campo de vorticidade para compreender a possível influência das estruturas de vórtices tridimensionais no comportamento do peixe.

No que concerne ao campo de vorticidade adimensional $\omega_z D/U_\infty$, observa-se primeiramente na Fig. 63 como o peixe exibe uma esteira de vórtices do tipo de von Kármán reversa, isto é uma sequencia de vórtices que se emitem de forma periódica posicionando os vórtices positivos sobre a linha média e os negativos sob ela. No canto inferior direito de cada imagem, se exibe com maior detalhe o peixe e sua esteira, utilizando uma escala de maior abrangência para a representação da variável $\omega_z D/U_\infty$, neste caso os limites do intervalo foram tomados em ± 5 , o que permite eliminar parte da vorticidade do escoamento do rotor para vislumbrar melhor o que acontece em volta do peixe.

Nota-se como parte da esteira do peixe é absorvida pela região de vorticidade induzida pelo rotor, exceto na situação 4D, na que o peixe se encontra longe o bastante como para ser minimamente afetado por esta condição. Nesse caso, mesmo o peixe exibindo uma esteira de von Kármán reversa a resultante de força axial se computou como negativa, originando portanto, uma força resultando do tipo arrasto sobre o mesmo que provocaria sua desaceleração. Nas outras duas situações, a sucessão de vórtices na esteira aparecem também como do tipo de von Kármán reverso porém, de uma forma menos clara. Embora, a resultante das forças que o peixe experimenta na direção do escoamento seja do tipo empuxo.

Na literatura sobre peixes em escoamentos turbulentos se presta especial atenção ao tamanho dos vórtices, e a orientação dos mesmos, em relação à avaliação dos impactos do fluxo perturbado sobre o animal. Neste sentido, é conhecido que vórtices com tamanhos similares ao comprimento do peixe são os que maior impacto poderiam causar, pelos peixes terem maiores dificuldades para seu gerenciamento. Vórtices pequenos, poderiam não ser percebidos pelo peixe e vórtices muito grandes podem ser entendidos como uma grande massa de fluido chegando, sem causar desorientação ou mudança de posicionamento.

Do estudo da esteira de uma turbina hidrocínética, conhece-se que os vórtices presentes na mesma são: os vórtices de ponta de pá, os vórtices de nacele e os vórtices provenientes da quebra das estruturas tridimensionais anteriores. O vórtice de nacele está orientado na direção do escoamento, tendo como eixo principal o eixo x e experimentando uma rotação anti-horária (positiva) em relação ao mesmo. De qualquer forma, o peixe

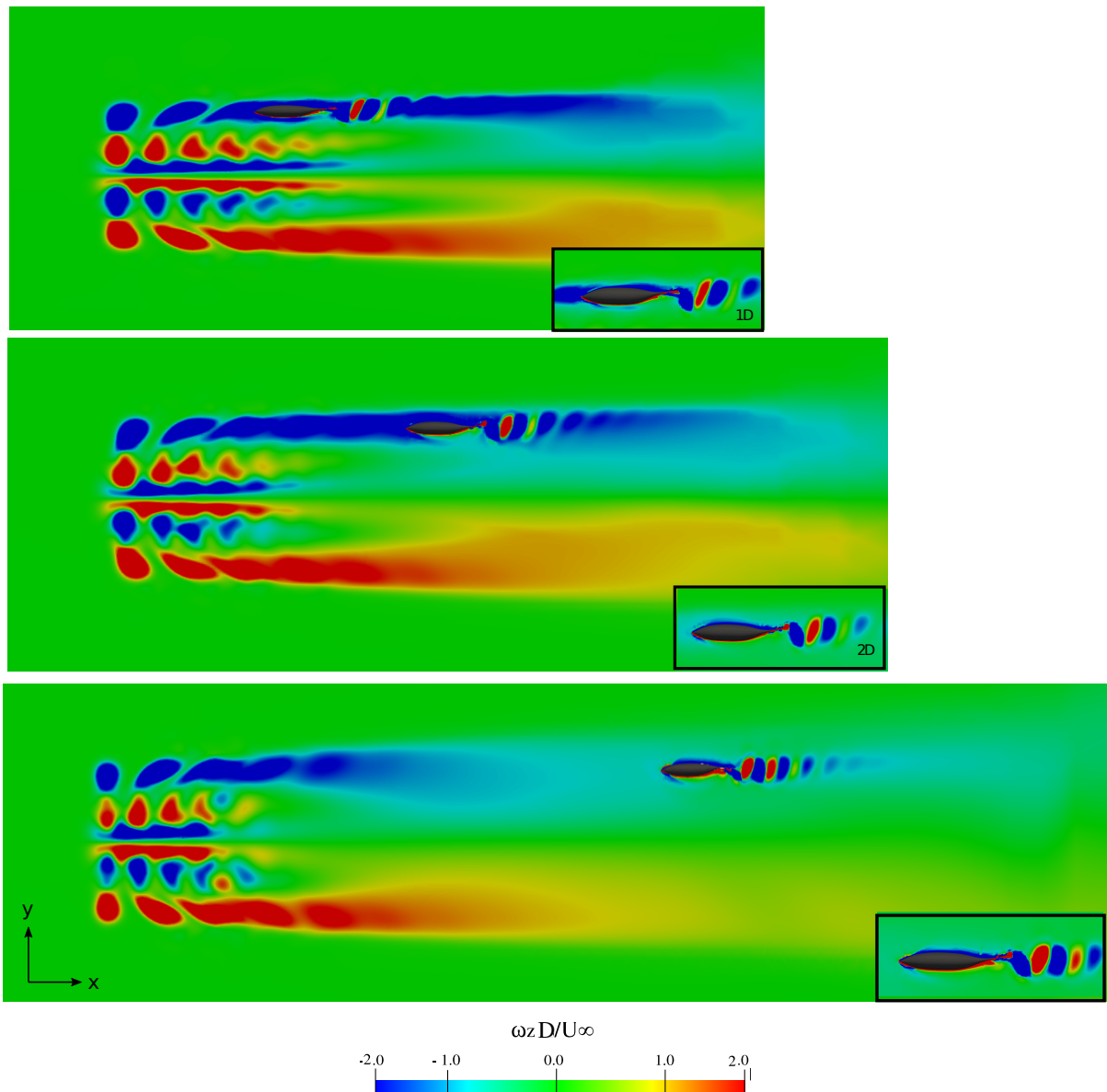


Figura 63 – Campo da componente z da vorticidade adimensional ($\omega_z D/U_\infty$) no plano longitudinal xy nas situações com o peixe posicionado a jusante do rotor 1D, 2D e 4D e $St = 0,33$ ($\omega = 33,6 \text{ rad/s}$).

não interage com ele nas situações agora analisadas, mas sim com os vórtices de ponta de pá, que são estruturas turbulentas tridimensionais helicoidais. Por tanto, a sua orientação será tridimensional, no avanço segundo o eixo x . No plano xy , como apresentado na Fig. 63, o diâmetro desses vórtices pode-se estimar com um valor aproximado de $0,7 \text{ m}$, o que significa que apresentam um tamanho similar ao comprimento do peixe e portanto, causar impactos não desejáveis. Ademais, tanto nas regiões 1D como 2D, a intensidade dos vórtices parece similar, o que não acontece na situação 4D.

Para maior clareza, a Fig. 64, ilustra as estruturas de vórtices de forma tridimensional empregando o filtro critério-Q, colorido com os níveis da magnitude da vorticidade. Nota-se como na situação 4D, o critério-Q não consegue proporcionar a informação sufi-

ciente para a análise das estruturas de vórtices como nos casos 1D e 2D onde aparecem perfeitamente definidas. Nessa região não se visualizam mais os vórtices de ponta de pá, apenas se observam pequenos restos que apontam a vórtices nessa região, ao redor do peixe, porém não se tem mais informação ao respeito, podendo ser parte da quebra dos vórtices coerentes observados previamente. Ademais, na situação 4D, se observa como o vórtice de nacele sofre uma leve modificação do seu formato quando encontra o peixe.

Como é conhecido da teoria de turbinas de eixo horizontal, o fim da esteira próxima (3-4D) e o início da esteira distante (a partir de 5D), vêm caracterizados por um comportamento mais desordenado do escoamento devido à quebra das estruturas coerentes formadas na esteira próxima e à formação de pequenos vórtices sem uma orientação definida. Por tanto, a situação 4D, faz referencia a essa região, de mais difícil caracterização. Isto é devido tanto ao grande intervalo de escalas temporais e espaciais de um problema desta natureza, como à abordagem empregada pela resolução das equações médias de Navier-Stokes, que apresenta limitações na resolução desse tipo de estruturas.

Na Fig. 64, nota-se também como nas situações 1D e 2D, o peixe interage com os vórtices de ponta de pá, ainda perfeitamente definidos devido à proximidade entre peixe e rotor. Porém, no caso 1D o impacto sobre o peixe é maior, já que a intensidade dos vórtices aparece superior nessa região. Esse comportamento foi também percebido na evolução temporal dos coeficientes de força na Fig. 57, onde foi notado claramente a interferência do batimento das pás na variação da função dos esforços. Ademais, se observa a maior influencia desses vórtices na esteira do peixe na situação 1D, em relação com o caso 2D. Por outro lado, se nota que a região central, onde aparecem os vórtices de nacele, interage com a esteira do peixe nas duas primeiras situações, aparecendo uma junção entre a mesma e a esteira do peixe. No caso da distância a 2D, essa união aparece mais próxima ao peixe, que na situação 1D, o que pode ser outra das causas da variação na produção das forças.

Ademais de velocidade e vorticidade, existem outros descritores da turbulência avaliados na literatura, tais como o tensor de tensões aparentes de Reynolds, a distribuição de energia cinética turbulenta na esteira e os níveis de intensidade de turbulência, que podem servir para elucidar alguns pontos avaliados, como a variação das forças sobre o peixe.

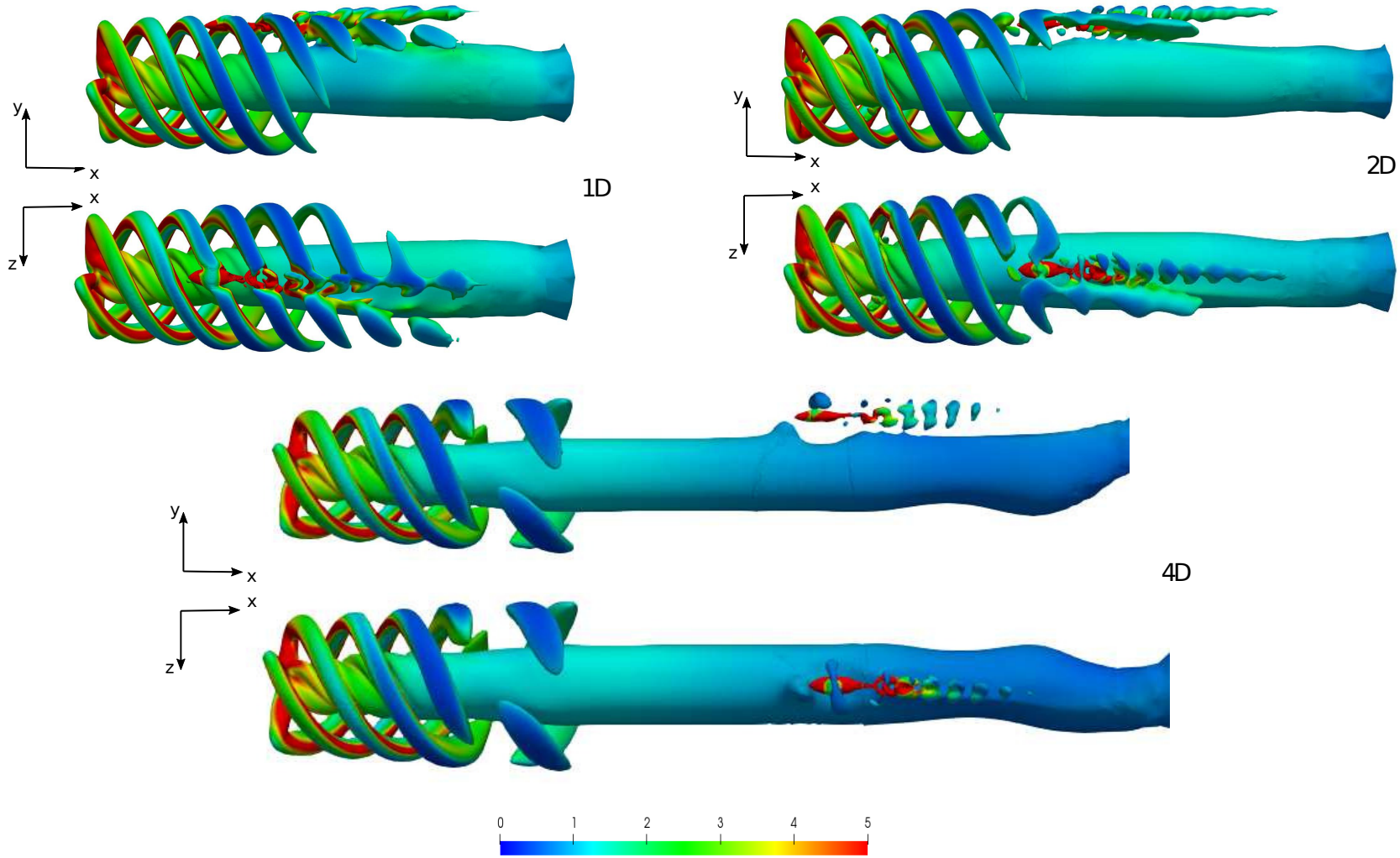


Figura 64 – Vistas frontais e laterais das estruturas de vórtices tridimensionais a partir das iso-superfícies definidas pelo critério-Q ($Q=0,03$), coloridas com a magnitude de vorticidade adimensional $\omega_{mag}/U_{\infty}D$, nas situações 1D, 2D e 4D e $St = 0,33$ ($\omega = 33,6 rad/s$).

Em primeiro lugar, quantificou-se a intensidade de turbulência (IT) do escoamento, entendida como o nível das flutuações do campo fluido, e definida pela Eq. 4.20. Veja na Fig. 65 os perfis de intensidade de turbulência no plano que corta a esteira longitudinalmente. Ademais, desde a Fig. 66, observam-se os níveis da variável intensidade de turbulência nas situações 1D, 2D e 4D. Em cada caso, mostra-se a IT em dois planos de corte transversais, antes e depois do peixe. Primeiramente, mediante ambas figuras nota-se como a intensidade de turbulência aumenta na esteira, conforme nos afastamos do rotor, e que em todas as situações o peixe causa uma influencia sobre ela, especialmente na situação 1D.

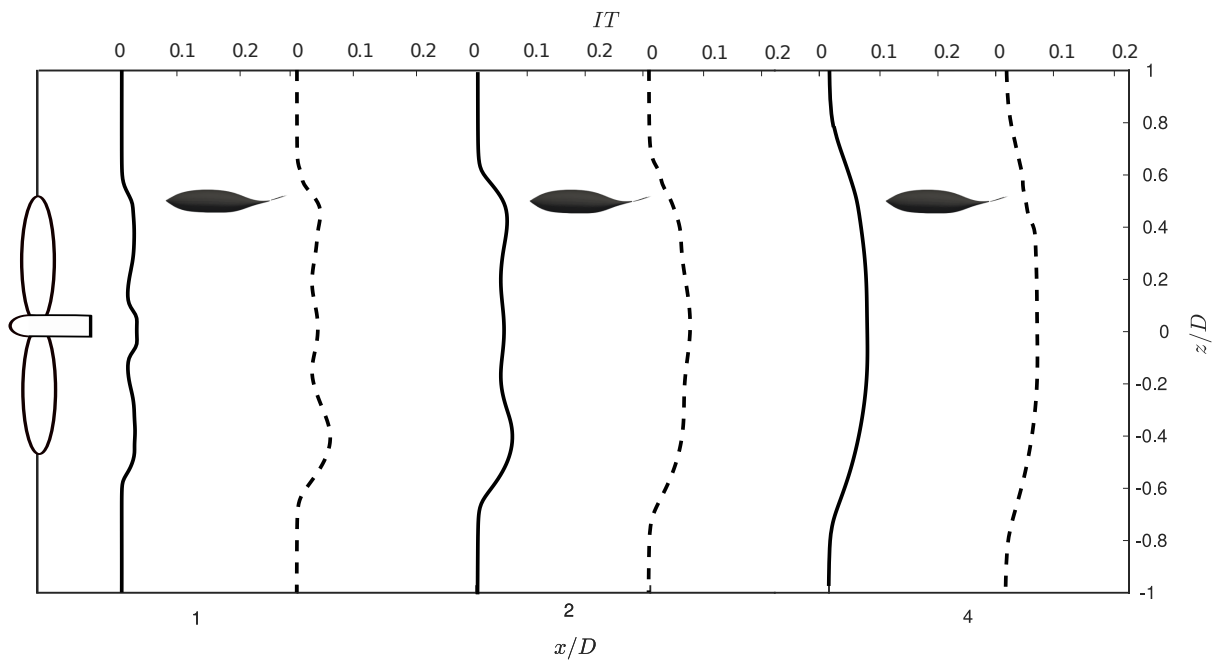


Figura 65 – Perfis da intensidade de turbulência média no plano médio longitudinal, antes (—) e depois do peixe (- -), nas situações onde o mesmo é posicionado a 1D, 2D e 4D a jusante do rotor.

No caso 1D, veja que a presença do peixe tem um efeito minimizador sobre a intensidade de turbulência, no plano $x/D = 1,5$, logo a jusante do peixe. Os maiores níveis de IT foram encontrados na parte oposta ao peixe, segundo o eixo z , propiciando a assimetria no campo desta variável. O que implica que o peixe nade em um escoamento onde os níveis de intensidade de turbulência ficaram reduzidos pela presença do mesmo, podendo absorver parte dessa energia, o que poderia ser um benefício em relação ao desempenho e levaria ao aumento das forças nessa situação. Por outro lado, no caso 2D, também se observa como o peixe influencia sobre o campo de intensidade turbulenta, sendo mais evidente no plano anterior que no posterior. No plano $x/D = 1,5$ (caso 2D), percebe-se o comportamento esperado para a IT , maior nos extremos que no centro do rotor porém, nota-se também uma pequena assimetria no campo devida à presença do peixe. Nesta situação, no plano posterior ao peixe, ainda nota-se levemente uma pequena diminuição da IT causada pelo peixe, mas já a variável tomou força em toda essa seção,

aparecendo o corte transversal da esteira como uma circunferência vermelha. Essa situação, é esperada nas regiões mais afastadas do rotor, onde contrariamente ao observado nos planos $x/D = 1,5$ (nos casos 1D e 2D), o máximo de IT encontrava-se na região das pás.

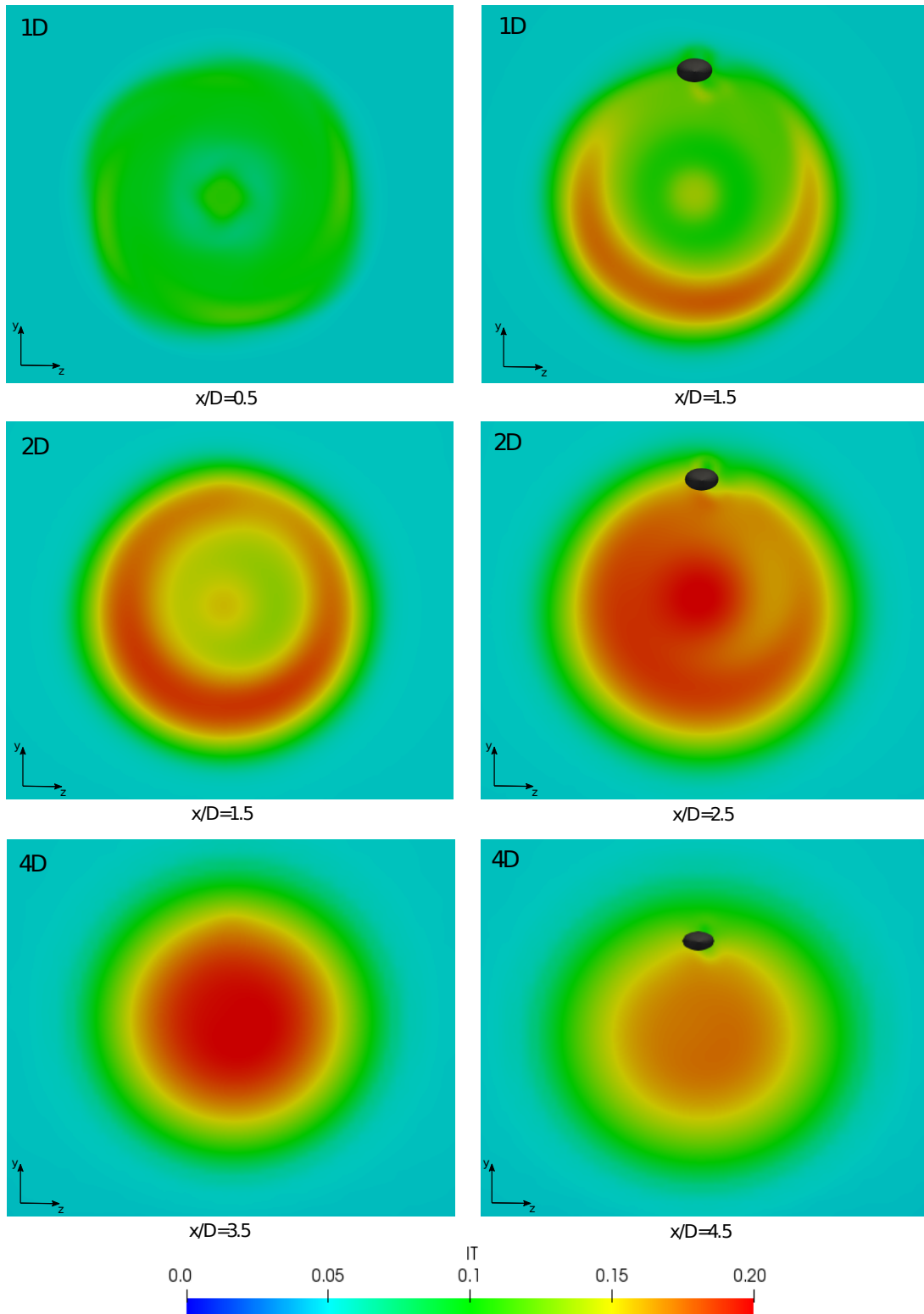


Figura 66 – Níveis da escala de intensidade de turbulência em planos transversais (yz) anteriores e posteriores ao peixe, nas situações 1D, 2D e 4D e $St = 0,33$ ($\omega = 33,6 \text{ rad/s}$).

Finalmente, na situação onde o peixe aparece afastado $4D$ da turbina, nota-se que no plano anterior $x/D = 3, 5$, a intensidade de turbulência se distribui tal que os valores maiores encontram-se na região central e vão decrescendo na direção axial até encontrar o escoamento livre. Ademais, se observa como a área de máxima IT é um pouco menor que a avaliada na situação 2D. Na esteira de uma turbina esse comportamento é esperado, já que a intensidade de turbulência toma valores máximos (na região que compreende o fim da esteira próxima e o início da distante), para depois diminuir, tanto em intensidade como em abrangência. Por outro lado, o plano anterior não aparece afetado pela presença do peixe, o que sim se observa no plano posterior porém, de uma forma muito mais leve que nos casos previamente analisados. Em conclusão, pode-se dizer que nas situações 2D e 4D, o peixe nada em um escoamento onde a intensidade de turbulência é bastante mais elevada que no caso 1D. Ademais, nesta última, o impacto do peixe sobre o campo da variável é de maior importância.

A maior parte dos estudos na literatura encontraram que altos níveis de intensidade de turbulência em um escoamento reduzem o desempenho da natação dos peixes e aumentam o consumo de oxigênio, e conseqüentemente são evitados pelos peixes (PAVLOV; LUPANDIN; SKOROBOGATOV, 2000; ODEH et al., 2002; TRITICO; COTEL, 2010). Ademais, Cotel e Webb (2015) observaram que peixes nadando em maiores níveis de turbulência, apresentaram um aumento da frequência de batida de cauda e/ou amplitude propiciando uma resposta direta pela necessidade de maior impulso para controlar a estabilidade em condições de escoamentos mais desafiadoras, e apresentando um claro impacto sobre os peixes. Na mesma direção, observamos em nosso estudo que nas situações onde o peixe encontra-se mais afastado do rotor a intensidade de turbulência é maior. Portanto, a diminuição do empuxo nesses casos pode ser também devida ao crescimento dessa variável, fazendo com que um peixe nadando na mesma frequência, experimente maior dificuldade para produzir os mesmos esforços segundo o local onde é posicionado.

Outra das variáveis apropriadas para a avaliação de um escoamento turbulento é a energia cinética turbulenta (k), que proporciona uma medida da ‘agitação’ das partículas de fluido (Eq. 4.15). Ela foi qualificada a partir da informação obtida sobre o plano de corte longitudinal xy , como exibido na Fig. 67, com o intuito de observar quais regiões da esteira apresentam maiores níveis de k e como a presença do peixe poderia influir no comportamento dessa variável.

Observa-se na Fig. 67 como a energia cinética de turbulência na zona da esteira mais próxima ao rotor, é menor na região central que na região das pás. Ademais, na esteira mais distante apresentada na figura, percebe-se como a região de maior magnitude anteriormente concentrada na zona das pás vai estendendo-se até à parte central, comportamento também observado na variável intensidade de turbulência, e próprio das esteiras de turbinas de eixo horizontal.

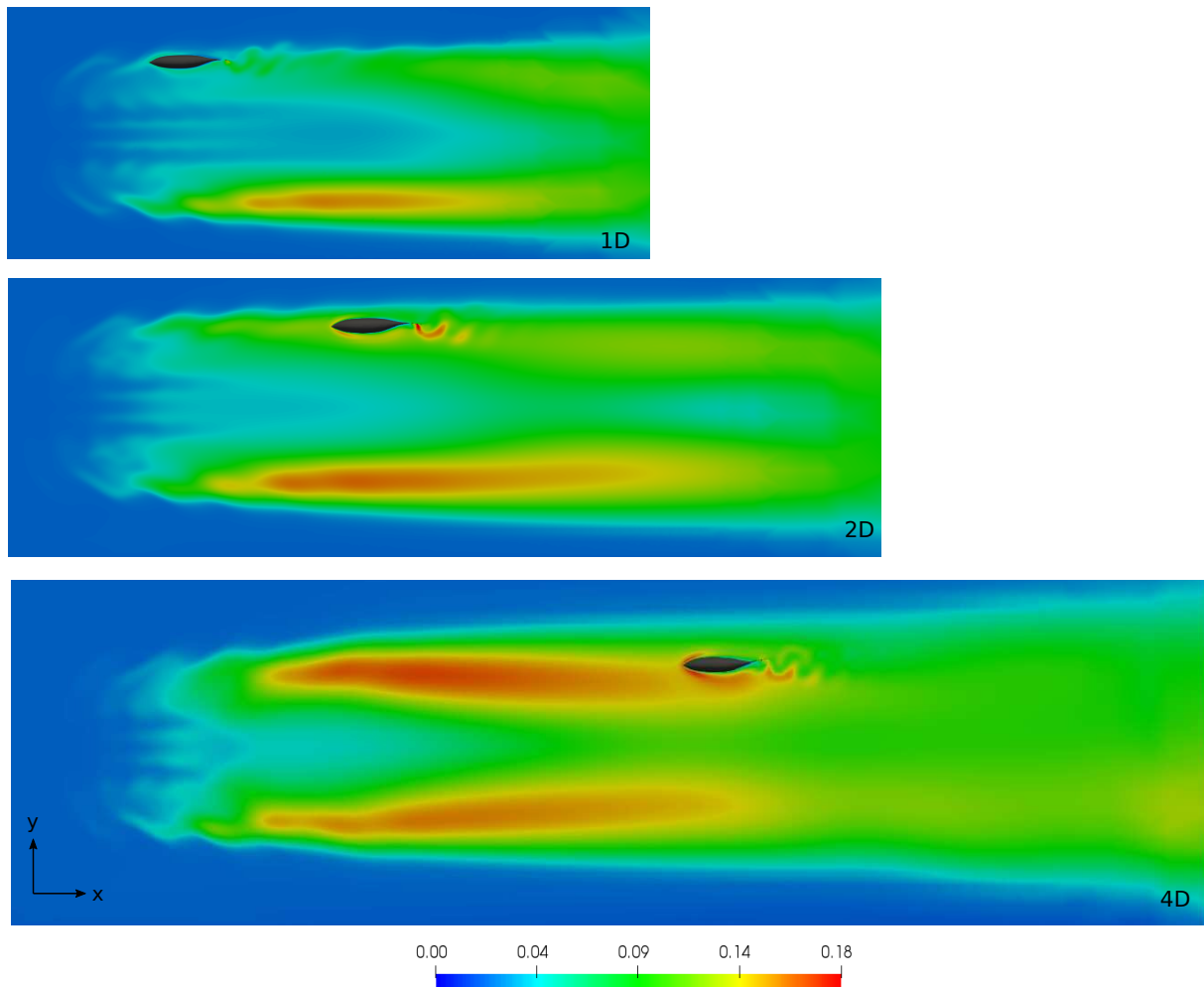


Figura 67 – Níveis da energia cinética turbulenta adimensional (\sqrt{k}/U) no plano longitudinal (xy) nas situações 1D, 2D e 4D e $St = 0,33$ ($\omega = 33,6 \text{ rad/s}$).

É importante destacar como na situação 1D, a zona onde o peixe é localizado apresenta menores valores de k , que os observados na mesma região da parte inferior ao eixo do rotor, causando a assimetria anteriormente mostrada. Nesse sentido, o peixe de alguma forma minimiza essa energia contida no escoamento, o que poderia ajudar ao ganho nas forças de empuxo, por exemplo. Na segunda imagem da Fig. 67, onde o peixe se situa 2D a jusante, o campo de energia cinética parece estar também influenciado pela natação do peixe. Novamente, se observam valores superiores da variável na região do peixe na zona simétrica em relação ao eixo x . Veja ademais, que neste caso, o peixe está totalmente imerso numa região com energia cinética de turbulência de magnitude superior à da situação 1D. É possível que esse aumento de energia impacte similarmente no peixe que as altas intensidades de turbulência. Portanto, um peixe nadando em essas condições mais adversas de esteira turbulenta, precisará de maiores esforços para manter a estabilidade e a velocidade, em uma dada frequência.

Olhando para a situação 4D, observa-se que a energia cinética de turbulência

impactará de forma semelhante no peixe que no caso 2D, já que o mesmo encontra-se imerso no escoamento com altos níveis de turbulência, embora maiores que os da situação 2D. Neste caso, pelo peixe encontrar-se mais afastado do rotor não influencia na distribuição do campo de energia cinética nem consegue minimizar os níveis da mesma no seu entorno, como sim foi observado nos casos 1D e 2D.

Finalmente, o tensor de tensões de Reynolds na sua componente individual xy foi avaliado para vislumbrar a distribuição da fricção turbulenta na esteira, já que alguns autores reportam a influencia que esta variável pode ter sobre o comportamento e desempenho na natação dos peixes. Portanto, na Fig. 68 foram apresentados nos planos de corte longitudinais, nas diferentes situações, o contorno da variável $\tau_{xy} = -\rho\overline{u'v'}$, sendo que u' e v' , representam as flutuações da velocidade nas direções espaciais x e y .

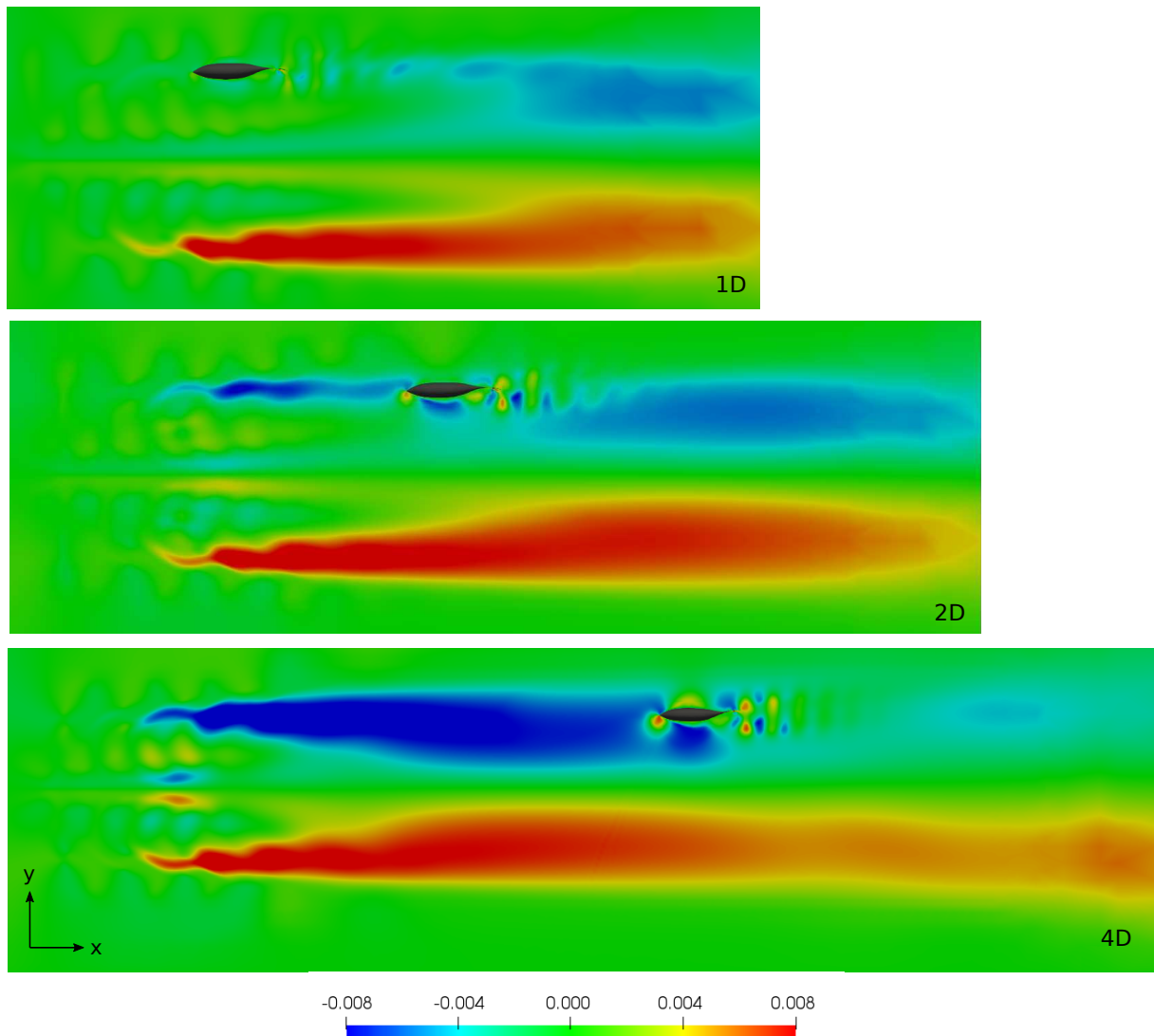


Figura 68 – Níveis da componente do tensor de Reynolds adimensional ($\tau_{xy}/\rho U^2$) no plano longitudinal (xy) nas situações 1D, 2D e 4D e $St = 0,33$ ($\omega = 36,6 \text{ rad/s}$).

Observa-se como nas situações onde o peixe encontra-se mais afastado do rotor, a fricção ao qual está submetido aumenta, e portanto, será uma das causas que contribua a esse aumento dos esforços viscosos. Esse comportamento é de grande relevância na situação 4D, vendo que os níveis do tensor de tensões de Reynolds são bastante mais elevados que no resto de casos. A situação 1D, por exemplo, apenas se vê afetada por essa variável o que leva a uma melhora no desempenho do peixe como refletido no valor médio das força axial. O caso 2D, representa uma situação intermédia, onde aparece o campo de tensões de Reynolds porém em menor intensidade que no caso 4D.

Silva et al. (2012) obtiveram correlações mediante seus ensaios experimentais onde demonstraram que os peixe evitaram transitar nas regiões onde os valores do tensor de Reynolds na componente longitudinal eram mais altos e/ou permaneceram menor tempo nas mesmas. Ademais, das restantes variáveis da turbulência observadas (k e IT) atestaram que o tensor de esforços cortantes foi o fator principal influenciando no comportamento dos peixes observando desorientação e deslocamentos. Neste sentido, Odeh et al. (2002) reportam que mesmo níveis de tensões de cisalhamento que são baixos o suficiente para evitar lesões poderiam provocar desorientação e deslocamento pela sobreposição das forças de arrasto às forças de empuxo, e pelo alto gasto de energia necessário para gerar empuxo nessas circunstancias. Na literatura ademais, Cada, Coutant e Whitney (1997) reportam que valores maiores de $700 N/m^2$ causam danos e mortalidade em peixes e Odeh et al. (2002) observaram que peixes expostos por períodos maiores que $10 min$ a níveis de tensões de $50 N/m^2$ poderiam causar danos. Silva et al. (2012) também analisaram os níveis de tensões cisalhantes do experimento computando valores variando entre $0,02 N/m^2$ a $73,4 N/m^2$, observando em ocasiões desorientação e deslocamento dos peixes.

Neste trabalho, o maior nível do tensor de tensões de Reynolds encontrado na esteira da turbina estima-se em $40 N/m^2$, na situação 4D. O que faz pensar que se o peixe se encontra nadando durante um período de tempo prolongado poderia sofrer também desorientação e deslocamentos, na mesma linha do observado por Odeh et al. (2002). Isto é apenas uma estimativa qualificando, com base em valores reportados na literatura, como a variável em questão poderia impactar ao desempenho do peixe.

Finalmente, exibe-se na Fig. 69 o campo de pressão nas três situações analisadas, já que é uma variável importante do problema e poderia ser empregada para estabelecer também relações entre o campo de pressão e os esforços produzidos.

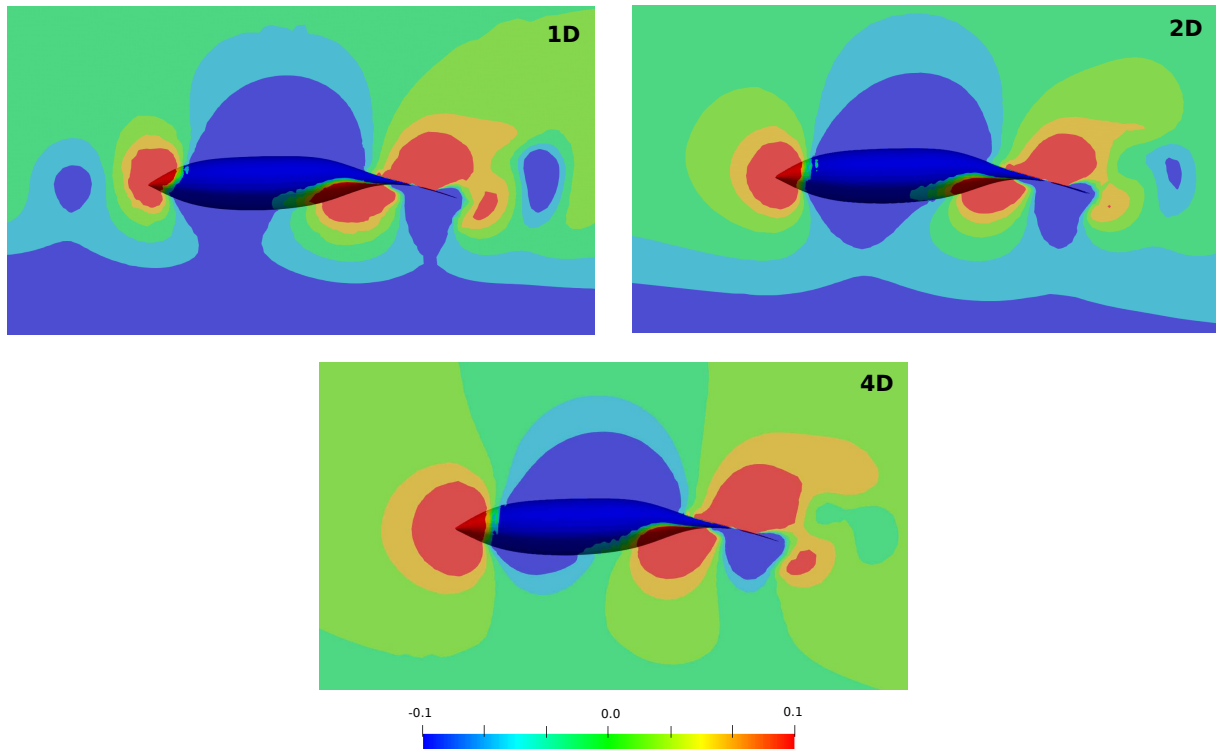


Figura 69 – Campo de pressão adimensional $P/0,5\rho U^2$ no plano longitudinal (xy) nas situações 1D, 2D e 4D e $St = 0,33$ ($\omega = 36,6 \text{ rad/s}$).

Em primeiro lugar, observa-se uma região de menor pressão importante na parte inferior do peixe, devida à nacele, que vai perdendo intensidade até que a 4D do rotor não se visualiza mais. Isto porque, na zona da esteira distante já ocorreu a recuperação da pressão e portanto, claramente esse efeito deve ter consequências no nado do peixe. Outra questão a destacar da figura, é a zona de alta pressão na cabeça do peixe, maior quanto mais se afasta o mesmo do rotor, onde a pressão positiva na zona frontal faz com que os esforços nessa direção contribuam às forças de arrasto de forma mais significativa na situação 4D. De forma quantitativa, na Tab. 16 mostram-se as forças de arrasto e empuxo para cada uma das situações desacopladas ademais nas componentes de pressão e viscosidade. A separação entre as forças de arrasto e empuxo foi realizada da mesma forma que na análise dos peixes nadando no escoamento não perturbado, empregando o método proposto por Borazjani e Sotiropoulos (2008) e apresentado no capítulo 2.

Na Tab. 16 são representadas as forças de empuxo e arrasto totais com as letras T e D , respectivamente, como vêm sendo realizado ao longo do texto. Exibindo as forças de arrasto com sinal negativa para representar a direção do esforço na direção do escoamento. A tabela recolhe como as forças de empuxo devidas à pressão vão diminuindo com a

distância ao rotor e em contraposição, o arrasto aumenta. Ademais, o arrasto viscoso é maior nas situações mais afastada o que poderia ser ao aumento das tensões de Reynolds nessa componente, como foi mencionado anteriormente.

Tabela 16 – Valores médios do coeficiente de esforços de empuxo (T) e arrasto (D), e suas componentes viscosas e de pressão (empregando os subíndices p e v , respectivamente). A tabela caracteriza os esforços adimensionais do peixe nadando com $St = 0,33$ ($\omega = 36,6 \text{ rad/s}$), velocidade do escoamento livre $2,5 \text{ m/s}$, na esteira da turbina hidrocínética nas posições $1D, 2D, 4D$ a jusante do rotor alinhado com a ponta da pá.

	1D	2D	4D
T	1,110	0,801	0,565
T_p	1,110	0,801	0,565
T_v	0,000	0,000	0,000
D	-0,476	-0,687	-0,956
D_p	-0,104	-0,292	-0,501
D_v	-0,372	-0,394	-0,454

Para finalizar a análise, foram investigadas outras duas configurações turbina-peixe. Ambas mantiveram as condições de operação do rotor, sendo variada apenas a frequência de natação do peixe. Em primeiro lugar, analisa-se o peixe nadando a $1D$ a jusante do rotor, com frequência de natação $\omega = 32,5 \text{ rad/s}$, e conseqüentemente, $St = 0,29$. Depois, o peixe será afastado até a posição de $2D$ e a frequência de natação imposta ao mesmo é de $10,7 \text{ rad/s}$, a mesma frequência com a que no escoamento não perturbado em velocidade $U = 0,7 \text{ m/s}$ o mesmo conseguiu o balanceamento entre empuxo e arrasto. Agora, a velocidade do fluxo livre é de $2,5 \text{ m/s}$ e portanto, o número de Strouhal, $St = 0,1$.

Na primeira nova configuração analisada, o número de Strouhal é modificado levemente, sendo que a frequência de natação foi variada de $\omega = 36,6 \text{ rad/s}$ a $\omega = 32,5 \text{ rad/s}$ e portanto, St passou de $0,33$ a $0,29$. O valor de $St = 0,29$ foi empregado porque resulta ser um valor muito próximo ao Strouhal de equilíbrio quando o peixe nada no escoamento não perturbado. Sendo que o valor médio da resultante axial dos esforços, nas condições de velocidade constante igual a $2,5 \text{ m/s}$ e frequência de nado $\omega = 32,5 \text{ rad/s}$, foi $\bar{C}_{Fx} = 0,04$, valor muito próximo de zero, implicando o quase-balanceamento das forças de empuxo e arrasto.

Nessa nova simulação, a partir da análise das forças durante um ciclo completo do rotor foi visto que o valor médio da força na direção do escoamento foi $\bar{C}_{Fx} = 0,400$ (Fig. 70). Apresentando uma diminuição considerável em relação ao valor obtido com $St = 0,33$, $\bar{C}_{Fx} = 0,637$, demonstrando como pequenas variações na frequência de natação implicam em mudanças significativas na produção das forças. Ademais, como já foi concluído durante o estudo do peixe, menores frequência de batimento implicam em menor produção do

empuxo, como também foi observado. Por outro lado, era esperado que o peixe não conseguiria o balanceamento de forças no Strouhal definido como de equilíbrio na condição não perturbada, devido às diferenças entre os escoamentos, principalmente pelos fenômenos turbulentos.

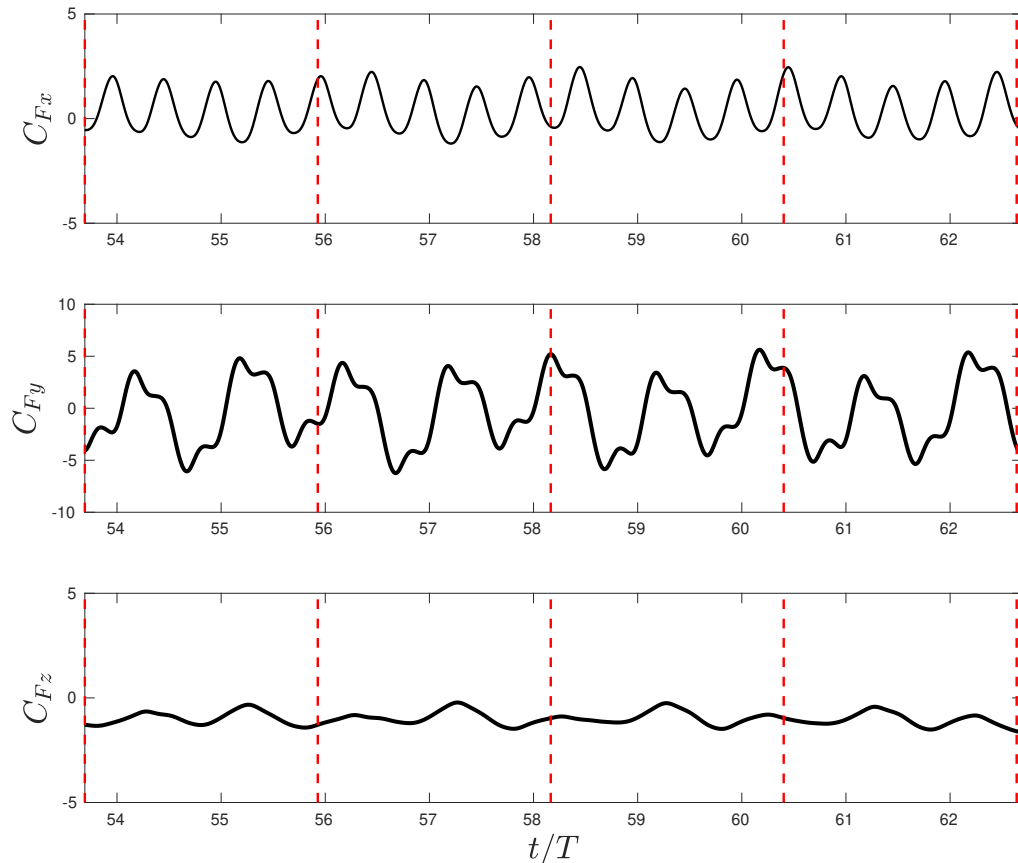


Figura 70 – Evolução temporal dos coeficientes de forças adimensionais C_{Fx} , C_{Fy} e C_{Fz} , localizando-se o peixe a $1D$ a jusante do rotor e nadando sob o número de Strouhal, $St = 0,29$ ($\omega = 32,5 \text{ rad/s}$). As linhas vermelhas pontilhadas correspondem a cada quarto de ciclo do rotor.

Neste sentido, peixes nadando em escoamentos com maiores níveis de turbulência tenderão a modificar alguns parâmetros cinemáticos, como a frequência e/ou a amplitude, na forma de resposta ante as condições do novo escoamento. Nesse caso, o peixe poderia sofrer instabilidade, como por exemplo, deslocar-se da sua posição inicial ou rolar sobre algum do seus eixos. Tudo isto implica que o parâmetro adimensional baseado na sua cinética, neste caso o número de Strouhal, tomará novos valores. Neste estudo, o peixe manteve-se em uma posição fixa, conservando ademais os parâmetros cinemáticos impostos inicialmente porém, não é possível observar traslações e/ou rotações do mesmo. No entanto, as variações do escoamento são refletidas no peixe na forma dos diferentes esforços

realizados, em cada situação específica.

Na Fig. 70, exibem-se os coeficientes de força nas três direções do espaço durante aproximadamente um ciclo completo do rotor e 9 ciclos de deformação do peixe. As linhas vermelhas indicam cada quarto de ciclo da turbina, ao igual que nas situações anteriores. Agora, também é possível observar a influência do batimento das pás do rotor sobre variação do sinal das forças, especialmente na direção axial, onde o padrão do comportamento se repete a cada dois períodos do peixe, como se nota claramente nas forças em y e z . Sem embargo, não aparece uma relação entre o batimento do rotor e a variação dos esforços, como sim foi visto na Fig. 57. O que é atribuído às frequências de batimento, de rotor e peixe, serem múltiplos, no caso anterior.

Observa-se também, na Fig. 70, uma diminuição da amplitude das forças, devido à redução da frequência, fenômeno também esperado porque já foi observado na análise do peixe individual. Em relação às forças transversais e verticais, nota-se um comportamento similar ao observado na Fig. 57. A média dos coeficientes de força vem dada por, $\bar{C}_{Fy} = -0,277$ e $\bar{C}_{Fz} = -0,990$, com valores na mesma ordem que os apresentados na Tab. 14 para a situação 1D. As componentes de pressão e viscosas foram também calculadas e sumarizadas na Tab. 17, junto com os valores já mostrados na Tab. 14 para a situação 1D, permitindo mais facilmente a comparação entre eles.

Tabela 17 – Valores médios dos coeficientes de esforços viscosos (\bar{C}_{Fv}), de pressão (\bar{C}_{Fp}) e total ($\bar{C}_{Ft} = \bar{C}_{Fv} + \bar{C}_{Fp}$) sobre o peixe, nas três direções do espaço (x, y, z), nas situações avaliadas onde o peixe é posicionado 1D a jusante do rotor. Comparando os esforços desenvolvidos sob as condições cinemáticas de natação, $St = 0,33$ ($\omega = 36,6 \text{ rad/s}$) e $St = 0,29$ ($\omega = 32,5 \text{ rad/s}$).

	\bar{C}_{Fv}			\bar{C}_{Fp}			\bar{C}_{Ft}		
	x	y	z	x	y	z	x	y	z
1D ($St = 0,33$)	-0,372	0,000	-0,056	1,009	-0,181	-0,923	0,637	-0,181	-0,979
1D ($St = 0,29$)	-0,374	0,000	-0,056	0,774	-0,277	-0,935	0,400	-0,277	-0,990

Observa-se como as forças viscosas computadas não variam com as mudanças na frequência de natação. Esse comportamento foi notado também no estudo das forças desacopladas do atum, onde em alto Re os esforços de atrito apresentaram valores similares, nas situações de mais altos números de Strouhal. Em relação às forças de pressão, os esforços transversais ao escoamento mantêm valores próximos, especialmente na direção z , tal e como se ilustra nas Fig. 57 e 70. As forças longitudinais decrescem com a diminuição da frequência, como vem sendo observado durante todo o trabalho.

Para esta situação, as mesmas variáveis que nos casos anteriores foram analisadas a partir de visualizações similares. Os resultados, em todos os casos, se mostraram muito semelhantes aos já exibidos devido a que as frequências de natação tomam valores próximos.

Por essa razão, as visualizações do campo de velocidade, vorticidade, energia cinética de turbulência, tensor de Reynolds e intensidade de turbulência recolhem-se no Apêndice C, caso o leitor precise sua consulta.

Finalmente, apresentam-se os resultados da última situação analisada. Ela é caracterizada pelo peixe posicionar-se dois diâmetros a jusante da turbina e nadar na frequência $\omega = 10,7 \text{ rad/s}$, implicando um número de Strouhal $St = 0,1$. Primeiramente, apresenta-se a evolução dos coeficientes de força na Fig. 71, tal e como vem sendo realizado nos casos anteriores. Na Fig. 71 exibem-se dois ciclos de rotação da turbina e seis ciclos de deformação do peixe, as linhas vermelhas pontilhadas correspondem ao início de cada ciclo do rotor. Ademais, na Tab. 18, se mostram as forças de pressão e viscosas, assim como as forças totais, nas duas situações 2D investigadas, com números de Strouhal, $St = 0,33$ e $St = 0,10$.

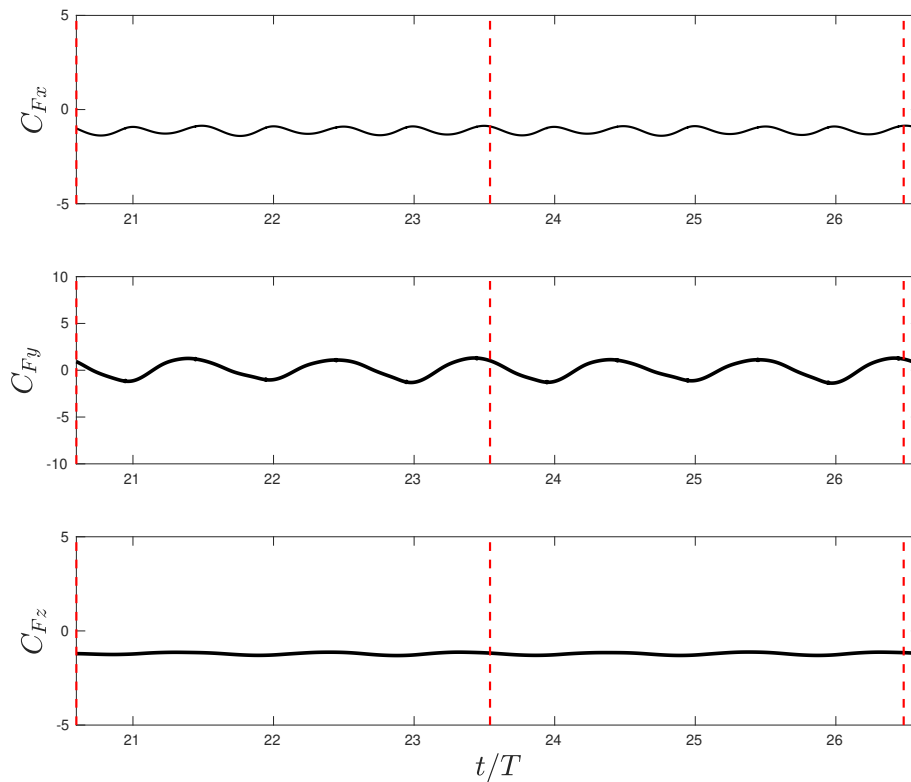


Figura 71 – Evolução temporal dos coeficientes de forças adimensionais C_{Fx} , C_{Fy} e C_{Fz} , localizando-se o peixe a $2D$ a jusante do rotor e nadando sob o número de Strouhal, $St = 0,1$ ($\omega = 1,7 \text{ rad/s}$). As linhas vermelhas pontilhadas correspondem ao início de cada ciclo do rotor.

As forças de atrito, tomam valores muito similares, demonstrando a pouca influência da frequência de batimento do peixe na produção das mesmas. Em relação as forças de pressão, as componentes em y e z mantem valores próximos, comportamento também observado previamente, quando as duas situações 1D foram comparadas. Já na direção do

escoamento, x , a diferença entre os valores encontrados é notável. Veja como no menor St o peixe experimenta uma força do tipo arrasto, devido à diminuição da frequência nesse caso. Esse comportamento é observado também a partir da esteira do peixe, como ilustrado na Fig. 72 onde se mostram os campos de velocidade e vorticidade. Nesta situação, o peixe não apresenta sua esteira como um jato de alta velocidade, e também não pode observar-se a esteira de vórtices de von Kármán reversa.

Tabela 18 – Valores médios dos coeficientes de esforços viscosos (\bar{C}_{Fv}), de pressão (\bar{C}_{Fp}) e total ($\bar{C}_{Ft} = \bar{C}_{Fv} + \bar{C}_{Fp}$) sobre o peixe, nas três direções do espaço (x, y, z), nas situações avaliadas onde o peixe é posicionado 1D a jusante do rotor. Comparando os esforços desenvolvidos sob as condições cinemáticas de natação, $St = 0,33$ ($\omega = 36,6 \text{ rad/s}$) e $St = 0,1$ ($\omega = 10,7 \text{ rad/s}$).

	\bar{C}_{Fv}			\bar{C}_{Fp}			\bar{C}_{Ft}		
	x	y	z	x	y	z	x	y	z
2D ($St = 0,33$)	-0,394	0,000	-0,059	0,510	0,033	-1,224	0,116	0,032	-1,284
2D ($St = 0,10$)	-0,399	0,001	-0,057	-0,722	0,086	-1,153	-1,121	0,087	-1,210

Na análise das restantes variáveis como a intensidade de turbulência, a energia cinética turbulenta e o tensor de Reynolds, se apreciam algumas diferenças no campo fluido na região da esteira do peixe, especificamente nas variáveis k e τ_{xy} (Fig. 73 e 74), se comparadas com a situação 2D onde o peixe nadava em alta frequência e induzia uma esteira do tipo empuxo. De qualquer forma, as discrepâncias são mínima e acontecem, como se disse na região da esteira do peixe, estando portanto o mesmo expostos aos mesmos níveis de turbulência. O que faz sentido, já que as forças desenvolvidas pelo peixe são muito similares em ambos casos, excetuando a força de pressão na componente x , dominada pela frequência de batimento do peixe e a massa de fluido que acelera na suas proximidades e não pela natureza do escoamento antes da interação.

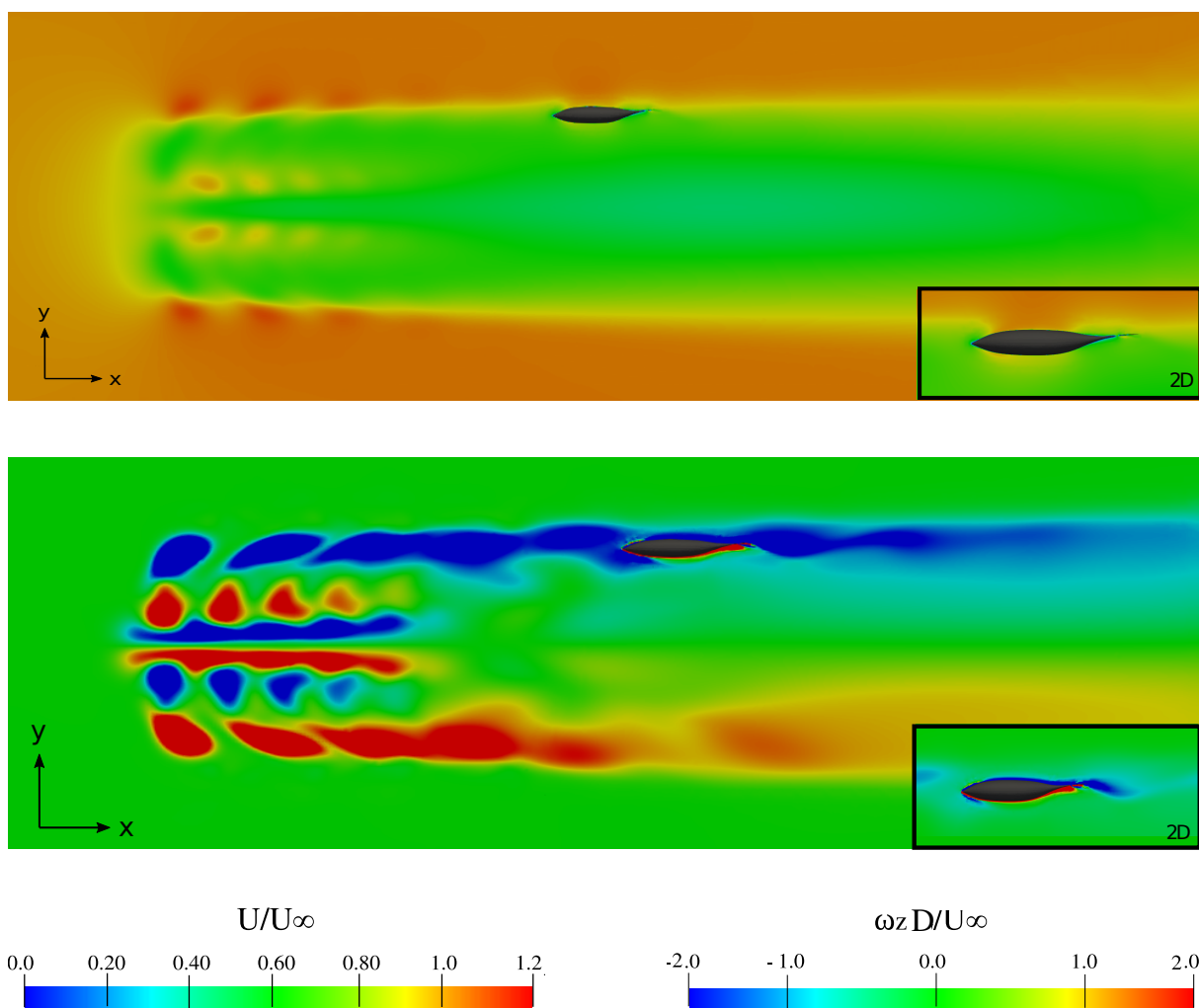


Figura 72 – Campos de velocidade e vorticidade adimensionais, (U/U_∞) e $(\omega L/U_\infty)$, encontrando-se o peixe nadando 2D a jusante do rotor com $St = 0,1$ ($\omega = 10,7 \text{ rad/s}$).

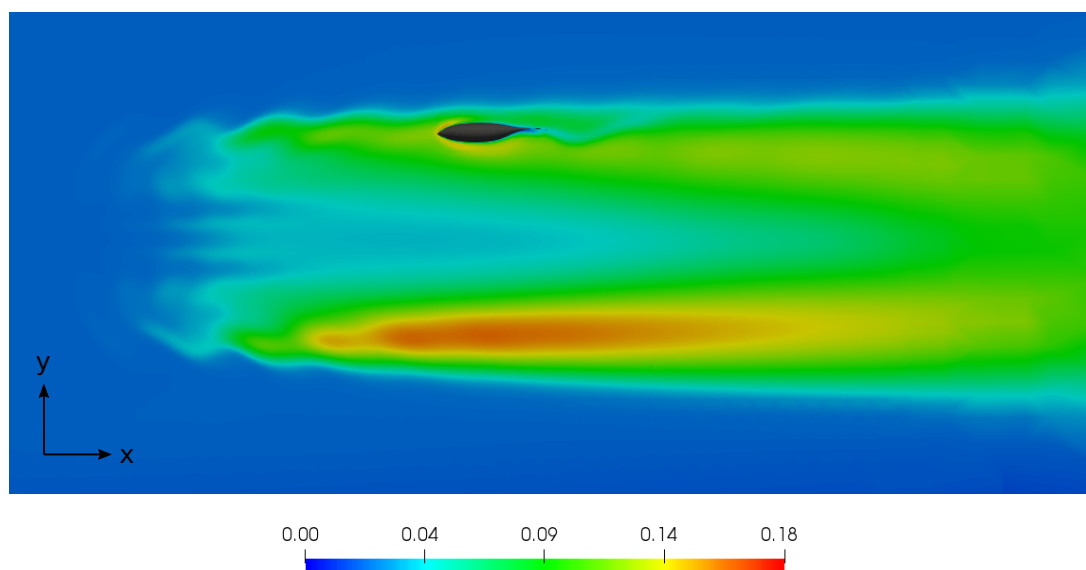


Figura 73 – Níveis da energia cinética turbulenta (\sqrt{k}/U) no plano longitudinal (xy) nas situação 1D e $St = 0,1$ ($\omega = 10,7 \text{ rad/s}$).

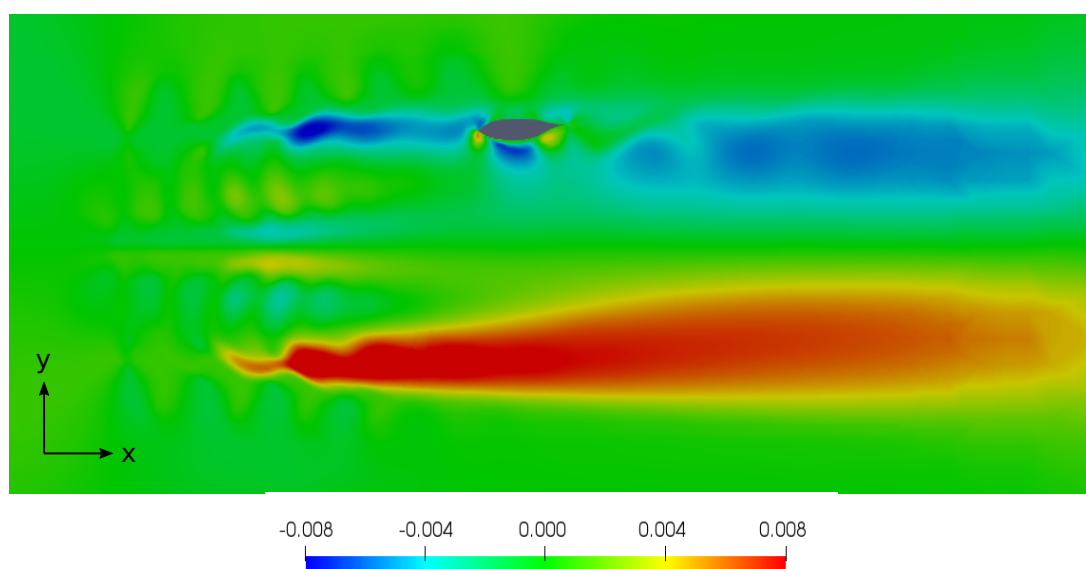


Figura 74 – Níveis da componente do tensor de Reynolds ($\tau_{xy}/\rho U^2$) no plano longitudinal (xy) nas situação 1D e $St = 0,1$ ($\omega = 10,7 \text{ rad/s}$).

6.3.3 Discussão dos resultados

Nesta última subseção do trabalho irei sumarizar os principais resultados obtidos aportando algumas conclusões e/ou discussões que até o momento não foram realizadas. Fundamentalmente, porque a subseção anterior foi dedicada principalmente a apresentar e analisar os resultados devido ao elevado número de simulações e dados extraídos das mesmas.

Entre os resultados de maior destaque, reporta-se a mudança significativa dos esforços produzidos pelo peixe nas diferentes posições da esteira induzida pela turbina, já que cada uma destas regiões vem caracterizada por uns fenômenos próprios (como descrito na seção 6.2). Foi observado que quanto mais afastado se encontra o peixe do rotor, menores são as forças propulsivas que experimenta (peixe alinhado com a ponta da pá). Encontrando no caso 4D, a situação limite onde a força de arrasto é maior que a de empuxo e o peixe portanto, não consegue experimentar mais a propulsão das restantes situações (1D e 2D) sendo arrastado pelo escoamento.

Até o momento, foi estabelecida uma relação de dependência entre o coeficiente de esforços e o número de Strouhal, onde C_F crescia monotonicamente com o aumento do St para um Re constante, considerando o caso do peixe nadando em um escoamento não perturbado (abordado na seção 6.1). Sem embargo, esta relação não terá mais validade nas situações peixe-rotor porque como mencionado, foram observadas mudanças importantes nos coeficientes de esforços sendo que o número de Strouhal é mantido constante (já que a velocidade da corrente livre não apresentou modificações).

O principal parâmetro cambiante foi neste caso a posição do peixe na esteira. Neste sentido foram investigadas algumas das variáveis fundamentais envolvidas no problema (velocidade, pressão, vorticidade, energia cinética turbulenta, intensidade de turbulência e tensor de tensões de Reynolds) mas, têm sido complicado estabelecer uma relação de dependência direta entre as ditas variáveis e os esforços computados para compreender a causa da variação dos mesmos com a posição.

Algumas questões de interesse foram observadas sobre a relação hidrodinâmica entre o peixe e a esteira do rotor e devem ser destacadas para tentar elucidar qual é o efeito do escoamento perturbado sobre o nado do peixe. Em primeiro lugar, observou-se que a diferença em termos de velocidade média foi pouco expressiva nas três situações analisadas. Porém, sim é notável a mudança de velocidade ao redor do peixe nas diferentes posições. Observando que, em regiões próximas esta diferença é muito mais acentuada porque o tubo de corrente que configura a esteira é de menor diâmetro que em seções mais distantes (pelo formato tubular cônico da esteira) e porque a redução da velocidade na região próxima ao rotor é muito mais expressiva, por causa do efeito de bloqueio da nacele. Veja a modo de exemplo, na Fig. 75, como tal e como comentado a velocidade a ambos

lados do peixe é bem diferente nas posições 1D, 2D e 4D. Por um lado, na situação 1D, o peixe está em contato tanto com uma região de alta velocidade como uma de velocidade reduzida. Por outro lado, na situação 4D, as velocidades do escoamento em torno ao peixe apresentam valores intermédios e menos cambiantes.

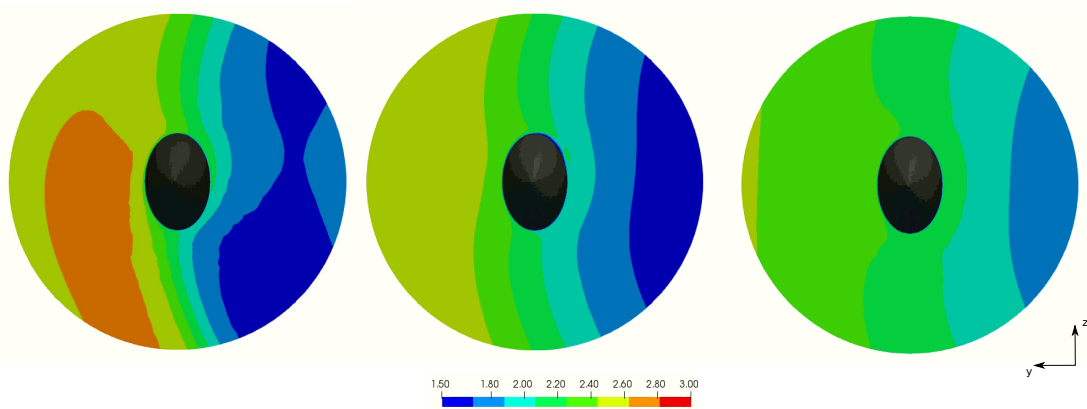


Figura 75 – Campo da magnitude da velocidade (U_{mag}) no plano de corte transversal (yz), com origem no centro do peixe. Nas posições da esteira 1D, 2D e 4D.

Ademais, essas variações da velocidade estão intimamente relacionadas com a vorticidade do escoamento. Observa-se portanto, na Fig. 76, os diferentes valores de vorticidade em cada uma das posições do peixe na esteira. Neste caso, o campo de vorticidade se apresenta no plano transversal ao peixe e a variável é exibida utilizando um intervalo reduzido de variação ademais de poucos níveis para sua representação, o que ajuda na visualização quantitativa da vorticidade.

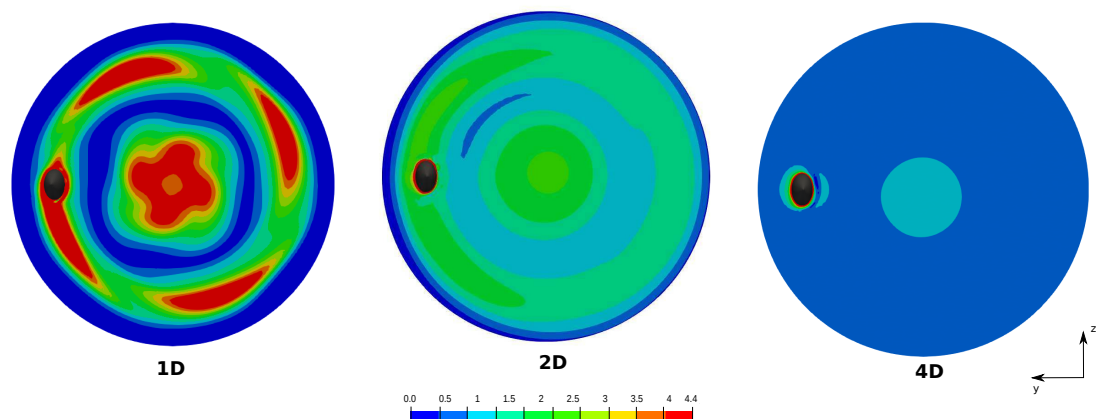


Figura 76 – Campo da magnitude da vorticidade adimensional ($\omega_{mag} D/U$) no plano de corte transversal (yz), com origem no centro do rotor. Nas posições da esteira 1D, 2D e 4D.

A variação da vorticidade com a posição já foi observada em resultados anteriores, embora não de forma tão expressiva pelo tipo de análise realizado. Ademais pela já conhecida configuração das estruturas de vórtices nas diferentes regiões da esteira este resultado era esperado. Assim, será utilizada a variável vorticidade para estabelecer essa

relação entre o escoamento e o peixe, e conseguir caracterizar as mudanças de esforços nas diferentes posições.

Portanto, um novo parâmetro é proposto baseado no número de Strouhal (St), tal e como tem sido computado até o momento no trabalho, e a vorticidade adimensional ($\omega D/U$), que caracterizará o escoamento em cada uma das regiões em função do diâmetro do rotor e a velocidade do fluxo livre.

A vorticidade adimensional pode ser também considerada como um número de Strouhal do escoamento perturbado, já que proporciona a relação entre a variação local do fluido (dada pela vorticidade) y a variação pelo movimento do escoamento (velocidade da corrente livre). No que segue será denominado como St_ω , tal que $St_\omega = \omega D/U$.

O novo parâmetro, nomeado como número de Strouhal local (St_l) vem definido como

$$St_l = St \cdot St_\omega, \quad (6.1)$$

onde o número de Strouhal do peixe vem ‘escalado’ com o número de Strouhal do escoamento perturbado, estabelecendo uma relação com a vorticidade na região onde o peixe encontra-se nadando.

O número de Strouhal local (St_l) permitiu apresentar o coeficiente de esforços \bar{C}_{F_x} como função do mesmo, tal e como apresentado na Fig. 77. Observa-se na mesma o crescimento monotônico dos esforços com o número de Strouhal local, onde se recolhem todos os casos simulados para o mesmo número de Reynolds do escoamento. Na Tab. 19 aparecem recolhidos os casos mostrados na figura, possuindo cada um deles seu próprio número de Strouhal, e seus valores de vorticidade e posição. Todos esses casos, vem caracterizados pelo valor do coeficiente de esforços, tal e como foram descritos na subseção 6.3.2 e nomeados com as letras de A a E. Ademais, o valor de vorticidade empregado para esta análise foi extraído da Fig. 76 e portanto, apresenta apenas uma estimativa da vorticidade em cada uma das regiões.

Tabela 19 – Caracterização dos diferentes casos com $U = 2,5m/s$ (nomeados de A-E) segundo algumas das variáveis de interesse para análise ($Re = 5,5 \times 10^6$).

	CASOS				
	A	B	C	D	E
\bar{C}_{F_x}	0,635	0,400	0,116	-0,379	-1,120
St	0,33	0,29	0,33	0,33	0,10
St_ω	4,40	4,40	2,64	2,64	1,32
St_l	1,45	1,28	0,87	0,44	0,26
Posição	1D	1D	2D	4D	2D

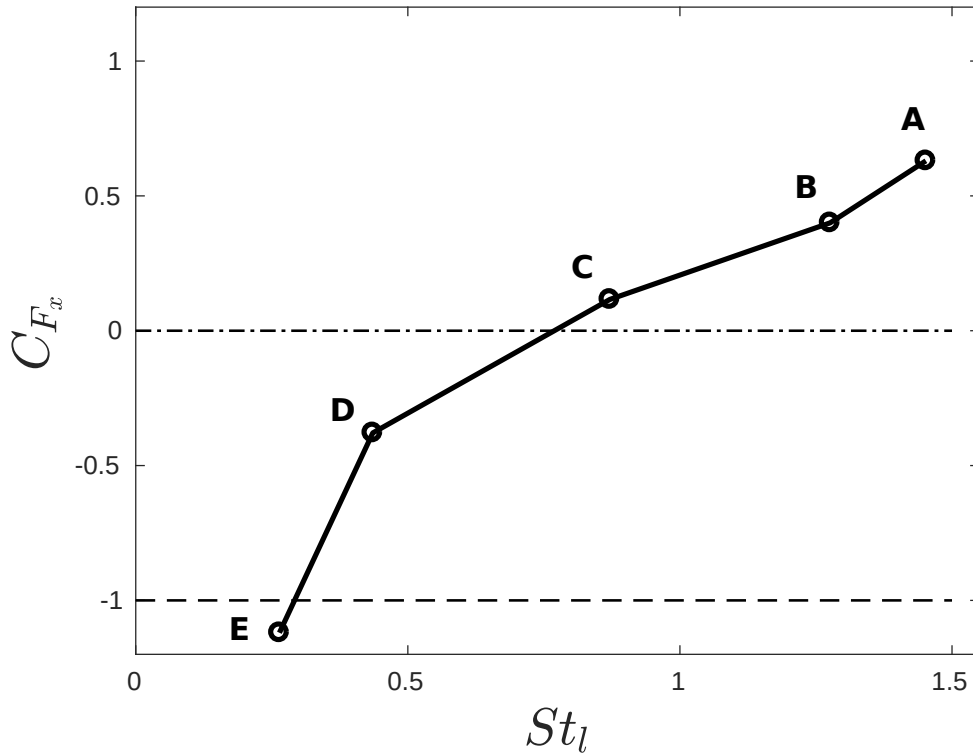


Figura 77 – \bar{C}_{F_x} como função do número de Strouhal local St_l (Eq. 6.1) para o número de Reynolds, $Re = 5,5 \times 10^6$.

Observa-se na Fig. 77 como nos casos A, B e C o balanço de forças no peixe é positivo, experimentando o mesmo uma força de empuxo. As situações onde o peixe é arrastado pelo escoamento vem caracterizadas pelos casos D e E. Veja que com este novo parâmetro é possível caracterizar o comportamento do peixe desde o ponto de vista da mecânica de nado considerando conjuntamente a cinemática do mesmo e a posição dentro da esteira, entendendo a possibilidade do peixe de autopropulsionar-se ou não. Para o número de Reynolds considerado o número de Strouhal local de equilíbrio pode-se estimar da mesma forma que foi realizado nas situações do escoamento não perturbado nas Fig. 30a e 30b. Portanto, $\bar{C}_{F_x}(St_l^*) = 0$ estimando St_l^* utilizando uma interpolação linear aplicada ao par de pontos na curva $\bar{C}_{F_x} \times St_l$ que contém St_l^* . Assim, podemos estimar que $St_l^* = 0,77$.

Ademais, o número de Strouhal local pode ser utilizado para conjecturar a possível admissibilidade do peixe nadar na esteira do rotor contra-correnteza. Tendo a vorticidade como uma das principais variáveis influenciando na bio-mecânica do peixe, e portanto, estabelecendo essa relação que faltava com a posição do mesmo na esteira. A vantagem que oferece St_l , tal e como foi definido, que a análise não se basa apenas na posição ou na cinemática de nado. Por isso, observamos como nos casos C e E, o peixe posicionado a 2D a jusante do rotor, apresentam diferenças significativas em relação aos esforços, devida à frequência de

nado em cada situação, e conseqüentemente ao número de Strouhal, $St = 0,33$ e $St = 0,10$, respectivamente. Portanto, dependendo da cinemática do peixe, ele será arrastado ou não.

Podemos determinar que se um peixe é arrastado pela correnteza o mesmo não poderá sequer realizar manobra alguma para sair da região da esteira e encontrar outras zonas do escoamento mais confortáveis para o nado. Ademais, se analisamos o caso onde varia a posição e se mantém o número de Strouhal (caso A, C e D), observa-se claramente como o peixe quanto mais afastado do rotor menores esforços despenha, sendo que na situação 4D, o peixe apresenta uma força de arrasto.

Desde o ponto de vista da admissibilidade de nado de um peixe na esteira de uma turbina hidrocínética (sob as mesmas condições cinemáticas), pode-se entender que um peixe entrando na esteira irá apresentar comportamentos diferentes. Sendo que, se um peixe entra na região de esteira distante ele encontrará um escoamento com níveis de turbulência maiores que o acostumado, ademais de uma série de vórtices desorganizados, em orientação e tamanho, e sem padronização previsível. Soma-se ademais, que o peixe vem nadando contra a correnteza, o que já supõe um esforço para ele. Portanto, e segundo o valor do coeficiente de esforços computados na direção do escoamento \bar{C}_{F_x} , espera-se que o animal uma vez entre na esteira na situação 4D terá dificuldades para sair da mesma, já que será arrastado pelo fluxo.

En contraposição, quando o peixe é localizado a 1D a jusante, ele está totalmente imerso nos vórtices de ponta de pá, que são estruturas tridimensionais do escoamento bem caracterizadas onde o peixe pode aproveitar parte da energia neles contida. Na mesma linha que em outros trabalhos reportados na literatura, onde o peixe nada numa esteira de vórtices de von Kármán, após um obstáculo ou em formação de cardumes, negociando com as estruturas de vórtices (MONTGOMERY et al., 2003; LIAO et al., 2003a). Ademais, quando o peixe está na situação 1D, foi observado que a intensidade de turbulência e o tensor de tensões aparentes de Reynolds do escoamento apresentam níveis menores que nos restantes casos. Em definitiva, todos os indicadores destacam o melhor desempenho que o peixe apresenta nessa situação. Essas forças mais elevadas, poderiam ajudar ao peixe a sair da região da esteira devido à maior quantidade de força disponível que poderia ser empregada em realizar manobras evasivas para evitar à entrada ao rotor. Por outro lado, teria que considerar-se o tempo de reação do animal, já que a proximidade da máquina é pequena tendo em consideração o tamanho do animal. E portanto, o animal poderia entrar no rotor sem a possibilidade de evitar-o.

Como última situação, encontramos o peixe nadando a 2D após o rotor, região onde começa a vislumbrar-se o final da esteira próxima e por conseguinte, ainda podem ser visualizados os vórtices de ponta de pá porém, com menor intensidade que na situação 1D. Neste caso (C), o coeficiente de esforços do peixe é próximo a zero, o que significa que o peixe está próximo da situação de equilíbrio, estando as forças de empuxo e arrasto

balanceadas. O peixe encontra-se nadando em velocidade constante e pode-se considerar que devido à distância ao rotor teria alguma possibilidade de sair da esteira na procura de um escoamento com menores níveis de turbulência. Já que também, é preciso atender aos altos valores de energia cinética de turbulência e tensor de tensões de Reynolds (nas zonas mais afastadas do rotor) como condição de nado.

Neste sentido, não existe um consenso na literatura. Existem trabalhos que reportam que os peixes evitam zonas de maiores turbulências (TRITICO; COTEL, 2010; SILVA et al., 2012; COTEL; WEBB, 2015) e outros que relatam que os peixes sentem-se confortáveis neste tipo de escoamentos e vão à procura dos mesmos (HOOP et al., 2018). Como mencionado, durante a investigação relatada neste trabalho entendemos que, desde a perspectiva biomecânica, o peixe desenvolve maiores esforços (nadando nas mesmas condições cinemáticas) em zonas de maior vorticidade, onde as estruturas coerentes são previsíveis e periódicas, e que ademais, neste caso correspondem a menores níveis de turbulência. Esta última afirmação poderia resultar contraditória porém, foi observado (veja a Fig. 67) que o peixe quando nada próximo ao rotor consegue dissipar a energia cinética de turbulência fazendo com que decresça o valor da mesma.

Conclui-se portanto, que o parâmetro proposto St_l , que combina a cinemática do peixe com a vorticidade do escoamento, pode fornecer de forma quantitativa uma estimativa sobre a admissibilidade de nado do peixe na esteira. Entendendo por admissibilidade que o peixe, em umas dadas condições de nado e do escoamento, possa evitar a entrada ao rotor saindo da região da esteira se assim fosse conveniente. Portanto, essa situação se propõe como possível quando o número de Strouhal local é maior que o número de Strouhal local $St_l > St_l^*$ (veja Fig. 77), fazendo com que o peixe consiga empregar parte da força propulsiva na realização de manobras evasivas. Contrariamente, em situações caracterizadas com $St_l < St_l^*$, o peixe seria arrastado pela correnteza sem ter possibilidade de movimentar-se da forma desejada.

Para finalizar, comenta-se nesta mesma linha de análise, o comportamento de peixe nadando na primeira situação analisada, nas condições de velocidade do escoamento livre $U = 0,7 \text{ m/s}$, número de Strouhal $St = 0,413$ e na zona central a 2D a jusante do rotor (subseção 6.3.1). Na Fig. 78 apresenta-se a magnitude do campo de vorticidade adimensional, para estimar igualmente mediante a figura o valor da vorticidade e computar o número de Strouhal local, que neste caso é igual a $St_l = 0,9$. Sabendo que o coeficiente de esforços nesta situação é $\bar{C}_{Fx} = 1,12$, o ponto se situaria acima da linha $\bar{C}_{Fx} = 0$. O número de Strouhal de equilíbrio, neste caso onde o número de Reynolds $Re = 1,5 \times 10^6$, espera-se que seja menor que para no caso anterior, onde o Re era maior. Entendendo a redução de St_l^* com o aumento de Re , apresentando uma relação de dependência inversa como a já comentada anteriormente. De qualquer forma, para confirmar esta afirmação seria necessário obter mais pontos para construir a curva $\bar{C}_{Fx} \times St_l$ para o novo Re .

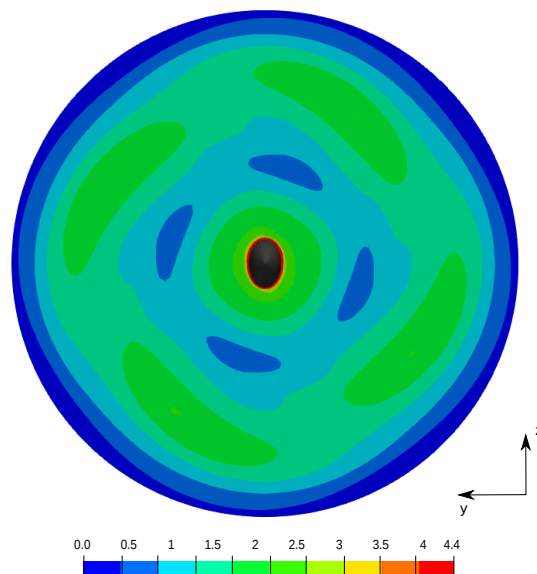


Figura 78 – Campo da magnitude da vorticidade (ω_{mag}) no plano de corte transversal (yz), com origem no centro do rotor. Na situação caracterizada pelo peixe posicionar-se a 2D a jusante do rotor, alinhado com o eixo do rotor e com $U = 0,7 \text{ m/s}$ e $St = 0,413$.

A partir do parâmetro St_i^* e o valor positivo do coeficiente de esforços médio na direção do escoamento, cabe pensar na admissibilidade do peixe nadando nessa região do escoamento. Já foi comentado ademais, que a região central da esteira é uma região de menor velocidade o que também beneficia ao peixe para manobrar. Por outro lado, o caminho de saída nesta configuração é mais complexo já que iria encontrar a região de vorticidade de pontá de pá.

7 Conclusões

No contexto das turbinas hidrocínéticas e seus impactos ambientais, no presente trabalho foram investigadas mediante estudos CFD as interações hidrodinâmicas de um peixe nadando na esteira de uma turbina deste tipo sob diferentes configurações.

Como ponto de partida, foram realizadas simulações numéricas de peixes nadando em escoamentos não perturbados e de um rotor hidrocínético, de maneira independente. O objetivo foi validar a metodologia de cada um destes problemas para posteriormente realizar o acoplamento de ambas e conseguir reproduzir o caso requerido, um peixe nadando em um escoamento como o induzido por uma turbina hidrocínética. Portanto, o estudo dividiu-se em três blocos fundamentais: (1) o estudo do peixe, (2) a caracterização da esteira da turbina e (3) o problema acoplado peixe-turbina, e é desta forma que apresentam-se as conclusões.

Primeiramente, desenvolveu-se um estudo CFD sobre o nado de peixes sob a cinemática típica dos carangiformes, considerando um escoamento turbulento tridimensional em velocidade constante. Empregou-se para o estudo a abordagem URANS com modelo para fechamento da turbulência $k - \omega - SST$ e o movimento dos peixes foi mimetizado por uma malha deformável utilizando modelos cinemáticos alimentados por dados reais de natação de peixes obtidos na literatura. Os modelos de peixes considerados foram o atum e o lambari, e foi observado que ambos apresentam um único Strouhal de equilíbrio para cada regime de Reynolds. Os resultados extraídos das simulações mostraram também que quanto menor o Re , maior o St^* .

Por outro lado, foi demonstrada a relação direta entre o coeficiente de força médio e as estruturas da esteira de vórtices, concluindo que forças de empuxo aparecem quando o peixe induz uma esteira de von Kármán reversa, devido ao jato originado a jusante que faz com que aumente a propulsão dos peixes. Finalmente, é importante destacar que a presença do vórtice da borda de ataque (LEV) colado à nadadeira caudal corresponde ao pico de força e, conseqüentemente, à geração de empuxo para a propulsão. Foi observado ademais que os vórtices formados na parte posterior do corpo do peixe (PBV) se desprendem do corpo escoando a jusante, fusionado-se com o vórtice da nadadeira caudal e produzindo os anéis de vórtices que formam as estruturas coerentes da esteira.

Em resumo, a abordagem empregada foi capaz de reproduzir coeficientes de força médios realistas e identificar condições de equilíbrio para os dois peixes analisados. Além disso, foi possível mediante a metodologia construída a captura dos complexos mecanismos envolvidos no nado dos peixes, mediante uma análise adequada da dinâmica dos vórtices em condições laminar-turbulentas.

Em segundo lugar, foram realizadas simulações numéricas empregando o modelo simplificado da linha atuadora para modelar o rotor hidrocínético. O método baseado no acoplamento da teoria BEM e as equações de Navier-Stokes proporciona um caminho mais simples para induzir um escoamento com a mesma estrutura que o de uma esteira de turbina hidrocínética, permitindo menores tempos de computação, já que não emprega a superfície do rotor nas simulações nem requer algoritmos de movimentação de malha. Da mesma forma, o problema foi resolvido empregando a abordagem URANS com modelo para fechamento da turbulência $k - \omega - SST$.

Entre os principais resultados obtidos do estudo numérico conclui-se que o modelo da linha atuadora permite induzir uma esteira de turbina hidrocínética identificando as estruturas de vórtices coerentes na região da esteira próxima, como os vórtices de ponta de pá e os vórtices de nacele. Ademais, foram também identificadas comportamentos típicos de um escoamento desse tipo como a recuperação da pressão na região da esteira próxima ou a queda de velocidade que caracteriza o formato cônico de uma esteira deste tipo. Finalmente, os resultados foram validados utilizando a simulação numérica que emprega a geometria do rotor completo e a transposição de resultados obtidos para um modelo em túnel de vento (MENDES, 2020).

Finalmente, apresentam-se as conclusões fundamentais obtidas durante o estudo por serem as que trazem os fatores de inovação e contribuição ao estado da arte do assunto em questão, tão importantes em uma tese de doutorado. Estas conclusões referem-se ao análise do problema acoplado peixe-turbina. Primeiramente, destacar que até o momento não foram encontrados na literatura análises numéricas investigando a interação hidrodinâmica entre um peixe e um rotor de turbina hidrocínética, modelado este último pelo método da linha atuadora. Portanto, este é o primeiro estudo onde são reportadas as forças hidrodinâmicas desenvolvidas pelo peixe, quando nada em um escoamento perturbado da tipologia de uma esteira de turbina de eixo horizontal. Conseqüentemente, este trabalho representa uma contribuição tanto ao estado da arte do nado de peixes em escoamentos perturbados como ao de impactos ambientais da tecnologia hidrocínética sobre a ictiofauna.

Ademais, é importante ressaltar a elevada complexidade numérica do problema já que é preciso modelar o escoamento turbulento, além de impor o movimento de nado ao peixe causado pela sua própria deformação e implementar a moção da máquina rotativa. Da mesma forma que nas anteriores simulações, o problema numérico foi resolvido mediante a abordagem URANS com modelo para fechamento da turbulência $k - \omega - SST$. O movimento de nado do peixe foi imposto mediante algoritmos de malha dinâmica deformável e o rotor foi modelado pelo método da linha atuadora. Foram analisadas diferentes configurações onde se variaram a posição do peixe na esteira, a frequência de natação do mesmo e as condições de operação da máquina (velocidade de fluxo livre e velocidade de rotação).

Em primeiro lugar, foi observado que quando o peixe nada na região central

da esteira do rotor 2D a jusante (na configuração analisada na subseção 6.3.1) produz maiores forças de empuxo se comparado com a mesma situação cinemática nadando em escoamento não perturbado, o que é atribuído à região de menor velocidade e vorticidade onde se encontra. Por outro lado, na análise do desempenho do peixe com a mudança de posição na esteira (subseção 6.3.2) os resultados de esforços obtidos foram a priori mais dificilmente relacionáveis com as variáveis do escoamento, identificado que a medida que o peixe se afasta do rotor os esforços computados se reduzem. Até a situação limite onde o peixe é arrastado com o escoamento (quando encontra-se posicionado a 4D a jusante do rotor), experimentando uma força resultante na direção do escoamento do tipo arrasto.

Nesses casos, o peixe encontra-se nadando alinhado com ponta da pá do rotor e portanto, na zona da esteira fronteira com o escoamento livre. Por isso, quando posicionado a 1D a jusante do rotor, os efeitos dinâmicos do batimento das pás estão presentes no sinal dos esforços computados já que se encontra nadando imerso nos vórtices de ponta de pá, estrutura vortical coerente típica na região da esteira próxima. No referente à velocidade, não foram observadas mudanças significativas em relação ao valor médio da mesma na região do peixe e portanto, não foi possível estabelecer essa relação com o coeficiente de força. Sem embargo, foi notado que as velocidades ao redor do peixe sim variaram de uma região à outra. Nas proximidades do rotor, acima do peixe existe uma zona de alta velocidade devida aos vórtices de ponta de pá e na parte inferior, notou-se o efeito da redução da velocidade pelo bloqueio da nacele. Fenômenos que na região de esteira distante já não foram percebidos. Ademais, o formato cônico da esteira também contribui nesta mudança das velocidades.

Foram também avaliadas outras variáveis como a intensidade de turbulência, energia cinética de turbulência e tensor de tensões de Reynolds. Notou-se que a presença do peixe quando posicionado próximo ao rotor teve um efeito difusivo sob estas variáveis. E portanto, o peixe nessa posição viu-se menos afetado pela turbulência do escoamento. Em contraposição quando o peixe localizou-se na esteira distante não foi notado esse fenômeno. Consequentemente, o peixe na esteira distante encontra-se nadando em um escoamento com maiores níveis de energia cinética de turbulência e do tensor de tensões de Reynolds.

Estas variações do escoamento nas diferentes regiões da esteira fazem com que o peixe experimente distintos tipos de esforços, sempre considerando nadando sob as mesmas condições cinemáticas. Foi então atribuído ao crescimento das forças viscosas com a posição o aumento do tensor de tensões de Reynolds, influenciando às tensões cisalhantes na camada limite do peixe e fazendo com que as forças de superfícies aumentem, contribuindo portanto ao arrasto. Também, foi visto que o campo de pressão sofre modificações com a posição e foi notado como o aumento de pressão na região frontal do peixe contribui ao aumento das forças de arrasto de pressão, que foram também observadas crescendo com a posição. Neste sentido, nota-se ademais a influência da região de baixa pressão na esteira próxima

originada pelo efeito de bloqueio da nacele que não existe mais na zona de esteira distante, pela recuperação da variável, e que contribui ao aumento das forças de empuxo.

De outra parte, a vorticidade joga um papel fundamental em toda esta análise. Na literatura, alguns trabalhos reportam o efeito positivo sobre o desempenho de um peixe quando nada em uma esteira de von Kármán, já que devido ao padrão previsível dos vórtices eles conseguem extrair energia deles minimizando seu gasto energético. Neste trabalho, não foi possível medir o gasto energético dos peixes mas sim foi observado como o peixe nadando na esteira próxima produz forças propulsivas significativas que podem ser devidas, em parte, aos vórtices de ponta da pá. Nesta perspectiva da influência da vorticidade, foi proposto um novo parâmetro denominado como número de Strouhal local St_l e definido como o produto do número de Strouhal do nado do peixe St e o número de Strouhal do escoamento perturbado St_ω , medido como a vorticidade adimensional.

O parâmetro St_l permitiu estabelecer uma relação de dependência entre a vorticidade do escoamento (e conseqüentemente a região da esteira onde o animal se encontra), a cinemática do peixe e os esforços produzidos pelo mesmo. Da forma na que o parâmetro foi proposto, observa-se a relação de dependência entre St_l e \bar{C}_{Fx} como monotonicamente crescente, estabelecendo que quando $\bar{C}_{Fx} < 0$ e portanto, $St_l < St_l^*$, o peixe experimenta forças resultantes do tipo arrasto. Contrariamente, se o coeficiente de esforços é positivo, as forças resultantes na direção do escoamento serão de tipo empuxo, estando caracterizadas pela condição $St_l > St_l^*$.

Desde a perspectiva da admissibilidade, foi proposto que independentemente do lugar da esteira um peixe poderá nadar nessa região dependendo da sua frequência de natação. Porém, em uma determinada frequência seu desempenho vê-se muito mais afetado quando nada na região de esteira distante que na próxima, possivelmente ajudado pelos vórtices de ponta de pá. Ademais, foi analisado também como, um peixe posicionado a 2D a jusante do rotor, poderia segundo sua frequência de nado manter-se nadando no lugar ou ser arrastado pela correnteza. Com tudo, se propõe que admissibilidade de nado na esteira venha determinada pelo coeficiente de esforços médio na direção do escoamento, que sendo do tipo empuxo, permitirá a realização de manobras evasivas para sair da esteira ao escoamento livre ou evitar à entrada ao rotor. Por último, importante destacar que existe também aumento nas forças transversais (em todas as posições devido ao escoamento rotativo da esteira), que devem ajudar ao peixe a sair do tubo da esteira em direção à corrente livre. Embora, altos valores destes esforços poderiam produzir traslações ou incluso rotações indesejadas no peixe, que dificultariam o retorno à posição escolhida pelos mesmos.

Finalmente, comentar que os estudos de peixes nadando em escoamentos perturbados estão em auge na literatura nos últimos anos, e que não existe um consenso sobre o efeito das variáveis turbulentas nos mesmos. Existem trabalho relatando à necessidade

do peixe de afastar-se de regiões onde a intensidade de turbulência é alta (SILVA et al., 2012; COTEL; WEBB, 2015), outros onde o consumo de oxigênio em regiões de altos níveis viu-se reduzido e também, trabalhos onde se expõem as vantagens do nado de peixes em regiões de vorticidade como a esteira de vórtices de von Kármán. Neste trabalho, se conclui que em regiões onde as variáveis próprias de um escoamento turbulento são mais altas o peixe apresenta forças propulsivas reduzidas, ademais de que a vorticidade poderia ser uma variável positiva em relação ao nado.

LINHAS FUTURAS

- Continuar com o análise realizado, executando novos casos modificando parâmetros como novas posições para o peixe e outras frequências de nado, para complementar as conclusões e os resultados extraídos neste trabalho. Ademais, seria interessante realizar o estudo para outros números de Reynolds para assim estabelecer uma relação C_F-St , tal e como foi realizado para a análise do escoamento não perturbado.
- Desenvolver as simulações numéricas incorporando o movimento de traslação do peixe, além da deformação já implementada, ou também abordar o problema como uma análise fluido-estrutura, que claramente vai trazer novos resultados.
- Implementar modelos de turbulência de grandes escalas (LES) para comprovar se a nova informação que fornecem ajuda ao entendimento da biomecânica do peixe.
- Propor modelos de aproximação do peixe ao rotor baseados nos resultados dos esforços computados em cada uma das situações analisadas.
- Desenvolver experimentos em túnel de água para verificar os resultados.

Referências

- ABEDI, H.; DAVIDSON, L.; VOUTSINAS, S. Development of Free Vortex Wake Method for Aerodynamic Loads on Rotor Blades. *EWEA 2014: Europe's Premier Wind Energy Event, Barcelona, Spain*, 2014. Disponível em: <<https://research.chalmers.se/en/publication/202750>>. Citado na página 39.
- ACHENBACH, E. Experiments on the flow past spheres at very high Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 54, n. 1966, p. 565–575, 1972. ISSN 14697645. Citado 3 vezes nas páginas 192, 193 e 196.
- ACHENBACH, E. Vortex Shedding From Structural. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 32, p. 73–82, 1974. Citado 2 vezes nas páginas 192 e 193.
- ADCOCK, T. et al. Tidal power generation - A review of hydrodynamic modelling. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy*, v. 229, 2015. Citado na página 35.
- ADKINS, D.; YAN, Y. Y. CFD Simulation of Fish-like Body Moving in Viscous Liquid. *Journal of Bionic Engineering*, v. 3, n. 3, 2006. ISSN 16726529. Citado 3 vezes nas páginas 9, 17 e 26.
- AMARAL, S. V. et al. Evaluation of Behavior and Survival of Fish Exposed to an Axial-Flow Hydrokinetic Turbine. *North American Journal of Fisheries Management*, v. 35, n. 1, p. 97–113, 2015. ISSN 0275-5947. Disponível em: <<http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/02755947.2014.982333>>. Citado na página 6.
- ASHRAF, I. et al. Simple phalanx pattern leads to energy saving in cohesive fish schooling. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, v. 114, n. 36, p. 9599–9604, 2017. ISSN 10916490. Citado na página 12.
- ASHRAF, I. et al. Synchronization and collective swimming patterns in fish (*Hemigrammus bleheri*). *Journal of the Royal Society Interface*, v. 13, n. 123, p. 20160734, 2016. ISSN 17425662. Disponível em: <<http://rsif.royalsocietypublishing.org/lookup/doi/10.1098/rsif.2016.0734>>. Citado na página 12.
- BABA-AHMADI, M. H.; DONG, P. Validation of the actuator line method for simulating flow through a horizontal axis tidal stream turbine by comparison with measurements. *Renewable Energy*, Pergamon, v. 113, p. 420–427, dec 2017. ISSN 18790682. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0960148117304469>>. Citado na página 15.
- BACHANT, P.; GOUDE, A.; WOSNIK, M. *Actuator line modeling of vertical-axis turbines*. 2016. Citado na página 77.
- BALE, R. et al. Convergent Evolution of Mechanically Optimal Locomotion in Aquatic Invertebrates and Vertebrates. *PLoS Biology*, v. 13, n. 4, p. 1–22, 2015. ISSN 15457885. Citado na página 29.

- BARATCHI, F.; JEANS, T.; GERBER, A. Actuator line simulation of a tidal turbine in straight and yawed flows. *International Journal of Marine Energy*, Elsevier, v. 19, p. 235–255, sep 2017. ISSN 2214-1669. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2214166917300681>>. Citado na página 15.
- BARATCHI, F.; JEANS, T. L.; GERBER, A. G. A modified implementation of actuator line method for simulating ducted tidal turbines. *Ocean Engineering*, Elsevier Ltd, v. 193, n. October, p. 106586, 2019. ISSN 00298018. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2019.106586>>. Citado na página 15.
- BARRETT, D. S. et al. Drag reduction in fish-like locomotion. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 392, p. 183–212, 1999. ISSN 1469-7645. Citado 6 vezes nas páginas 8, 9, 17, 65, 66 e 92.
- BASTANKHAH, M.; PORTÉ-AGEL, F. A new analytical model for wind-turbine wakes. *Renewable Energy*, Elsevier Ltd, v. 70, p. 116–123, 2014. ISSN 09601481. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.renene.2014.01.002>>. Citado na página 37.
- BATTEN, W. M. J.; HARRISON, M. E.; BAHAJ, A. S. Accuracy of the actuator disc-RANS approach for predicting the performance and wake of tidal turbines. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, v. 371, n. 1985, 2013. ISSN 1364503X. Citado na página 14.
- BEAL, D. N. et al. Passive propulsion in vortex wakes. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, v. 549, p. 385–402, 2006. Citado na página 11.
- BETZ, A. Das Maximum der theoretisch möglichen Ausnutzung des Windes durch Windmotoren. *Zeitschrift für das gesamte Turbinenwesen*, v. 26, p. 307–309, 1920. Citado na página 2.
- BEVELHIMER, M. et al. *Informing a Tidal Turbine Strike Probability Model through Characterization of Fish Behavioral Response using Multibeam Sonar Output*. Springfield, 2016. 75 p. Disponível em: <[http://www.ntis.gov/help/ordermethods.aspx?5C\\$nhhttp://www.osti.gov/contact.html](http://www.ntis.gov/help/ordermethods.aspx?5C$nhhttp://www.osti.gov/contact.html)>. Citado na página 6.
- BEVELHIMER, M. et al. Hydroacoustic Assessment of Behavioral Responses by Fish Passing Near an Operating Tidal Turbine in the East River, New York. *Transactions of the American Fisheries Society*, v. 146, 2017. Citado na página 7.
- BIE, J. D.; KEMP, P.; MANES, C. Collective behaviour of fish in the presence and absence of flow. *Animal Behaviour*, Elsevier Ltd, v. 167, p. 151–159, 2020. ISSN 0003-3472. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.anbehav.2020.07.003>>. Citado na página 12.
- BLACKMORE, T.; BATTEN, W. M.; BAHAJ, A. S. Influence of turbulence on the wake of a marine current turbine simulator. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 2014. ISSN 14712946. Citado na página 14.
- BORAZJANI, I.; DAGHOOGHI, M. The fish tail motion forms an attached leading edge vortex. *Proceedings of the Royal Society B: Biological Sciences*, v. 280, n. 1756, 2013. ISSN 14712954. Citado 4 vezes nas páginas 9, 106, 109 e 111.

- BORAZJANI, I.; SOTIROPOULOS, F. Numerical investigation of the hydrodynamics of carangiform swimming in the transitional and inertial flow regimes. *Journal of Experimental Biology*, v. 211, n. 4, p. 1541–1558, 2008. ISSN 0022-0949. Citado 12 vezes nas páginas [xix](#), [8](#), [9](#), [17](#), [23](#), [24](#), [26](#), [68](#), [92](#), [99](#), [102](#) e [153](#).
- BORAZJANI, I.; SOTIROPOULOS, F. On the role of form and kinematics on the hydrodynamics of self-propelled body/caudal fin swimming. *Journal of Experimental Biology*, v. 213, n. 1, p. 89–107, 2010. ISSN 00220949. Citado na página [8](#).
- BOTELHO, H. A. et al. Application of morphometric measures in estimation of body weight and discrimination of *Astyanax lacustris* and *Astyanax fasciatus*. *Aquaculture Research*, v. 50, n. April, p. 2429–2436, 2019. ISSN 13652109. Citado na página [66](#).
- BOTTOM, R. G. et al. Hydrodynamics of swimming in stingrays: Numerical simulations and the role of the leading-edge vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 788, p. 407–443, 2016. ISSN 14697645. Citado 2 vezes nas páginas [9](#) e [10](#).
- BOUCHET, G.; MEBAREK, M.; DUŠEK, J. Hydrodynamic forces acting on a rigid fixed sphere in early transitional regimes. *European Journal of Mechanics, B/Fluids*, v. 25, n. 3, p. 321–336, 2006. ISSN 09977546. Citado na página [192](#).
- BRASIL, A. C. P. et al. Hydrokinetic propeller turbines. How many blades? *American Journal of Hydropower, Water and Environment Systems*, 2017. Citado na página [77](#).
- BRASIL, A. C. P. J. et al. On the design of propeller hydrokinetic turbines : the effect of the number of blades. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, Springer Berlin Heidelberg, v. 41, n. 6, p. 1–14, 2019. ISSN 1806-3691. Citado na página [77](#).
- BREDER, C. M. Vortices and fish schools. *Zoologica*, v. 50, p. 97–114, 1965. Citado 2 vezes nas páginas [10](#) e [12](#).
- BROOKS, S. A.; GREEN, M. A. Experimental Study of Body-Fin Interaction and Vortex Dynamics Generated by a Two Degree-Of-Freedom Fish Model. *Biomimetics*, v. 4, n. 4, p. 67, 2019. Citado 4 vezes nas páginas [9](#), [10](#), [109](#) e [111](#).
- CADA G.; AHLGRIMM, J. B. M. B. T. S. S. D. H. D. M. R. S. M. et al. Potential Impacts of Hydrokinetic and Wave Energy Conversion Technologies on Aquatic Environments. *Fisheries*, v. 32, n. 4, p. 174–181, 2007. ISSN 0363-2415. Disponível em: www.snopud.com. Citado 2 vezes nas páginas [6](#) e [29](#).
- CADA, G. F. et al. *Effects on freshwater organisms of magnetic fields associated with hydrokinetic turbines*. Oak Ridge, Tennessee, 2011. Citado na página [3](#).
- CADA, G. F.; COUTANT, C. C.; WHITNEY, R. R. *Development of biological criteria for the design of advanced hydropower turbines*. [S.l.], 1997. Citado 2 vezes nas páginas [33](#) e [152](#).
- CAMPREGHER, R. et al. Computations of the flow past a still sphere at moderate reynolds numbers using an immersed boundary method. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, v. 31, n. 4, p. 344–352, 2010. Citado na página [192](#).

- CASTRO-SANTOS, T.; HARO, A. Survival and Behavioral Effects of Exposure to a Hydrokinetic Turbine on Juvenile Atlantic Salmon and Adult American Shad. *Estuaries and Coasts*, v. 38, p. 1–12, 2013. ISSN 15592723. Citado na página 6.
- CHAMORRO, L. P.; PORTÉ-AGEL, F. A wind-tunnel investigation of wind-turbine wakes: Boundary-Layer turbulence effects. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 132, n. 1, p. 129–149, 2009. ISSN 00068314. Citado 2 vezes nas páginas 36 e 37.
- CHANG, X.; ZHANG, L.; HE, X. Numerical study of the thunniform mode of fish swimming with different Reynolds number and caudal fin shape. *Computers and Fluids*, Elsevier Ltd, v. 68, p. 54–70, 2012. ISSN 00457930. Citado 2 vezes nas páginas 9 e 26.
- CHAVIAROPOULOS, P. K.; HANSEN, M. O. L. Investigating Three-Dimensional and Rotational Effects on Wind Turbine Blades by Means of a Quasi-3D Navier-Stokes Solver. *Journal of Fluids Engineering*, v. 122, n. 2, p. 330, 2002. ISSN 00982202. Citado na página 59.
- CHURCHFIELD, M. J.; LI, Y.; MORIARTY, P. J. A large-eddy simulation study of wake propagation and power production in an array of tidal-current turbines. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, v. 371, n. 1985, 2013. ISSN 1364503X. Citado na página 15.
- CLIFT, R.; GRACE, J. R.; WEBER, M. E. *Bubbles, Drops, and Particles*. [S.l.: s.n.], 1978. ISBN 13: 9780121769505. Citado 2 vezes nas páginas 194 e 196.
- CONSTANTINESCU, G.; SQUIRES, K. Numerical investigations of flow over a sphere in the subcritical and supercritical regimes. *Physics of Fluids*, v. 16, n. 5, p. 1449–1466, 2004. ISSN 10706631. Citado 5 vezes nas páginas xvii, 192, 193, 195 e 196.
- CONSTANTINESCU, G. S.; SQUIRES, K. D. LES and DES Investigations of Turbulent Flow over a Sphere at $Re = 10,000$. *Flow, Turbulence and Combustion*, v. 70, n. 1-4, p. 267–298, 2003. ISSN 13866184. Citado na página 196.
- COSTA, M. J. et al. Fish under pressure: Examining behavioural responses of Iberian barbel under simulated hydropeaking with instream structures. *PLoS ONE*, v. 14, n. 1, p. 1–25, 2019. ISSN 19326203. Citado na página 12.
- COTEL, A. J.; WEBB, P. W. Living in a turbulent world - A new conceptual framework for the interactions of fish and eddies. *Integrative and Comparative Biology*, v. 55, n. 4, p. 662–672, 2015. ISSN 15577023. Citado 6 vezes nas páginas 12, 31, 32, 149, 166 e 172.
- COUTANT, C. C.; WHITNEY, R. R. Fish behavior in relation to passage through hydropower turbines: A review. In: *Transactions of the American Fisheries Society*. [S.l.: s.n.], 2000. v. 129, p. 351–380. Citado na página 10.
- CRESPO, A.; HERNANDEZ, J.; FRANDBSEN, S. Survey of modelling methods for wind turbine wakes and wind farms. *Wind Energy*, v. 2, n. 1, p. 1–24, 1999. ISSN 1095-4244. Citado na página 37.
- CUI, Z. et al. CFD Studies of the Effects of Waveform on Swimming Performance of Carangiform Fish. *Applied Sciences*, v. 7, n. 2, p. 149, 2017. Citado 3 vezes nas páginas 9, 18 e 194.

- DAGHOOGHI, M.; BORAZJANI, I. The hydrodynamic advantages of synchronized swimming in a rectangular pattern. *Bioinspiration and Biomimetics*, IOP Publishing, v. 10, n. 5, 2015. ISSN 17483190. Citado na página 12.
- DANESHVAR, F. et al. Applications of computational fluid dynamics in fish and habitat studies. *Ecohydrology and Hydrobiology*, European Regional Centre for Ecohydrology of the Polish Academy of Sciences, v. 17, n. 1, p. 53–62, 2017. ISSN 20803397. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.ecohyd.2016.12.005>>. Citado na página 3.
- DASKIRAN, C.; RIGLIN, J.; OZTEKIN, A. Computational Study of Multiple Hydrokinetic Turbines: The Effect of Wake. In: *ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition, Proceedings (IMECE)*. [S.l.: s.n.], 2015. p. V07AT09A021. Citado 2 vezes nas páginas 15 e 35.
- DESHPANDE, R. et al. Experimental investigation of flow past a sphere in the regime of boundary layer transition. *24th International Congress of Theoretical and Applied Mechanics - Book of Papers*, v. 1, n. August, p. 2–3, 2016. Disponível em: <<http://invenio.itam.cas.cz/record/14568>>. Citado 2 vezes nas páginas 192 e 193.
- DIXON, K.; BRANLARD, E.; GAUNAA, M. *Vortex methods to answer the need for improved understanding and modelling of tip-loss factors*. 311–320 p. Tese (Doutorado), 2013. Disponível em: <<https://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/iet-rpg.2012.0283>>. Citado na página 39.
- DRELA, M. *XFOIL: An analysis and design system for low Reynolds number airfoils*. [S.l.]: Springer-Verlag, New York,, 1989. Citado na página 81.
- DRUCKER, E. G.; LAUDER, G. V. A hydrodynamic analysis of fish swimming speed: wake structure and locomotor force in slow and fast labriform swimmers. *The Journal of experimental biology*, v. 203, n. Pt 16, p. 2379–93, 2000. ISSN 0022-0949. Disponível em: <<http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/10903153>>. Citado na página 26.
- Electric Power Research Institute. *Fish passage through turbines: Application of conventional hydropower data to hydrokinetic technologies*. Palo Alto, 2011. 56 p. Citado 2 vezes nas páginas 6 e 29.
- Electric Power Research Institute et al. *Evaluation of Fish Injury and Mortality Associated with Hydrokinetic Turbines*. Palo Alto, USA, 2011. 108 p. Citado na página 6.
- ELS, R. H. van; JUNIOR, A. C. P. B. The Brazilian Experience with Hydrokinetic Turbines. *Energy Procedia*, v. 75, p. 259–264, 2015. ISSN 1876-6102. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1876610215010966>>. Citado na página 2.
- ENDERS, E. C.; BOISCLAIR, D.; ROY, A. G. The effect of turbulence on the cost of swimming for juvenile Atlantic salmon (*Salmo salar*). *Canadian Journal of Fisheries and Aquatic Sciences*, v. 60, n. 9, p. 1149–1160, 2003. ISSN 0706-652X. Citado 2 vezes nas páginas 29 e 32.
- ESPENCHITT, A. A. N. *Estudo numérico da hidrodinâmica do nado de peixes em regime quasi-estacionário*. Brasília, 2018. Disponível em: <<https://bdm.unb.br/handle/10483/25078>>. Citado 2 vezes nas páginas 9 e 66.

FALLON, D. et al. The effects of array configuration on the hydro-environmental impacts of tidal turbines. *Renewable Energy*, Elsevier Ltd, v. 64, p. 10–25, 2014. ISSN 09601481. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.renene.2013.10.035>>. Citado 2 vezes nas páginas 2 e 3.

FAUSCH, K. Experimental Analysis of Microhabitat Selection by Juvenile Steelhead (*Oncorhynchus mykiss*) and Coho Salmon (*O. kisutch*) in a British Columbia Stream. *Canadian Journal of Fisheries and Aquatic Sciences*, v. 50, p. 1198–1207, 2011. Citado na página 12.

FISH, F. E. Swimming and flying in nature. *Comm. Theor. Biol.*, v. 5, n. 1, p. 283–304, 1999. ISSN 0378-1909. Disponível em: <<http://link.springer.com/10.1007/BF00005936>>. Citado 2 vezes nas páginas 29 e 92.

FRAENKEL, P. L. Marine current turbines: Pioneering the development of marine kinetic energy converters. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy*, v. 221, n. 2, p. 159–169, 2007. Disponível em: <<https://doi.org/10.1243/09576509JPE307>>. Citado na página 2.

FRASER, S. et al. Hydrodynamic Impacts of a Marine Renewable Energy Installation on the Benthic Boundary Layer in a Tidal Channel. In: *Energy Procedia*. [S.l.: s.n.], 2017. ISSN 18766102. Citado na página 7.

FRASER, S. et al. Fish distributions in a tidal channel indicate the behavioural impact of a marine renewable energy installation. *Energy Reports*, v. 4, p. 65–69, 2018. ISSN 23524847. Citado na página 7.

FRISCH, U.; KOLMOGOROV, A. N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. *Cambridge university press*, 1995. Citado 2 vezes nas páginas 43 e 58.

GAZZOLA, M.; ARGENTINA, M.; MAHADEVAN, L. Scaling macroscopic aquatic locomotion. *Nature Physics*, v. 10, n. 10, p. 758–761, 2014. ISSN 17452481. Citado 6 vezes nas páginas x, xii, 16, 17, 18 e 91.

GAZZOLA, M.; HEJAZIALHOSSEINI, B.; KOUMOUTSAKOS, P. Reinforcement learning and wavelet adapted vortex methods for simulations of self-propelled swimmers. *SIAM Journal on Scientific Computing*, v. 36, n. 3, p. 622–639, 2014. ISSN 10957200. Citado 2 vezes nas páginas 12 e 13.

GIBOUIN, F. et al. Study of the thrust-drag balance with a swimming robotic fish. *Physics of Fluids*, v. 30, n. 9, 2018. ISSN 10897666. Citado na página 8.

GLAUERT, H. *Aerodynamic Theory*. [S.l.: s.n.], 1935. Citado na página 38.

GLAUERT, H. “Airplane Propellers,” *Aerodynamic Theory*. [S.l.]: Dover, New York, 1963. Citado na página 59.

GODOY-DIANA, R. et al. On the fluid dynamical effects of synchronization in side-by-side swimmers. *Biomimetics*, v. 4, n. 4, 2019. ISSN 23137673. Citado na página 12.

GREENSHIELDS, C. J. OpenFOAM user guide version 5. *OpenFOAM Foundation Ltd*, n. July, 2017. Disponível em: <<https://cfd.direct/openfoam/user-guide/>>. Citado 2 vezes nas páginas 63 e 64.

- HAMMAR, L. et al. Hydrokinetic turbine effects on fish swimming behaviour. *PLoS ONE*, v. 8, n. 1, n. 12, p. p. 1–12, 2013. ISSN 19326203. Citado 2 vezes nas páginas 6 e 7.
- HAMMAR, L. et al. A probabilistic model for hydrokinetic turbine collision risks: Exploring impacts on fish. *PLoS ONE*, v. 10, n. 3, p. 1–25, 2015. ISSN 19326203. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1371/journal.pone.0117756>>. Citado na página 6.
- HAN, P.; LAUDER, G. V.; DONG, H. Hydrodynamics of median-fin interactions in fish-like locomotion: Effects of fin shape and movement. *Physics of Fluids*, AIP Publishing, LLC, v. 32, n. 1, 2020. ISSN 10897666. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.5129274>>. Citado na página 10.
- HANKE, W.; BRÜCKER, C.; BLECKMANN, H. The ageing of the low-frequency water disturbances caused by swimming goldfish and its possible relevance to prey detection. *The Journal of experimental biology*, v. 203, n. Pt 7, p. 1193–200, 2000. ISSN 0022-0949. Disponível em: <<http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/10708639>>. Citado na página 26.
- HANSEN, M. O. L. *Aerodynamics of Wind Turbines*. [S.l.: s.n.], 2008. Citado na página 38.
- HEMELRIJK, C. K. et al. The increased efficiency of fish swimming in a school. *Fish and Fisheries*, v. 16, n. 3, 2015. ISSN 14672979. Citado na página 12.
- HOLZMANN, T. *MATHEMATICS, NUMERICS, DERIVATIONS AND OPENFOAM*. [S.l.], 2017. Disponível em: <www.holzmann-cfd.de>. Citado 2 vezes nas páginas 63 e 64.
- HOOP, J. M. van der et al. Turbulent flow reduces oxygen consumption in the labriform swimming shiner perch, *Cymatogaster aggregata*. *The Journal of experimental biology*, v. 221, p. 1–11, 2018. ISSN 14779145. Citado na página 166.
- HU, H. et al. Research on the vortical and turbulent structures in the lobed jet flow using laser induced fluorescence and particle image velocimetry techniques. *Measurement Science and Technology*, 2000. ISSN 09570233. Citado 2 vezes nas páginas xi e 44.
- HU, Q. et al. A large-eddy simulation study of horizontal axis tidal turbine in different inflow conditions. *Journal of Renewable and Sustainable Energy*, v. 9, n. 6, p. 2019, 2017. ISSN 19417012. Citado na página 15.
- HUNT, J. C. R.; WRAY, A. A.; MOIN, P. Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows. In: *Center for Turbulence Research: Proceedings of the Summer Program*. [S.l.: s.n.], 1988. Citado na página 102.
- ISAKSSON, N. et al. Assessing the effects of tidal stream marine renewable energy on seabirds: A conceptual framework. *Marine Pollution Bulletin*, v. 157, n. March, 2020. ISSN 18793363. Citado na página 7.
- JACOBSON, P. T. et al. *Environmental Effects of Hydrokinetic Turbines on Fish: Desktop and Laboratory Flume Studies*. [S.l.], 2012. 220 p. Disponível em: <http://tethys.pnnl.gov/sites/default/files/publications/Jacobson%7B_%7Det%7B_%7Dal%7B_%7D2012.pdf>. Citado na página 6.

- JOHNSON, T. A.; PATEL, V. C. *Flow past a sphere up to a Reynolds number of 300*. Patel1999. [S.l.: s.n.], 1999. v. 378. 19–70 p. ISSN 00221120. ISBN 0022112098003. Citado 4 vezes nas páginas 192, 193, 194 e 196.
- JORDAN, L. B. et al. Laboratory study on the effects of hydro kinetic turbines on hydrodynamics and sediment dynamics. *Renewable Energy*, Elsevier Ltd, v. 129, p. 271–284, 2018. ISSN 09601481. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.renene.2018.05.094>>. Citado na página 3.
- JOUKOWSKY, N. Windmill of the NEJ type. *Transactions of the Central Institute for Aero-hydrodynamics of Moscow*, v. 1, p. 57, 1920. Citado na página 2.
- KAJTAR, J. B.; MONAGHAN, J. J. On the swimming of fish like bodies near free and fixed boundaries. *European Journal of Mechanics, B/Fluids*, v. 33, p. 1–13, 2012. ISSN 09977546. Citado na página 9.
- KARTEZHNIKOVA, M.; RAVENS, T. M. Hydraulic impacts of hydrokinetic devices. *Renewable Energy*, Elsevier Ltd, v. 66, p. 425–432, 2014. ISSN 09601481. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.renene.2013.12.034>>. Citado na página 3.
- KERN, S.; KOUMOUTSAKOS, P. Simulations of optimized anguilliform swimming. *Journal of Experimental Biology*, v. 209, n. 24, p. 4841–4857, 2006. ISSN 0022-0949. Disponível em: <<http://jeb.biologists.org/cgi/doi/10.1242/jeb.02526>>. Citado na página 8.
- KHAN, M. J.; IQBAL, M. T.; QUAICOE, J. E. River current energy conversion systems: Progress, prospects and challenges. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, v. 12, n. 8, p. 2177–2193, 2008. ISSN 13640321. Citado na página 1.
- KIM, C. H. et al. Directing the turning behavior of carp using virtual stimulation. *Ocean Systems Engineering*, v. 7, n. 1, p. 39–51, 2017. ISSN 2093677X. Citado 2 vezes nas páginas 12 e 29.
- LANCHESTER, F. W. Contribution to the Theory of Propulsion and the Screw Propeller. *Journal of the American Society for Naval Engineers*, v. 27, n. 2, p. 509–510, 1915. Citado na página 2.
- LANGTRY, R. B.; MENTER, F. R. Correlation-Based Transition Modeling for Unstructured Parallelized Computational Fluid Dynamics Codes. *AIAA Journal*, 2009. ISSN 0001-1452. Citado na página 51.
- LAUDER, G. V.; MADDEN, P. G. A. Learning from fish: Kinematics and experimental hydrodynamics for roboticists. *International Journal of Automation and Computing*, v. 3, n. 4, p. 325–335, 2006. ISSN 1476-8186. Disponível em: <<http://link.springer.com/10.1007/s11633-006-0325-0>>. Citado na página 8.
- LAUNDER, B. E.; SHARMA, B. I. Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Letters in Heat and Mass Transfer*, v. 1, n. 2, p. 131–137, 1974. ISSN 0094-4548. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0094454874901507>>. Citado na página 48.

- LAWS N. D.; EPPS, B. P. et al. Hydrokinetic energy conversion: Technology, research, and outlook. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, Elsevier, v. 57, p. 1245–1259, may 2016. ISSN 18790690. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.rser.2015.12.189https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364032115015725>>. Citado 3 vezes nas páginas 1, 3 e 7.
- LI, G. et al. On the energetics and stability of a minimal fish school. *PLOS ONE*, Public Library of Science, v. 14, n. 8, p. 1–20, 2019. Disponível em: <<https://doi.org/10.1371/journal.pone.0215265>>. Citado na página 12.
- LI, N.; LIU, H.; SU, Y. *Numerical study on the hydrodynamics of thunniform bio-inspired swimming under self-propulsion*. [S.l.: s.n.], 2017. v. 12. ISSN 19326203. ISBN 1111111111. Citado 3 vezes nas páginas 9, 26 e 89.
- LIAO, J. C. The role of the lateral line and vision on body kinematics and hydrodynamic preference of rainbow trout in turbulent flow. *Journal of Experimental Biology*, v. 209, n. 20, p. 4077–4090, 2006. ISSN 00220949. Citado 3 vezes nas páginas 11, 12 e 30.
- LIAO, J. C. A review of fish swimming mechanics and behaviour in altered flows. *Philosophical Transactions of the Royal Society B: Biological Sciences*, v. 362, n. 1487, p. 1973–1993, 2007. ISSN 0962-8436. Disponível em: <<http://rstb.royalsocietypublishing.org/cgi/doi/10.1098/rstb.2007.2082>>. Citado 4 vezes nas páginas x, 10, 30 e 141.
- LIAO, J. C.; AKANYETI, O. Fish Swimming in a Kármán Vortex Street: Kinematics, Sensory Biology and Energetics. *Marine Technology Society Journal*, v. 51, n. 5, p. 48–55, 2017. Citado 2 vezes nas páginas 10 e 29.
- LIAO, J. C. et al. Fish Exploiting Vortices Decrease Muscle Activity. *Science*, v. 302, n. 2003, p. 1566–1569, 2003. ISSN 0036-8075. Citado 3 vezes nas páginas 11, 12 e 165.
- LIAO, J. C. et al. The Kármán gait: Novel body kinematics of rainbow trout swimming in a vortex street. *Journal of Experimental Biology*, v. 206, n. 6, p. 1059–1073, 2003. ISSN 00220949. Citado 4 vezes nas páginas 10, 11, 29 e 30.
- LIGHTHILL, J. . Large-Amplitude Elongated-Body Theory of Fish Locomotion. *Royal Society*, v. 179, n. 1055, p. 125–138, 1971. Citado 2 vezes nas páginas 23 e 92.
- LIGHTHILL, M. Note on the swimming of slender fish. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 9, n. 2, p. 305–371, 1960. Citado 2 vezes nas páginas 19 e 23.
- LIN, X. F. et al. Comparison of actuator line method and full rotor geometry simulations of the wake field of a tidal stream turbine. *Water (Switzerland)*, v. 11, n. 3, 2019. ISSN 20734441. Citado na página 15.
- LINDEN, P. F.; TURNER, J. S. 'Optimal' vortex rings and aquatic propulsion mechanisms. *Proceedings of the Royal Society B: Biological Sciences*, v. 271, n. 1539, p. 647–653, 2004. ISSN 14712970. Citado na página 29.
- LIU, C.; HU, C. An actuator line - immersed boundary method for simulation of multiple tidal turbines. *Renewable Energy*, Elsevier Ltd, v. 136, p. 473–490, 2019. ISSN 18790682. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.renene.2019.01.019>>. Citado na página 15.

- LIU, G. et al. Computational analysis of vortex dynamics and performance enhancement due to body-fin and fin-fin interactions in fish-like locomotion. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 829, p. 65–88, 2017. ISSN 14697645. Citado 5 vezes nas páginas 9, 17, 25, 106 e 109.
- LIU, J.; LIN, H.; PURIMITLA, S. R. Wake field studies of tidal current turbines with different numerical methods. *Ocean Engineering*, Elsevier, v. 117, p. 383–397, 2016. ISSN 00298018. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.oceaneng.2016.03.061>>. Citado na página 14.
- LOSSENT, J. et al. Underwater operational noise level emitted by a tidal current turbine and its potential impact on marine fauna. *Marine Pollution Bulletin*, Elsevier, v. 131, n. May 2017, p. 323–334, 2018. ISSN 18793363. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.marpolbul.2018.03.024>>. Citado na página 7.
- LUPANDIN, A. I. Effect of flow turbulence on swimming speed of fish. *Biology Bulletin*, v. 32, n. 5, p. 461–466, 2005. ISSN 10623590. Citado 2 vezes nas páginas 32 e 33.
- MACÍAS, M. M. et al. Hydrokinetic Turbine Simulations using Actuator Line Methodology. In: *25th International Congress of Mechanical Engineering*. [S.l.: s.n.], 2019. Citado 7 vezes nas páginas xii, xix, 77, 78, 79, 82 e 113.
- MACIAS, M. M. et al. On the upscaling approach to wind tunnel experiments of horizontal axis hydrokinetic turbines. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, Springer Berlin Heidelberg, v. 2, 2020. ISSN 1806-3691. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s40430-020-02600-2>>. Citado 6 vezes nas páginas xi, 34, 35, 78, 113 e 115.
- MACIAS, M. M. et al. Three-dimensional viscous wake flow in fish swimming - A CFD study. *Mechanics Research Communications*, Elsevier Ltd, v. 107, p. 103547, 2020. ISSN 0093-6413. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.mechrescom.2020.103547>>. Citado na página 26.
- MAERTENS, A. P.; TRIANTAFYLLOU, M. S.; YUE, D. K. Efficiency of fish propulsion. *Bioinspiration and Biomimetics*, v. 10, n. 4, 2015. ISSN 17483190. Citado 3 vezes nas páginas 22, 25 e 99.
- MARTEN, D. et al. QBLADE: an open source tool for design and simulation of horizontal and vertical axis wind turbines. *Int J Emerg Technol Adv Eng*, v. 3, p. 264–269, 2013. Citado na página 114.
- MARTÍNEZ-TOSSAS, L. A.; CHURCHFIELD, M. J.; MENEVEAU, C. Large Eddy Simulation of wind turbine wakes: Detailed comparisons of two codes focusing on effects of numerics and subgrid modeling. *Journal of Physics: Conference Series*, v. 625, n. 1, p. 1–10, 2015. ISSN 17426596. Citado 6 vezes nas páginas 14, 81, 82, 121, 122 e 199.
- MARTÍNEZ-TOSSAS, L. A. et al. Comparison of four large-eddy simulation research codes and effects of model coefficient and inflow turbulence in actuator-line-based wind turbine modeling. *Journal of Renewable and Sustainable Energy*, v. 10, n. 3, p. 2019, 2018. ISSN 19417012. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 198.
- MARTÍNEZ-TOSSAS, L. A.; LEONARDI, S. *Wind Turbine Modeling for Computational Fluid Dynamics*. [S.l.], 2013. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 78.

- MATTA, A. et al. Effects of fish caudal fin sweep angle and kinematics on thrust production during low-speed thunniform swimming. *Biology Open*, v. 8, n. 7, p. bio040626, 2019. ISSN 2046-6390. Citado na página 8.
- MENDELSON, L.; TECHET, A. H. Quantitative wake analysis of a freely swimming fish using 3D synthetic aperture PIV. *Experiments in Fluids*, v. 56, n. 7, p. 0–29, 2015. ISSN 07234864. Citado 2 vezes nas páginas 8 e 26.
- MENDES, R. C. F. *Interação entre esteiras aerodinâmicas de turbinas de eixo horizontal em arranjos*. Tese (Thesis) — Universidade de Brasília, 2020. Citado 14 vezes nas páginas xi, 35, 41, 77, 78, 82, 113, 115, 116, 117, 119, 126, 169 e 198.
- MENDES, R. C. F. et al. A Computational Fluid Dynamics Investigation on the Axial Induction Factor of a Small Horizontal Axis Wind Turbine. v. 143, n. April, p. 1–11, 2021. Citado na página 78.
- MENG, H.; LI, L.; ZHANG, J. A preliminary numerical study of the wake effects on the fatigue load for wind farm based on elastic actuator line model. *Renewable Energy*, v. 162, p. 788–801, 2020. Citado na página 14.
- MENTER, F. R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal, American Institute of Aeronautics and Astronautics*, v. 32, n. 8, p. 1598–1605, 1994. Citado na página 49.
- MENTER, F. R. et al. Transition Modelling for General Purpose CFD Codes. *Flow, Turbulence and Combustion*, v. 77, n. 1, p. 277–303, 2006. Citado na página 51.
- MIGNANO, A. et al. Passing the Wake: Using Multiple Fins to Shape Forces for Swimming. *Biomimetics*, v. 4, n. 1, p. 23, 2019. ISSN 2313-7673. Citado 3 vezes nas páginas 9, 10 e 109.
- MIKKELSEN, R. F. et al. Simulation of wind turbine wakes using the actuator line technique. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, v. 373, n. 2035, p. 20140071–20140071, 2015. ISSN 1364-503X. Citado 4 vezes nas páginas 13, 78, 81 e 200.
- MONTGOMERY, J. C. et al. Sensory integration in the hydrodynamic world of rainbow trout. *Proceedings of the Royal Society B: Biological Sciences*, v. 270, n. SUPPL. 2, p. 195–197, 2003. ISSN 14712970. Citado 2 vezes nas páginas 11 e 165.
- MÜLLER, U. K. et al. How the body contributes to the wake in undulatory fish swimming: flow fields of a swimming eel (*Anguilla anguilla*). *The Journal of experimental biology*, v. 204, n. Pt 16, p. 2751–62, 2001. ISSN 0022-0949. Disponível em: <<http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/11683431>>. Citado na página 8.
- MUNNIER, A.; PINÇON, B. Locomotion of Articulated Bodies in an Ideal Fluid: 2D Model With Buoyancy, Circulation and Collisions. *Mathematical Models and Methods in Applied Sciences*, v. 20, n. 10, p. 1899–1940, 2010. ISSN 0218-2025. Disponível em: <<http://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/S0218202510004829>>. Citado na página 9.

- MUSA, M. et al. Performance and resilience of hydrokinetic turbine arrays under large migrating fluvial bedforms. *Nature Energy*, Springer US, v. 3, n. 10, p. 839–846, 2018. ISSN 20587546. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/s41560-018-0218-9>>. Citado 3 vezes nas páginas 3, 7 e 35.
- NAJAFI, S.; ABBASPOUR, M. Numerical Study of Propulsion Performance in Swimming Fish using Boundary Element Method. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, 2016. Citado 3 vezes nas páginas 8, 9 e 65.
- NASH, S.; PHOENIX, A. A review of the current understanding of the hydro-environmental impacts of energy removal by tidal turbines. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, Elsevier Ltd, v. 80, n. June, p. 648–662, 2017. ISSN 18790690. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.rser.2017.05.289>>. Citado na página 7.
- NATARAJAN, R.; ACRIVOS, A. The instability of the steady flow past spheres and disks. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 254, n. April 2006, p. 323–344, 1993. ISSN 14697645. Citado na página 192.
- NELSON, J. S. *Fishes of the World*. New York: Wiley Sons, 1984. ISBN 9871118342336. Citado na página 18.
- NEZU, I. Open-Channel Flow Turbulence and Its Research Prospect in the 21st Century. *JOURNAL OF HYDRAULIC ENGINEERING*, v. 41, n. April, p. 229–246, 2005. ISSN 1076-2809. Citado na página 71.
- NIKORA, V. I. et al. Effects of fish size, time-to-fatigue and turbulence on swimming performance: A case study of *Galaxias maculatus*. *Journal of Fish Biology*, v. 63, n. 6, p. 1365–1382, 2003. ISSN 00221112. Citado na página 12.
- NORMAN, A. K.; MCKEON, B. J. Unsteady force measurements in sphere flow from subcritical to supercritical Reynolds numbers. *Experiments in Fluids*, v. 51, n. 5, p. 1439–1453, 2011. ISSN 07234864. Citado 2 vezes nas páginas 192 e 193.
- NUNES, M. M. et al. An experimental study on the diffuser-enhanced propeller hydrokinetic turbines. *Renewable Energy*, Elsevier Ltd, v. 133, p. 840–848, 2019. ISSN 0960-1481. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.renene.2018.10.056>>. Citado 3 vezes nas páginas 2, 77 e 113.
- ODEH, M. et al. Evaluation of the Effects of Turbulence on the Behavior of Migratory Fish EVALUATION OF THE EFFECTS OF TURBULENCE ON THE BEHAVIOR OF MIGRATORY FISH Prepared for : U . S . Department of Energy Bonneville Power Administration Division of Fish and Wildlife P. n. March, p. 46, 2002. Citado 3 vezes nas páginas 33, 149 e 152.
- OGAMI, Y. A three-dimensional source-vorticity method for simulating incompressible potential flows around a deforming body without the Kutta condition. *Computers and Fluids*, Elsevier Ltd, v. 154, p. 184–199, 2017. ISSN 00457930. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.compfluid.2017.06.001>>. Citado na página 9.
- OGUNKA, U. E. et al. The Ground Effect in Anguilliform Swimming. *Biomimetics*, v. 5, n. 1, p. 1–13, 2020. ISSN 23137673. Citado na página 10.

- PAVLOV, D.; LUPANDIN, A. I.; SKOROBOGATOV, M. A. The effects of flow turbulence on the behavior and distribution of fish. *J. Ichthyol.*, v. 40, p. S232–S261, 2000. Citado 3 vezes nas páginas 12, 33 e 149.
- PETRIE, J. et al. Characterizing the mean flow field in rivers for resource and environmental impact assessments of hydrokinetic energy generation sites. *Renewable Energy*, v. 69, p. 393–401, 2014. ISSN 09601481. Citado na página 7.
- PORTÉ-AGEL, F. et al. Large-eddy simulation of atmospheric boundary layer flow through wind turbines and wind farms. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 2011. ISSN 01676105. Citado na página 14.
- RAVENSBERGEN, M.; MOHAMED, B. A.; KOROGENKO, A. The actuator line method for wind turbine modelling applied in a variational multiscale framework. *Computers and Fluids*, Elsevier Ltd, v. 201, p. 104465, 2020. ISSN 00457930. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2020.104465>>. Citado 3 vezes nas páginas 14, 121 e 122.
- RICHMOND, M. C.; ROMERO-GOMEZ, P. Fish passage through hydropower turbines: Simulating blade strike using the discrete element method. *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*, v. 22, 2014. ISSN 17551315. Citado na página 3.
- ROMERO-GOMEZ, P.; RICHMOND, M. C. Simulating blade-strike on fish passing through marine hydrokinetic turbines. *Renewable Energy*, Elsevier Ltd, v. 71, n. 71, p. 401–4013, 2014. ISSN 09601481. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.renene.2014.05.051>>. Citado 2 vezes nas páginas 3 e 6.
- ROSENBERG, A.; SHARMA, A. A Prescribed-Wake Vortex Lattice Method for Preliminary Design of Co-Axial, Dual-Rotor Wind Turbines. *Journal of Solar Energy Engineering*, 2016. ISSN 0199-6231. Citado 2 vezes nas páginas xi e 41.
- ROSLI, R. et al. Cavitation observations, underwater radiated noise measurements and full-scale predictions of the Hydro-Spinna turbine. *Ocean Engineering*, Elsevier Ltd, v. 210, n. May, p. 107536, 2020. ISSN 00298018. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2020.107536>>. Citado na página 7.
- ROSSINGTON, K.; BENSON, T. An agent-based model to predict fish collisions with tidal stream turbines. *Renewable Energy*, Elsevier Ltd, v. 151, p. 1220–1229, 2020. ISSN 18790682. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.renene.2019.11.127>>. Citado na página 6.
- SAKAMOTO, H.; HANIU, H. The formation mechanism and shedding frequency of vortices from a sphere in uniform shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 287, p. 151–171, 1995. ISSN 14697645. Citado na página 192.
- SANDERSE, B. *Aerodynamics of wind turbine. Literature review*. [S.l.], 2009. Citado 2 vezes nas páginas 36 e 55.
- SCHERELIS, C. et al. Investigating biophysical linkages at tidal energy candidate sites; A case study for combining environmental assessment and resource characterisation. *Renewable Energy*, Elsevier Ltd, v. 159, p. 399–413, 2020. ISSN 09601481. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.renene.2020.05.109>>. Citado 2 vezes nas páginas 5 e 7.

- SCHEWEIZER, P.; CADA, G.; BEVELHIMER, M. *Laboratory experiments on the effects of blade strike from hydrokinetic energy technologies on larval and juvenile freshwater fishes*. [S.l.]. Citado na página 6.
- SCHMITZ, S.; JHA, P. K. Modeling the wakes of wind turbines and rotorcraft using the actuator-line method in an OpenFOAM - LES solver. *American Helicopter Society 69th Annual Forum*, v. 3, n. May, p. 2228–2235, 2013. ISSN 15522938. Citado na página 14.
- SCHRAMM, M. P.; BEVELHIMER, M.; SCHERELIS, C. Effects of hydrokinetic turbine sound on the behavior of four species of fish within an experimental mesocosm. *Fisheries Research*, v. 190, p. 1–14, 2017. ISSN 0165-7836. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.fishres.2017.01.012>>. Citado 2 vezes nas páginas 3 e 7.
- SEITZ, A. C. et al. Ecology of fishes in a high-latitude, turbid river with implications for the impacts of hydrokinetic devices. *Reviews in Fish Biology and Fisheries*, v. 21, n. 3, p. 481–496, 2011. ISSN 09603166. Citado 2 vezes nas páginas 6 e 7.
- SFAKIOTAKIS, M.; LANE, D. M.; DAVIES, J. B. C. Review of fish swimming modes for aquatic locomotion. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 1999. ISSN 03649059. Citado 5 vezes nas páginas x, 8, 18, 20 e 26.
- SHEN, H. et al. Estimating the probability of fish encountering a marine hydrokinetic device. *Renewable Energy*, v. 97, p. 746–756, 2016. ISSN 18790682. Citado na página 6.
- SHEN, W. Z. et al. Tip loss corrections for wind turbine computations. *Wind Energy*, v. 8, n. 4, p. 457–475, 2005. ISSN 10954244. Citado 3 vezes nas páginas 59, 61 e 82.
- SHIELDS, A. M. A. et al. Marine Renewable Energy : The ecological implications of. *Ocean and Coastal Management*, Elsevier Ltd, v. 54, n. 1, p. 2–9, 2010. ISSN 0964-5691. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.ocecoaman.2010.10.036>>. Citado na página 3.
- SHULER, S. W.; NEHRING, R. B.; FAUSCH, K. D. Diel habitat selection by brown trout in the Rio Grande river, Colorado, after placement of boulder structures. *N. Am. J. Fish. Manag.*, v. 14, p. 99–111, 1994. Citado na página 12.
- SILVA, A. T. et al. Cyprinid swimming behaviour in response to turbulent flow. *Ecological Engineering*, Elsevier B.V., v. 44, p. 314–328, 2012. ISSN 09258574. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.ecoleng.2012.04.015>>. Citado 5 vezes nas páginas 32, 33, 152, 166 e 172.
- SILVA, P. A. S. F. et al. Numerical Study of Wake Characteristics in a Horizontal-Axis Hydrokinetic Turbine. *Anais da Academia Brasileira de Ciências*, scielo, v. 88, n. 4, p. 2441–2456, 2016. ISSN 0001-3765. Citado 2 vezes nas páginas 35 e 78.
- SILVA, P. A. S. F. et al. Analysis of cavitation for the optimized design of hydrokinetic turbines using BEM. *Applied Energy*, Elsevier Ltd, v. 185, p. 1281–1291, 2017. ISSN 03062619. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.apenergy.2016.02.098>>. Citado na página 78.
- SILVA, P. A. S. F. et al. A new approach for the design of diffuser-augmented hydro turbines using the blade element momentum. *Energy Conversion and Management*, Elsevier BV, v. 165, p. 801–814, jun 2018. Citado na página 78.

SIMMS, D. et al. NREL Unsteady Aerodynamics Experiment in the NASA-Ames Wind Tunnel: A Comparison of Predictions to Measurements. 2001. Citado na página 115.

SMAGORINSKY, J. GENERAL CIRCULATION EXPERIMENTS WITH THE PRIMITIVE EQUATIONS. *Monthly Weather Review*, 2007. ISSN 0027-0644. Citado na página 58.

Snel, H., Houwink, R., and Piers, W. J. Sectional Prediction of 3D Effects for Separated Flow on Rotating Blades. In: *Proc. of the ECWEC '93 Conference*. [S.l.: s.n.], 1993. p. 395–399. Citado na página 59.

SØRENSEN, J. Wind turbine wakes and wind farm aerodynamics. *Wind Energy Systems*, Woodhead Publishing, p. 112–e131, jan 2011. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9781845695804500041>>. Citado na página 37.

Sorensen N., N.; Michelsen J., A.; SCHRECK, S. Navier-Stokes predictions of the NREL Phase VI rotor in the NASA Ames 80 ft x 120 ft wind tunnel. *Wind Energy*, v. 5, n. 2-3, p. 151–169, 2002. Citado 2 vezes nas páginas 13 e 59.

SOUZA, I. F. D. *Estudo numérico da hidrodinâmica do nado de peixes*. Brasília, 2019. Disponível em: <<https://bdm.unb.br/handle/10483/25136>>. Citado 2 vezes nas páginas 9 e 65.

SUTTERLIN, A. M.; WADDY, S. Possible Role of the Posterior Lateral Line in Obstacle Entrainment by Brook Trout (*Salvelinus fontinalis*). *Journal of the Fisheries Research Board of Canada*, v. 32, n. 12, p. 2441–2446, 1975. ISSN 0015-296X. Citado na página 11.

Tangler James, L. The nebulous art of using wind tunnel aerofoil data for predicting rotor performance. *Wind Energy*, v. 5, n. 2-3, p. 245–257, 2002. Citado na página 115.

TENNEKES, H.; LUMLEY, J. *A First Course in Turbulence*. [S.l.]: The MIT Press, 1972. Citado na página 33.

THEKKETHIL, N.; SHARMA, A.; AGRAWAL, A. Unified hydrodynamics study for various types of fishes-like undulating rigid hydrofoil in a free stream flow. *Physics of Fluids*, v. 30, n. 7, 2018. ISSN 10897666. Citado 3 vezes nas páginas 8, 9 e 18.

TRINCI, G. et al. Life in turbulent flows: interactions between hydrodynamics and aquatic organisms in rivers. *Wiley Interdisciplinary Reviews: Water*, v. 4, n. 3, p. e1213, 2017. ISSN 20491948. Disponível em: <<http://doi.wiley.com/10.1002/wat2.1213>>. Citado 3 vezes nas páginas 10, 30 e 32.

TRITICO, H. M.; COTEL, A. J. The effects of turbulent eddies on the stability and critical swimming speed of creek chub (*Semotilus atromaculatus*). *Journal of Experimental Biology*, v. 213, n. 13, p. 2284–2293, 2010. ISSN 00220949. Citado 6 vezes nas páginas 11, 12, 32, 141, 149 e 166.

TROLDBORG, N.; SØRENSEN, J.; SORENSEN, J. *Atmospheric stability-dependent infinite wind-farm models and the wake -decay coefficient*. [S.l.], 2014. v. 17, n. April 2013, 657–669 p. Disponível em: <<http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/we.1608/full>>. Citado 3 vezes nas páginas 13, 14 e 55.

- TYTELL, E. D. Median fin function in bluegill sunfish *Lepomis macrochirus*: streamwise vortex structure during steady swimming. *Journal of Experimental Biology*, v. 209, n. 8, p. 1516–1534, 2006. ISSN 0022-0949. Citado 4 vezes nas páginas 17, 18, 26 e 91.
- TZIMAS, M.; PROSPATHOPOULOS, J. Wind turbine rotor simulation using the actuator disk and actuator line methods. *Journal of Physics: Conference Series*, v. 753, n. 3, 2016. ISSN 17426596. Citado 4 vezes nas páginas 14, 81, 82 e 199.
- U.S. Department of Energy. *Report to Congress on the Potential Environmental Effects of Marine and Hydrokinetic Energy Technologies*. [S.l.], 2009. v. 633, n. December, 143 p. Disponível em: <http://www1.eere.energy.gov/wind/pdfs/doe%7B_%7Deisa%7B_%7D633b.pdf>. Citado na página 6.
- VERMA, S.; NOVATI, G.; KOUMOUTSAKOS, P. Efficient collective swimming by harnessing vortices through deep reinforcement learning. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, v. 115, n. 23, p. 5849–5854, 2018. ISSN 10916490. Citado 2 vezes nas páginas 12 e 13.
- VERMEER, L. J.; SØRENSEN, J. N.; CRESPO, A. Wind turbine wake aerodynamics. *Progress in Aerospace Sciences*, v. 39, n. 6–7, p. 467–510, 2003. ISSN 0376-0421. Citado 2 vezes nas páginas 37 e 120.
- VIDELER, J. J. *Fish Swimming*. Chapman-Hall, n. January 1980, p. 260, 1993. ISSN 04124086. Citado 2 vezes nas páginas 17 e 68.
- VIDELER, J. J.; HESS, F. Fast Continuous Swimming of Two Pelagic Predators, Saithe (*Pollachius Virens*) and Mackerel (*Scomber Scombrus*): a Kinematic Analysis. *Journal of Experimental Biology*, v. 109, n. 1, p. 209–228, 1984. ISSN 0022-0949. Citado na página 68.
- VIDELER, J. J.; WARDLE, C. S. Fish swimming stride by stride: speed limits and endurance. *Reviews in Fish Biology and Fisheries*, v. 1, n. 1, p. 23–40, 1991. ISSN 09603166. Citado 3 vezes nas páginas 19, 68 e 89.
- VIEHMAN, H. et al. Using Hydroacoustics to Understand Fish Presence and Vertical Distribution in a Tidally Dynamic Region Targeted for Energy Extraction. *Estuaries and Coasts*, v. 38, p. 215–226, 2015. Citado na página 7.
- VIEHMAN, H. A.; ZYDLEWSKI, G. B. Fish Interactions with a Commercial-Scale Tidal Energy Device in the Natural Environment. *Estuaries and Coasts*, v. 38, n. 1, p. 241–252, 2014. ISSN 15592731. Citado na página 6.
- WANG, J. et al. Tuna locomotion: A computational hydrodynamic analysis of finlet function. *Journal of the Royal Society Interface*, v. 17, n. 165, 2020. ISSN 17425662. Citado na página 10.
- WEBB, P. W. Entrainment by river chub *Nocomis micropogon* and smallmouth bass *Micropterus dolomieu* on cylinders. *Journal of Experimental Biology*, v. 201, n. 16, p. 2403–2412, 1998. ISSN 00220949. Citado 2 vezes nas páginas 11 e 32.
- WEBB, P. W.; COTEL, A. J. Turbulence: Does vorticity affect the structure and shape of body and fin propulsors. *Integrative and Comparative Biology*, v. 50, n. 6, p. 1155–1166, 2010. ISSN 15407063. Citado na página 32.

- WEIHS, D. Hydromechanics of fish schooling. *Nature*, v. 241, n. 5387, p. 290–291, 1973. ISSN 00280836. Citado na página 10.
- WEIHS, D. Some hydrodynamical aspects of fish schooling. *Swimming and Flying in Nature*, p. 703–718, 1975. Citado na página 12.
- WIESEBRON, L. E. et al. Comparing nekton distributions at two tidal energy sites suggests potential for generic environmental monitoring. *International Journal of Marine Energy*, 2016. ISSN 22141669. Citado na página 7.
- WILCOX, D. C. *Turbulence Modeling for CFD*. [S.l.]: La Canada, CA, 1993. Citado na página 48.
- WILLIAMSON, B. et al. Predictable changes in fish school characteristics due to a tidal turbine support structure. *Renewable Energy*, Elsevier Ltd, v. 141, p. 1092–1102, 2019. ISSN 18790682. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.renene.2019.04.065>>. Citado na página 7.
- WILSON, B. et al. Collision risks between marine renewable energy devices and mammals, fish and diving birds. *Oban*, n. March, p. 110, 2007. Citado na página 6.
- WOLFGANG, M. et al. Near-body flow dynamics in swimming fish. *The Journal of experimental biology*, v. 202 (Pt 17), p. 2303–2327, 1999. ISSN 1477-9145. Disponível em: <<http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/10441083>>. Citado 2 vezes nas páginas 17 e 26.
- WU, X. et al. Foundations of offshore wind turbines: A review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, Pergamon, v. 104, p. 379–393, apr 2019. ISSN 1364-0321. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364032119300127>><https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364032119300127>>. Citado na página 35.
- WU, Y. T.; PORTE-AGEL, F.; PORTÉ-AGEL, F. Large-Eddy Simulation of Wind-Turbine Wakes: Evaluation of Turbine Parametrisations. *Boundary-Layer Meteorology*, v. 138, n. 3, p. 345–366, 2011. ISSN 00068314. Citado na página 14.
- WU, Y. T. et al. Simulation of Turbulent Flow Inside and Above Wind Farms: Model Validation and Layout Effects. *Boundary-Layer Meteorology*, 2013. ISSN 00068314. Citado na página 14.
- XIONG, Z.; LIU, X. Numerical investigation on evolutionary characteristics of the leading-edge vortex induced by flapping caudal fin. *Physics of Fluids*, AIP Publishing, LLC, v. 31, n. 12, 2019. ISSN 10897666. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.5128701>>. Citado na página 10.
- YANG, X.; KHOSRONEJAD, A.; SOTIROPOULOS, F. Large-eddy simulation of a hydrokinetic turbine mounted on an erodible bed. *Renewable Energy*, Elsevier Ltd, v. 113, n. July, p. 1419–1433, 2017. ISSN 18790682. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.renene.2017.07.007>>. Citado 5 vezes nas páginas 15, 35, 81, 82 e 199.
- YOSHIDA, T. et al. Use of a model turbine to investigate the high striking risk of fish with tidal and oceanic current turbine blades under slow rotational speed. *Sustainable Energy Technologies and Assessments*, Elsevier, v. 37, n. January, p. 100634, 2020. ISSN 22131388. Disponível em: <<https://doi.org/10.1016/j.seta.2020.100634>>. Citado na página 6.

- YU, C. L. et al. Mechanical capability and timing of a fish to maneuver from a steady straight-line swimming state. *Mechanics Research Communications*, Elsevier Ltd., v. 39, n. 1, p. 59–64, 2012. ISSN 00936413. Citado na página 19.
- YU, Z.; ZHENG, X.; MA, Q. Study on Actuator Line Modeling of Two NREL 5-MW Wind Turbine Wakes. *Applied Sciences*, v. 8, n. 3, p. 434, 2018. Citado na página 14.
- YUCE, M. I.; MURATOGLU, A. Hydrokinetic energy conversion systems: A technology status review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, Elsevier, v. 43, p. 72–82, 2015. ISSN 13640321. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.rser.2014.10.037>>. Citado 2 vezes nas páginas 1 e 2.
- ZANGIABADI, E. et al. Computational prediction of pressure change in the vicinity of tidal stream turbines and the consequences for fish survival rate. *Renewable Energy*, v. 101, n. 101, p. 1141–1156, 2017. ISSN 09601481. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.renene.2016.09.063>>. Citado na página 6.
- ZHANG, J. et al. Impact assessment of marine current turbines on fish behavior using an experimental approach based on the similarity law. *Journal of Marine Science and Technology (Japan)*, Springer Japan, v. 22, n. 2, p. 219–230, 2017. ISSN 09484280. Disponível em: <<http://link.springer.com/10.1007/s00773-016-0405-y>>. Citado na página 3.
- ZHANG, Z. et al. The simulation of 3D unsteady incompressible flows with moving boundaries on unstructured meshes. *Computers and Fluids*, v. 37, n. 5, p. 620–631, 2008. ISSN 00457930. Citado na página 65.
- ZHONG, H. et al. Lagrangian dynamic large-eddy simulation of wind turbine near wakes combined with an actuator line method. *Applied Energy*, Elsevier, v. 144, p. 224–233, apr 2015. ISSN 03062619. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S030626191500118X>>. Citado na página 14.
- ZHU, Q. et al. Three-dimensional flow structures and vorticity control in fish-like swimming. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 468, p. 1–28, 2002. ISSN 00221120. Citado 11 vezes nas páginas xix, 8, 9, 17, 26, 29, 65, 66, 67, 68 e 102.

Apêndices

APÊNDICE A – Estudo de validação: Escoamento sobre esfera

Neste apêndice apresenta-se a validação da metodologia numérica utilizada no trabalho a partir, do caso já bem estudado na literatura, do escoamento sobre uma esfera. Até o momento, são inúmeros os estudos, tanto numéricos (NATARAJAN; ACRIVOS, 1993; CONSTANTINESCU; SQUIRES, 2004; BOUCHET; MEBAREK; DUŠEK, 2006; CAMPREGHER et al., 2010) como experimentais (ACHENBACH, 1972; ACHENBACK, 1974; SAKAMOTO; HANIU, 1995; JOHNSON; PATEL, 1999; NORMAN; MCKEON, 2011; DESHPANDE et al., 2016), analisando o escoamento sobre uma esfera estacionária. A esfera é um corpo simétrico e de geometria simples porém, os padrões do escoamento dependendo do número de Reynolds podem ser bem complexos. Isto torna a simulação de uma esfera um caso de interesse para validação de metodologias e códigos numéricos.

Ao igual que no caso do peixe, o problema da esfera foi também avaliado para um conjunto de números de Reynolds, computando em cada caso forças e esteira, com o intuito de validar a metodologia construída neste trabalho mediante os resultados na literatura. O números de Reynolds investigados foram $Re = 150; 10^4; 10^5; 10^6$, utilizando as metodologias URANS e LES para resolução da turbulência. Os Re foram computados empregando como comprimento característico o diâmetro da esfera, e modificou-se seu valor mediante variações na viscosidade cinemática do fluido nas simulações.

Primeiramente, em baixos números de Reynolds, até 3×10^3 , a relação entre os números de Strouhal e de Reynolds encontra-se bem relatada na literatura (ACHENBACK, 1974). Para Re compreendidos entre 20 e 210, a estrutura do escoamento na esteira apresenta topologia similar. Uma zona de recirculação axissimétrica na parte posterior da esfera, observando variações no ponto de separação da camada limite e no tamanho da bolha formada trás a esfera. Logo após essa região de vorticidade o escoamento volta a sua forma laminar (JOHNSON; PATEL, 1999; SAKAMOTO; HANIU, 1995). A partir de $Re = 210$ começam a aparecer as primeiras instabilidades no escoamento da esteira. A bolha de recirculação perde sua simetria axial e conforme o número de Reynolds aumenta, a partir de $Re = 270$ os vórtices atrás da esfera começam a desprender-se formando uma esteira de vórtices que descolam periodicamente chamados vórtices de von Kármán (BOUCHET; MEBAREK; DUŠEK, 2006; CAMPREGHER et al., 2010). O escoamento na esteira não volta mais a ser laminar.

A medida que o número de Reynolds aumenta a esteira de vórtices periódicos se transforma em uma esteira de vórtices caóticos. Na faixa de operação de $Re = 6 \times 10^3$ a

$Re = 3 \times 10^5$ grandes flutuações periódicas na esteira são observadas (ACHENBACH, 1974) e a relação entre os números de Reynolds e Strouhal não é mais óbvia. Esta faixa de números de Reynolds é conhecida como subcrítica. No regime subcrítico a camada limite é laminar e o descolamento acontece em um ângulo de 80° . O coeficiente de arrasto médio tem um valor próximo a 0.5 e é quase independente do número de Reynolds (DESHPANDE et al., 2016).

A seguir aparece o regime crítico associado a um descolamento entre 80° e 120° (ACHENBACH, 1972) onde acontece uma queda brusca no coeficiente de arrasto até atingir o valor mais baixo de arrasto caracterizado pelo número de Reynolds crítico. No regime supercrítico, o coeficiente de arrasto começa a aumentar e a camada limite já é totalmente turbulenta (NORMAN; MCKEON, 2011; CONSTANTINESCU; SQUIRES, 2004).

Neste trabalho foram realizadas simulações numéricas utilizando as abordagens URANS e LES para um escoamento não perturbado com velocidade $U_\infty = 1 \text{ m/s}$ sobre uma esfera de 1 m de diâmetro. As simulações LES foram realizadas utilizando o modelo de Smagorinsky de sub-malha com $C_s = 0.16$. Para as simulações URANS os modelos de turbulência utilizados variaram de acordo ao número de Reynolds. No caso $Re = 150$ as simulações foram realizadas considerando o escoamento laminar. Para $Re = 10^4$ e $Re = 10^5$ foi escolhido uma modelagem turbulenta que consegue processar a transição laminar-turbulenta no escoamento devido a que nesses casos o fluxo encontra-se no regime subcrítico onde a camada limite ainda é laminar e o fluido na esteira apresenta comportamento turbulento. O modelo utilizado foi o $\kappa - \omega - SST$ de transição, também conhecido como o modelo $\gamma - Re_\theta - SST$. Finalmente, para $Re = 10^6$ o modelo de turbulência utilizado foi o $\kappa - \omega - SST$, já que o escoamento é totalmente turbulento.

O domínio numérico utilizado é o suficientemente grande para não causar bloqueio no escoamento e não interferir no natural desenvolvimento do fluxo. Baseado na literatura, o domínio definiu-se como $5D \times 5D \times 15D$ (JOHNSON; PATEL, 1999). As condições de contorno impostas à simulação foram condição de velocidade uniforme na entrada do domínio de 1 m/s com 3% de intensidade de turbulência (valor considerado médio para intensidade turbulência) e na saída, condição de pressão atmosférica com gradiente de velocidade nulo. O resto das superfícies foram consideradas como paredes impenetráveis com tensão de cisalhamento nulo, condição de deslizamento e gradiente de pressão nulo. A esfera tem condição de contorno de parede, condição de não escorregamento, velocidade nula sobre a superfície.

A malha numérica foi realizada no *software* OpenFoam usando a ferramenta *snappyHexMesh* que cria uma malha predominantemente hexaédrica. O estudo de convergência de malha foi realizado para duas malhas com níveis de refinamento diferentes e os resultados obtidos foram similares como pode ser observado na Tabela 20.

Ambas malhas constam da mesma configuração. Duas regiões de refinamento cilíndricas, com diferentes níveis de discretização, um cilindro de menor diâmetro e comprimento, que pretende captar os fenômenos na esteira próxima e o outro de maior diâmetro que vai até o fim do domínio para caracterizar a esteira distante. O cilindro menor tem um diâmetro $3D$ e comprimento $11D$, se estendendo $1D$ a montante e 10 a jusante do centro da esfera.

Já o cilindro maior tem diâmetro igual a $6D$ e vai $3D$ a montante da esfera e $15D$ a jusante, tendo um comprimento total de $18D$. Na Tab. 79 pode ser observada a malha no domínio da esfera com as regiões de refinamento mencionadas.

Uma série de camadas paralelas à superfície foram criadas para beneficiar a resolução da camada limite da parede da esfera. Um valor de $y^+ \sim 1$ foi encontrado nas simulações com modelagem turbulenta garantindo que a malha satisfaz aos requisitos do modelo. O estudo de convergência de malha foi realizado para o caso de $Re = 150$ e a variável monitorada foi o coeficiente de arrasto, C_D .

Tabela 20 – Valores do coeficiente de arrasto, C_D , encontrados na literatura e no estudo de convergência de malha desde trabalho, para a situação $Re = 150$.

	Nº de nós	C_D
Malha a	$1,4 \times 10^6$	0,925
Malha b	$2,5 \times 10^6$	0,908
(CLIFT; GRACE; WEBER, 1978)	-	0,889
(JOHNSON; PATEL, 1999)	-	0,900
(CUI et al., 2017)	-	0,921

As simulações URANS foram realizadas para malha b por conseguir calcular um valor C_D com menor erro. Na Tab. 79 pode ser observada a dita malha numérica.

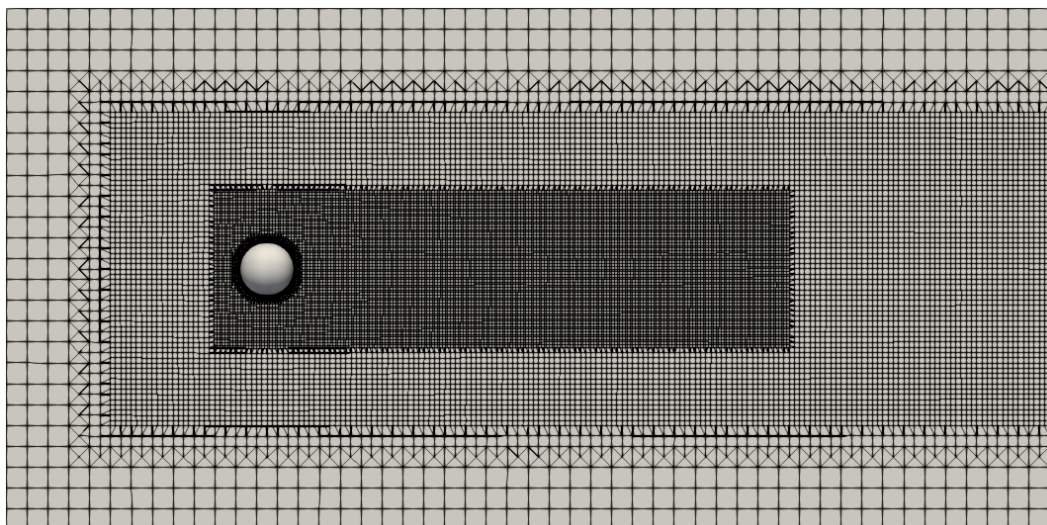


Figura 79 – Malha numérica utilizada nas simulações URANS da esfera (Malha b, com $2,5 \times 10^6$ nós).

Para as simulações LES foi empregada uma malha numérica um pouco mais refinada com o fim de garantir que menores estruturas fossem resolvidas e assim obter o desempenho desejado das simulações. Desta forma, a malha numérica LES utilizada consta de $3,8 \times 10^6$ nós. O passo de tempo nestas simulações também foi reduzido em comparação ao utilizado na simulações URANS. Ao igual que no resto do trabalho, o passo de tempo escolhido foi do tipo ajustável segundo a condição de CFL dada, que no caso URANS foi $CFL < 1$ e no LES $CFL < 0.5$.

O estudo do escoamento sobre a esfera foi escolhido como validação da ferramenta de simulação pela quantidade de referências na literatura porém, esse escoamento é bastante complexo segundo o regime de Reynolds. Assim, algumas dificuldades foram encontradas durante as simulações, especialmente para o caso $Re = 10^5$, já que é uma região de transição entre o regime subcrítico e supercrítico. Segundo a referência, encontram-se valores diferentes para o coeficiente de arrasto no Re de transição, devido a essa questão. Na Fig. 80 é apresentada a dependência da força de arrasto com o número de Reynolds baseada em correlações experimentais de alguns autores. Na figura observa-se como na faixa de Reynolds, entre $10^5 - 10^6$, a força de arrasto apresenta uma queda abrupta relaciona com a transição da camada limite do regime laminar ao turbulento.

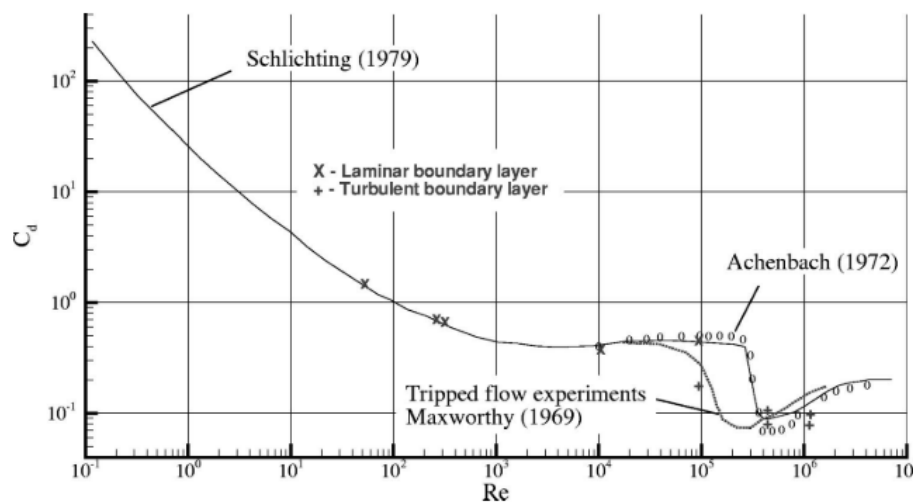


Figura 80 – Coeficiente de arrasto experimental para escoamento sobre esfera em função do Re (CONSTANTINESCU; SQUIRES, 2004).

Na Tab. 21 são recolhidos os valores de C_D para os diferentes números de Reynolds e para os métodos de turbulência URANS e LES, e comparados com valores encontrados na literatura.

As simulações URANS quando $Re = 10^5$ não se desenvolveram da forma desejada. Sabe-se, como mencionado, que essa faixa de Reynolds apresenta-se complexa devido à transição laminar-turbulenta na camada limite, que implica na diminuição drástica do coeficiente de arrasto. Em primeiro lugar, a simulação foi realizada utilizando o modelo de turbulência

Tabela 21 – Valores de C_D obtidos durante as simulações realizadas e comparação com a literatura.

	$Re = 150$	$Re = 10^4$	$Re = 10^5$	$Re = 10^6$
URANS	0,908	0,387	-	0,167
LES	0,899	0,407	0,420	-
(JOHNSON; PATEL, 1999)	0,900	-	-	
(CLIFT; GRACE; WEBER, 1978)	0,889	-	-	
(ACHENBACH, 1972)	-	0,400	-	0,19
(CONSTANTINESCU; SQUIRES, 2003)	-	0,393	-	
(CONSTANTINESCU; SQUIRES, 2004)	-	0,393	0,414	0,102

de transição (ao igual que no caso 10^4) porém o valor para o coeficiente de força foi $C_D = 0,12$, posteriormente esse caso foi simulado utilizando o modelo de turbulência $\kappa\text{-}\omega\text{-}SST$ obtendo $C_D = 0,109$ e finalmente foi realizada a simulação sem modelo de turbulência, regime laminar, com $C_D = 0,5$. Valor mais aproximado considerando o escoamento neste regime ainda subcrítico. As simulações URANS empregando modelo de turbulência não se apresentaram apropriadas neste caso, especificamente a simulação com modelo de transição que não consegue resolver a camada limite da forma desejada. Ressaltar que a simulação $Re = 10^4$ foi realizada também considerando regime laminar e o resultado obtido foi similar ao encontrado com modelo de transição e na literatura.

Após estas considerações, entende-se que para os Reynolds 10^4 e 10^5 a camada limite é ainda laminar por isso as simulações sem modelar a turbulência funcionam para o cálculo da força de arrasto, embora o escoamento na esteira nesses regimes já tem um comportamento turbulento importante. Isto será observado nas visualizações do escoamento que serão apresentadas a seguir mediante o campo de velocidade normalizado, U/U_∞ , na escala dos gráficos vai de 0 a 1,2. Veja ademais, na Tab. 21, como os resultados LES nas situações de $Re = 10^4$ e $Re = 10^5$, aparecem próximos aos resultados na literatura. A abordagem LES, mesmo sendo mais cara, em termos de malha e tempo de computação, não apresenta os problemas relacionados à caracterização do fluxo no regime de transição.

No que segue, apresentam-se os campo de velocidades para diferentes situações. Em primeiro lugar, quando $Re = 150$, na Fig. 81, nota-se como o escoamento na esteira é claramente laminar e logo após a esfera, pode ser vista uma zona de recirculação axi-simétrica, condizente com tudo o apresentado na literatura.

Já nas Fig. 82 e 83, são apresentados os campos de velocidades obtidos a partir das simulações LES com $Re = 10^4$ e $Re = 10^5$. Nesses casos, a camada limite ainda é laminar sendo a esteira dominada pela turbulência. Observa-se como no caso para $Re = 10^4$ a esteira parece ser um pouco mais organizada que no caso $Re = 10^5$, o que era de esperar com o aumento do número de Reynolds.

Para $Re = 10^6$ não foi realizada a simulação LES. Ademais, não será apresentada nenhuma visualização da resolução URANS porque o tempo de simulação não foi o suficiente para evoluir a esteira na medida das visualizações apresentadas, mesmo o tempo de simulação ter sido de 20 s. Ressaltar que a convergência em termo de C_D foi sim alcançada. O tempo de simulação dos restantes casos foi de 30 s.

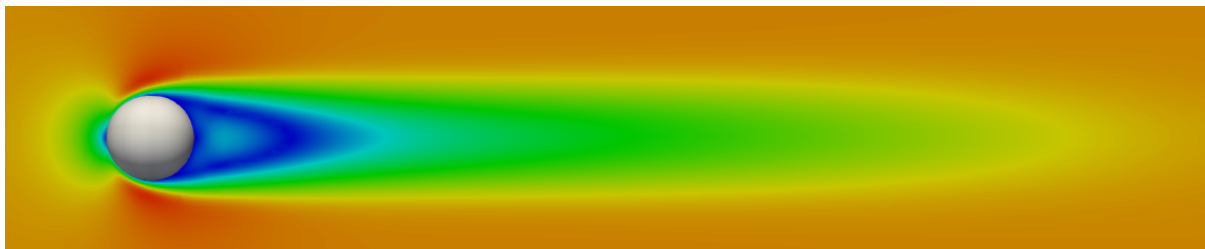


Figura 81 – Visualização do campo de velocidades U/U_∞ para $Re = 150$, $t = 30$ s.

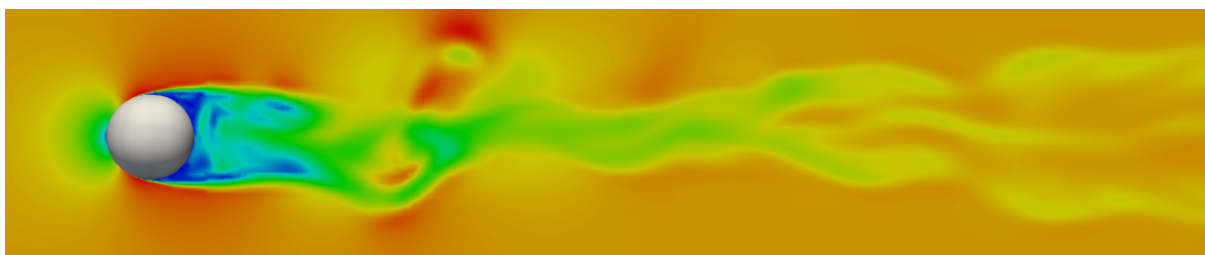


Figura 82 – Visualização do campo de velocidades U/U_∞ para $Re = 10^4$, $t = 30$ s.

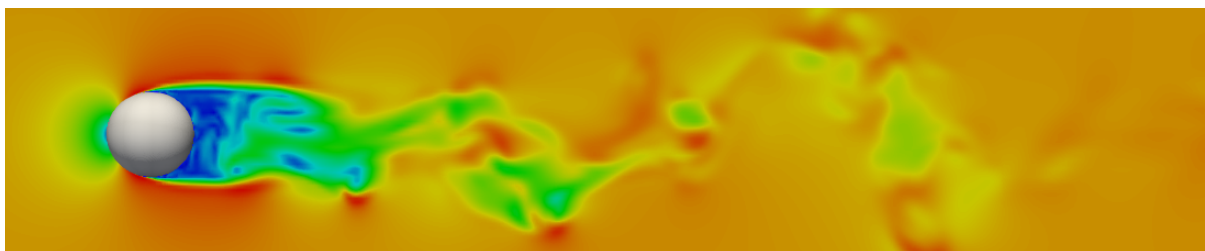


Figura 83 – Visualização do campo de velocidades U/U_∞ para $Re = 10^5$, $t = 30$ s.

APÊNDICE B – Estudo de validação: Metodologia da Linha Atuadora

O objetivo deste apêndice é fornecer uma nova validação do método numérico empregado para resolução do escoamento em rotores utilizando simulações de grandes escalas portanto, o método da linha atuadora será acoplado a essa abordagem de resolução de escoamentos turbulentos. O objetivo é dispor de uma ferramenta validada e confiável para posteriores análises entre turbina e peixes, mediante simulações LES, que aportaram maiores informações sobre o escoamento da esteira devido à maior abrangência na resolução de escalas espaciais.

A validação do método ALM-LES foi realizada a partir dos resultados experimentais obtidos no túnel de vento do Laboratório de Energia e Ambiente da Universidade de Brasília e simulações numéricas realizadas no ANSYS-CFX considerando a geometria do rotor e a movimentação da malha. Esses dados empregados para comparação das diferentes metodologias foram extraídos da tese de doutorado com autoria de Rafael Mendes (MENDES, 2020).

O estudo que nos ocupa reside na realização de simulações numéricas do rotor, no *software* OpenFoam a partir do modelo simplificado da linha atuadora usando o método de filtragem de turbulência LES (ALM-LES), com modelo de Smagorinsky com constante $C_s = 0.16$ (MARTÍNEZ-TOSSAS et al., 2018). A máquina utilizada para a validação das simulações foi o modelo, escala 1:10, do rotor hidrocínético HK10. No estudo numérico foram replicadas as dimensões do túnel de vento assim como as condições de contorno, para conseguir resultados o mais aproximados possíveis com a física real do problema. Ademais, nas simulações foram considerados tanto o rotor quanto a torre para representar da forma mais fiel possível a realidade.

O domínio computacional empregado no estudo é um prisma retangular com dimensões $5,5D \times 5,5D \times 22,7D$, escolhido em função das dimensões do túnel de vento para largura e altura. No que respeita ao comprimento, o domínio foi estendido nas simulações (com base no trabalho de (MENDES, 2020)) para conseguir visualizar mais que a esteira próxima, o que não é possível na realidade do laboratório pela infraestrutura do túnel. O modelo de rotor tem um diâmetro $D = 0,22m$ e o ponto de funcionamento da máquina corresponde a um $TSR = 5,44$, sendo a rotação da máquina, $\omega = 1000 rpm$, e a velocidade em fluxo livre, $U_\infty = 8 m/s$.

Um estudo de convergência de malha foi realizado monitorando a variável do coeficiente de potência para analisar o efeito da malha computacional nos resultados da simulação.

Neste sentido, foram avaliadas três malhas com a mesma configuração porém com resoluções diferentes. Cada uma delas consta de três regiões com níveis de refinamento diferentes: o domínio, uma região de esteira e uma região referente ao rotor. A região de refinamento do rotor é uma região cilíndrica centrada na origem da máquina de diâmetro $1,5D$ e comprimento $0,6D$. A região de refinamento da esteira é também um cilindro, com diâmetro $2D$ que se estende $1,1D$ a montante da turbina e $18D$ a jusante, até o fim do domínio. Na Fig. 84 observam-se com mais detalhe domínio e malha numérica empregados para as simulações.

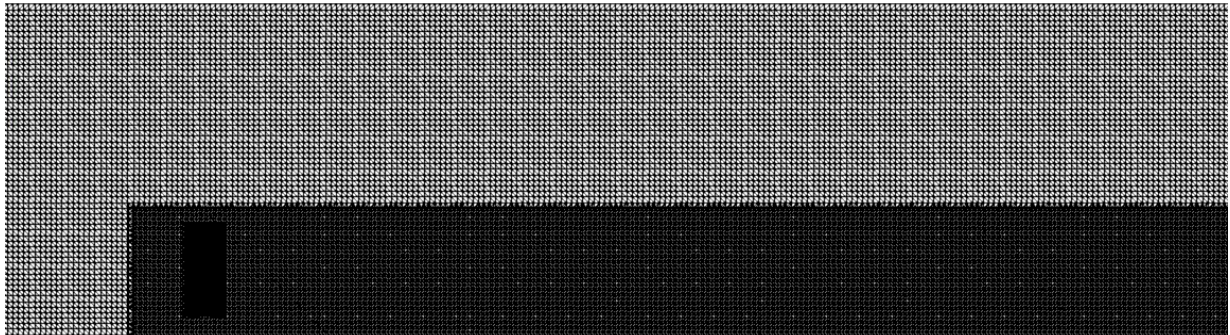


Figura 84 – Malha numérica utilizada nas simulações da turbina HK10 escala 1/10 com $3,8 \times 10^6$ nós.

A malha utilizada é composta totalmente de elementos hexaédricos. Cada região de refinamento foi criada dividindo os elementos da região anterior pela metade em todas as direção do espaço. Por tanto, o tamanho de um elemento na região da turbina é a metade que o elemento da região da esteira e quatro vezes menor que o elemento do resto do domínio. As resoluções da região da turbina para cada uma das malhas foram

$$\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0,0075 \text{ m}; 0,005 \text{ m e } 0,00375 \text{ m}.$$

Tabela 22 – Dimensões dos elementos nas regiões de malha com diferentes densidades

Malha	Nº de nós	Δx Domínio	Δx Região da esteira	Δx Região da turbina	C_p
a	$0,4 \times 10^6$	0,030	0,0150	0,00750	0,173
b	$1,6 \times 10^6$	0,020	0,0100	0,00500	0,185
c	$3,8 \times 10^6$	0,015	0,0075	0,00375	0,188

O valor de ϵ , parâmetro que estabelece como as forças são propagadas para a malha, é escolhido especificamente para cada caso. Neste trabalho ϵ é definido segundo o tamanho da malha como sendo $\epsilon = 2\Delta x$, para Δx o tamanho do elemento de malha na esteira

(MARTÍNEZ-TOSSAS; CHURCHFIELD; MENEVEAU, 2015). Na literatura é estabelecido um valor de $\epsilon \geq 2\Delta x$ (MARTÍNEZ-TOSSAS; CHURCHFIELD; MENEVEAU, 2015; TZIMAS; PROSPATHOPOULOS, 2016; YANG; KHOSRONEJAD; SOTIROPOULOS, 2017), tomando como referencia Δx na região do rotor. Para as

malhas a, b e c os valores de ϵ considerados foram $\epsilon_a = 0,03$; $\epsilon_b = 0,02$ e $\epsilon_c = 0,015$. Sendo o valor de Δx empregado no cálculo do ϵ o que corresponde à dimensão da malha na região da esteira.

Neste estudo as pás foram divididas em 28 elementos assim a relação apresentada por [Mikkelsen et al. \(2015\)](#), tal que $\Delta x = R/n$, é satisfeita apenas pela malha tipo c já que $\Delta x = 0,11/28 = 0,0039\text{ m}$. Portanto, os resultados apresentados de perfis e velocidades e as visualizações da esteira foram para esta malha. O tempo total das simulações foi de 6 s e o passo de tempo foi calculado automaticamente a cada iteração garantindo a condição de $CFL < 0.5$.

No que segue, apresentam-se os resultados ALM-LES comparados com os dados obtidos nos experimentos de laboratório usando o anemômetro de fio quente. A avaliação conjunta dos resultados, fornecidos por diferentes métodos, faz possível a verificação da eficácia do método simplificado ALM, esta vez combinado com as simulações de grandes escalas.

Primeiramente, na Fig. 85 mostram-se os perfis de velocidades normalizados com a velocidade do escoamento U_∞ a diferentes distancias a jusante do rotor, $1,5D$, $2D$, $2,5$ e $3D$, para assim entender a evolução das velocidade ao longo da esteira próxima. Os perfis de velocidade comparam os resultados da simulação linha atuadora (linha continua preta) com os resultados túnel de vento (*). Note que são apresentados apenas perfis na esteira próxima devido a limitações no túnel de vento, em questão do comprimento da seção de testes. Os perfis de velocidade obtidos nas simulações LES no Ansys-CFX não foram apresentados na Fig. 85 para maior clareza da mesma.

Observa-se na Fig. 85 que o comportamento da velocidade, nas posições analisadas, apresentam valores muito próximos. Neste caso, não se observaram as discrepâncias nos perfis mais próximos ao rotor que mostraram a Fig. 45 nas simulações ALM-URANS, onde as velocidades na região central apresentaram uma queda notável na valor da velocidade, especificamente a $1D$ a jusante do rotor. Ademais da resolução do escoamento utilizando a abordagem LES, aparecem outros fatores que poderiam influenciar na mudança do comportamento como elementos de malha menores e o fluido ser ar. Contudo, esses resultados mostram um comportamento mais próximo ao que acontece na realidade do túnel de vento.

Seguindo com a validação do método simplificado da linha atuadora, combinando com as simulações de grandes escalas, apresentam-se visualizações do campo de velocidade e vorticidade, comparando os resultados com simulações que empregam a geometria completa do rotor no Ansys-CFX. Veja nas Fig. 86 e 87, no plano de corte longitudinal da turbina, as velocidades normalizadas U/U_∞ , para as duas metodologias numéricas empregadas. De forma qualitativa, veja que a aparência nos dois casos é similar, sendo identificável a região de esteira próxima pelo deficit de velocidades porém, nas simulações da linha atuadora a região da esteira tem maior extensão. Para verificar esse fator, observe

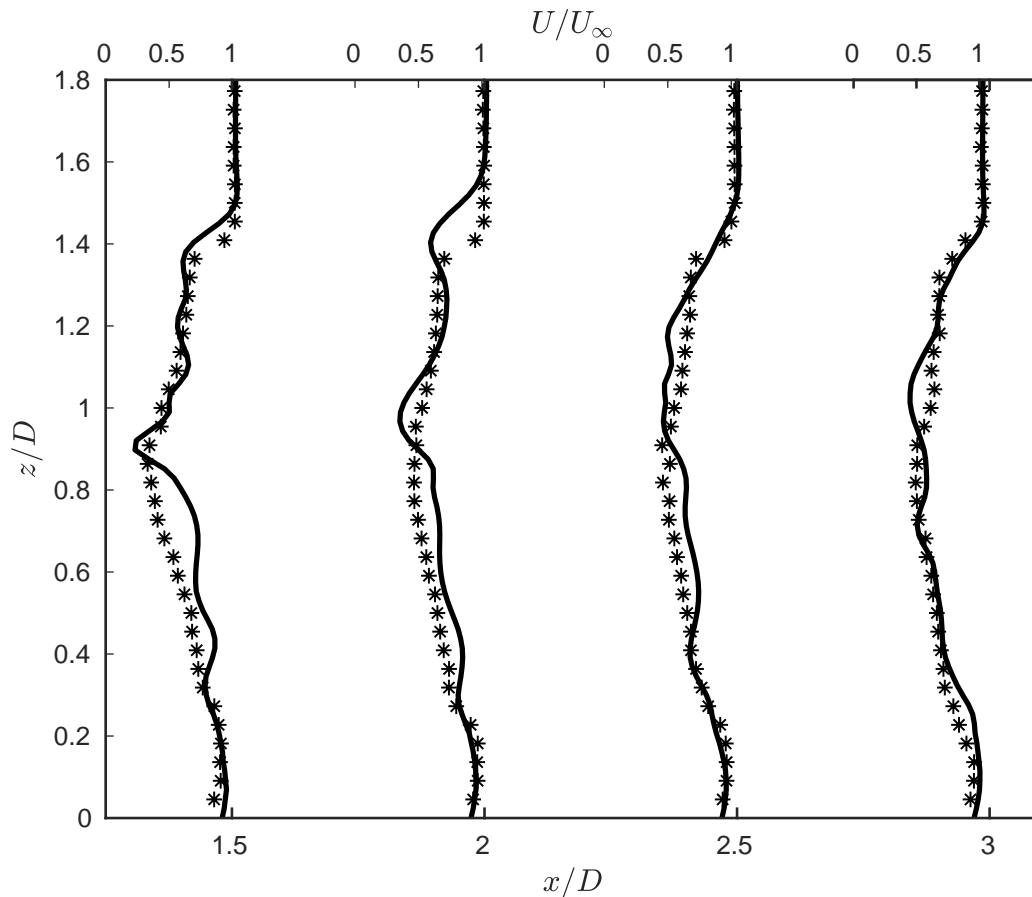


Figura 85 – Perfis de velocidade média no plano central a jusante da turbina. (-) Simulação Linha atuadora-LES; (*) Experimentos em túnel de vento com anemometria de fio quente.

as Fig. [Figura 88](#) e [Figura 89](#) que comparam as estruturas de vórtices mediante aplicação do filtro de identificação de vórtices critério-Q. Agora, fica mais evidente a similitude das duas esteiras, evidenciando a presença das principais estruturas em ambos os casos como são os vórtices de ponta de pá e o de raiz. Veja também que os vórtices de ponta de pá apresentam os maiores níveis de velocidade (pela sua coloração em vermelho) e o bem definido formato helicoidal devido a grande velocidade angular desta região de vórtices. Por último, observe como são bem definidas as regiões de esteira próxima e distante, em ambos casos, caracterizada esta última pela quebra dos vórtices coerentes de ponta de pá.

Por último, com base nos resultados cabe concluir que o método da linha atuadora se apresenta como um bom método para predizer o escoamento numa esteira de turbina. Ademais, como era de esperar as simulações LES forneceram ainda maior nível de detalhe sobre a mesma. Finalmente, a validação com resultados experimentais traz maior confiabilidade ao método já que se atingiram grandes similaridades entre os perfis de velocidade.

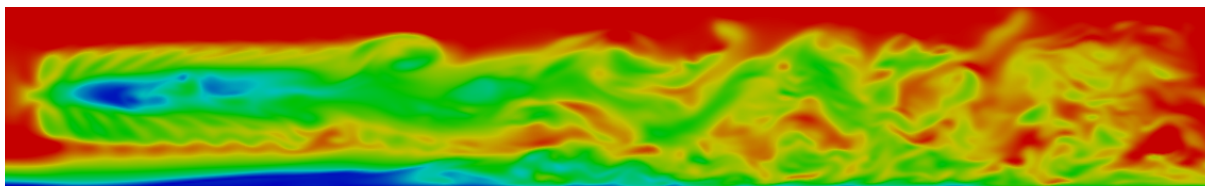


Figura 86 – Visualização do campo de velocidades U/U_∞ para simulação usando o método da linha atuadora.

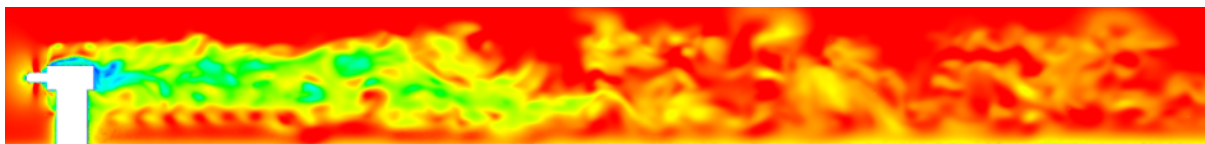


Figura 87 – Visualização do campo de velocidades U/U_∞ para simulação do rotor completo no CFX.

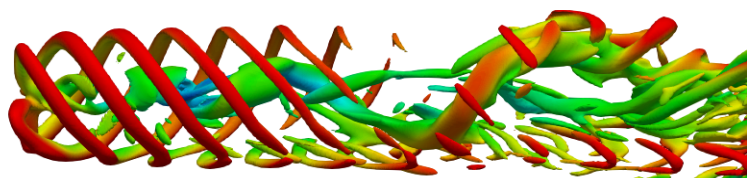


Figura 88 – Visualização do vórtices por meio do parâmetro Q-criterion para simulação usando o método da linha atuadora.

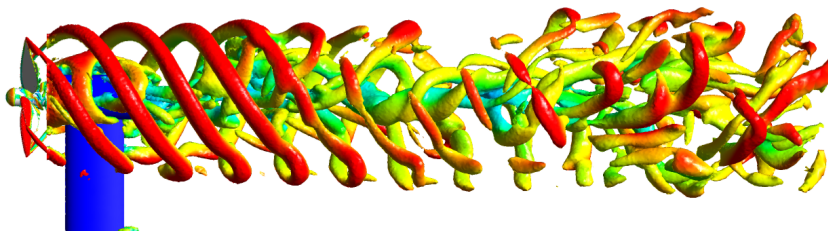


Figura 89 – Visualização do vórtices por meio do parâmetro Q-criterion para simulação do rotor completo no CFX.

APÊNDICE C – Visualizações

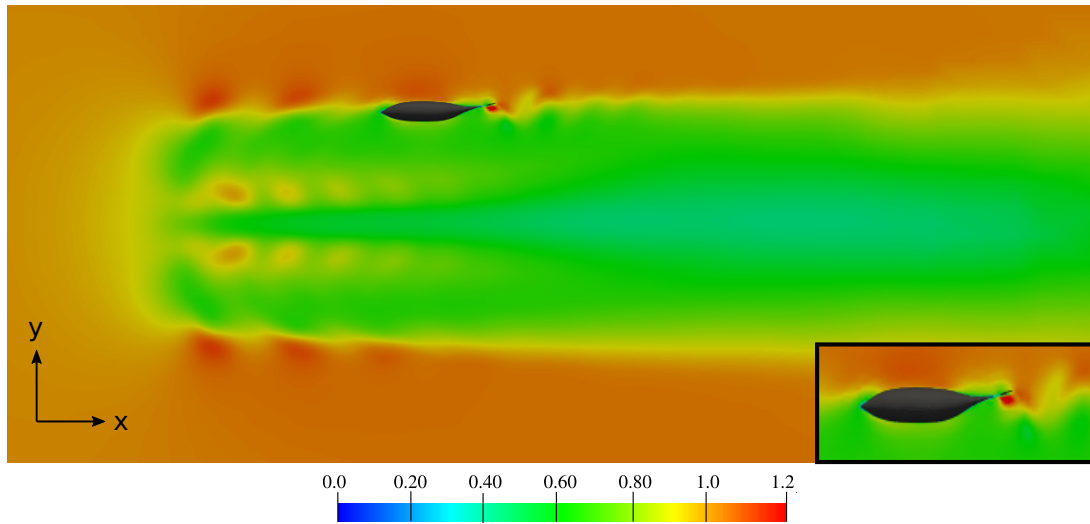


Figura 90 – Campo de velocidade adimensional (U/U_∞), encontrando-se o peixe nadando 1D a jusante do rotor com $St = 0,29$ ($\omega = 32,54rad/s$).

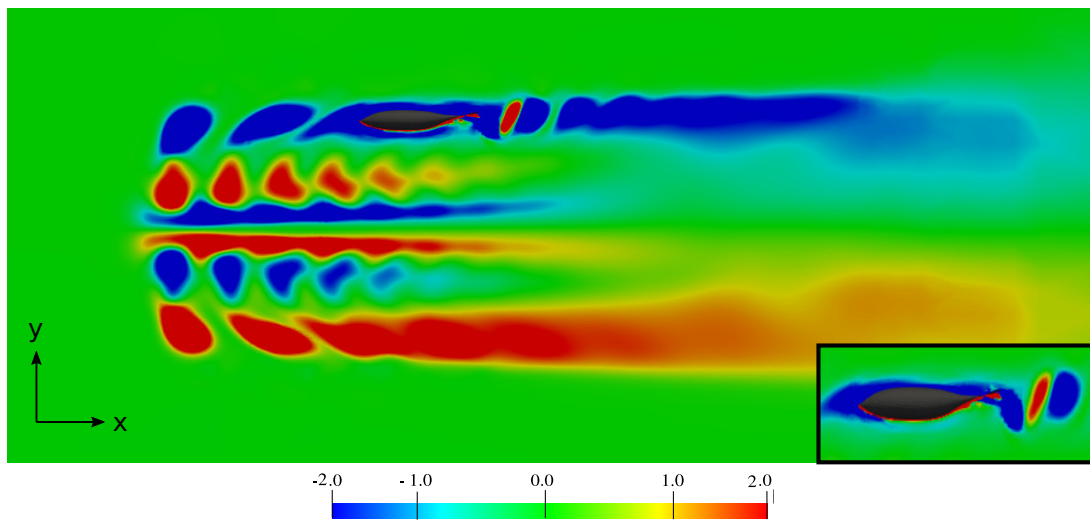


Figura 91 – Campo de vorticidade adimensional ($\omega_z D/U_\infty$), encontrando-se o peixe nadando 1D a jusante do rotor com $St = 0,29$ ($\omega = 32,54rad/s$).

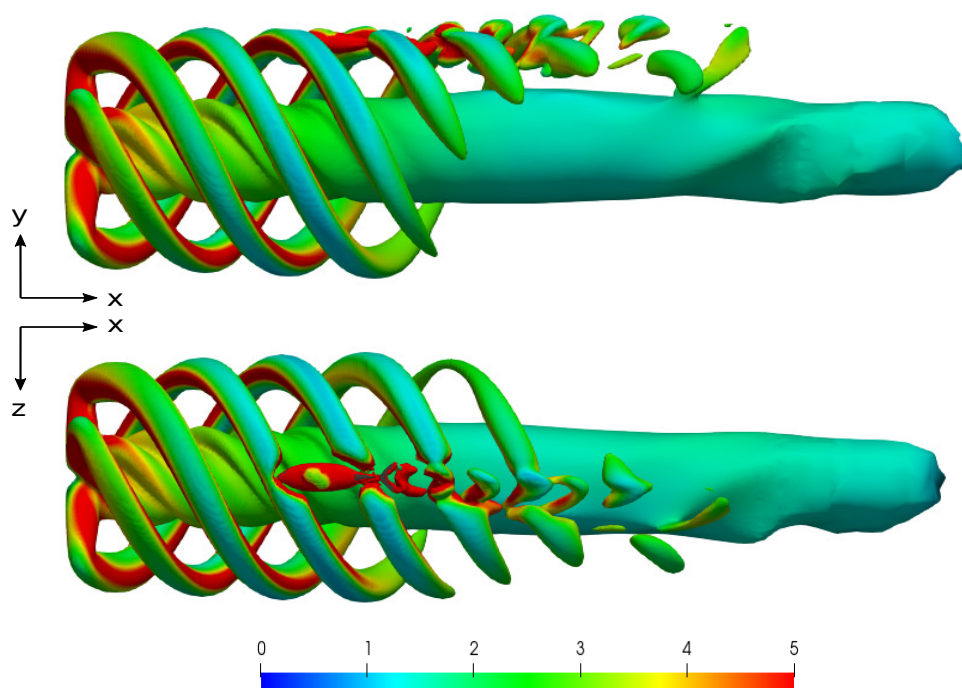


Figura 92 – Vistas frontais e laterais das estruturas de vórtices tridimensionais a partir das iso-superfícies criadas com a variável critério Q ($q=0.03$), coloridas com a magnitude de vorticidade adimensional $\omega_{mag}D/U_\infty$. Na situação 1D e $St = 0,29$ ($\omega = 32,5 rad/s$).

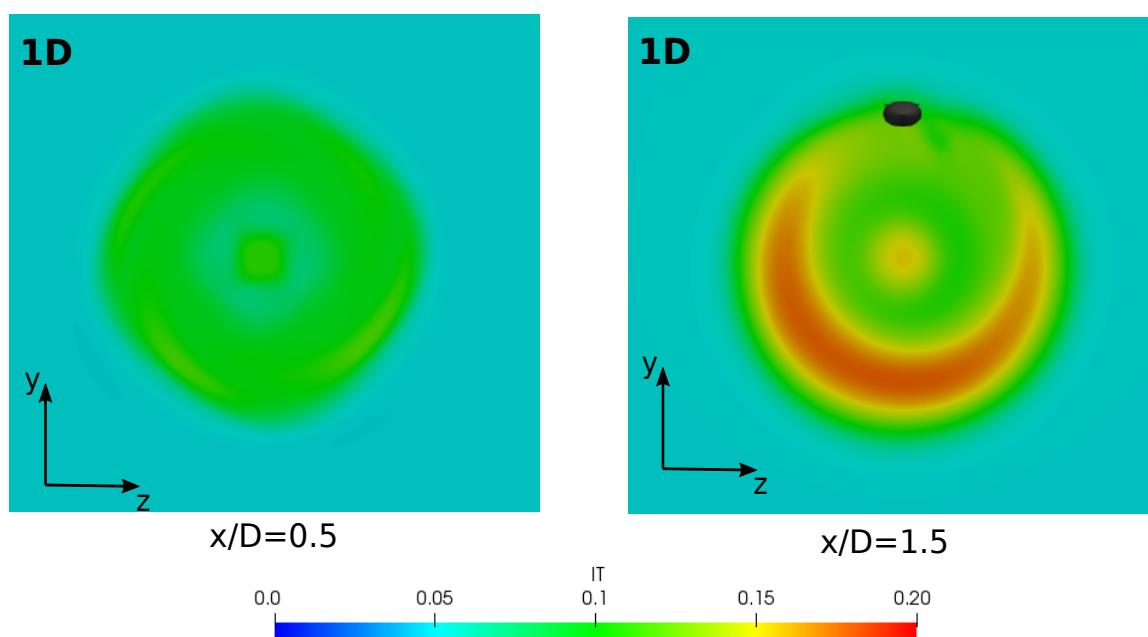


Figura 93 – Níveis da escala de intensidade de turbulência em planos transversais (yz) anteriores e posteriores ao peixe, nas situação 1D e $St = 0,29$ ($\omega = 32,5 rad/s$).

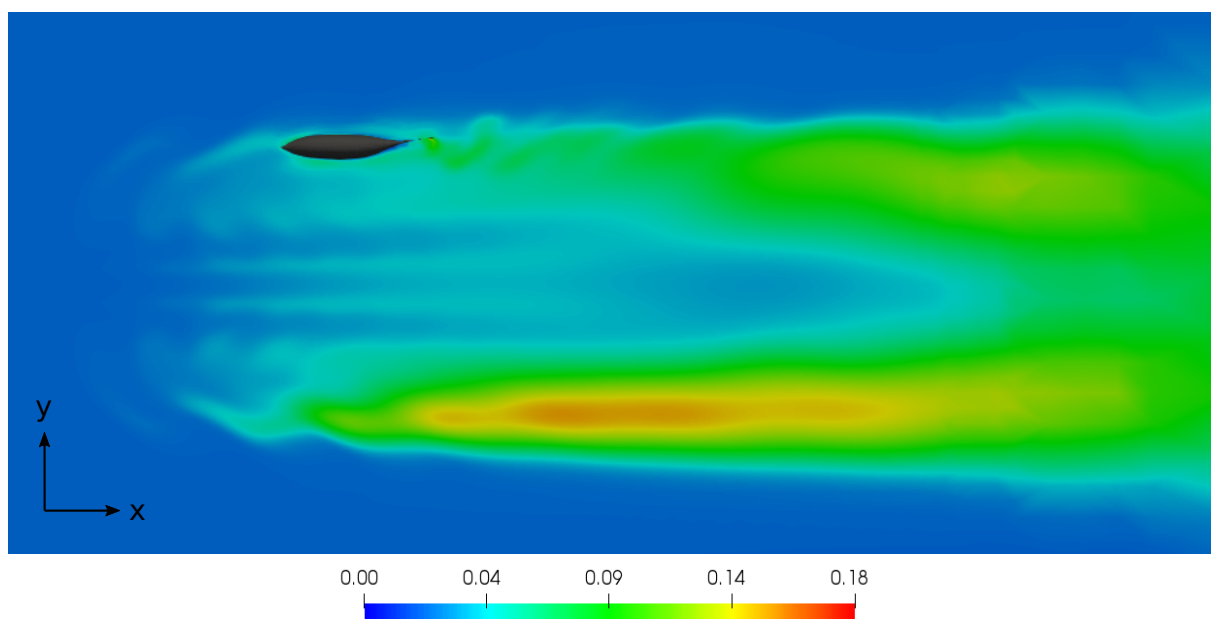


Figura 94 – Níveis da energia cinética turbulenta (\sqrt{k}/U) no plano longitudinal (xy) nas situação 1D e $St = 0,29$ ($\omega = 32,5rad/s$).

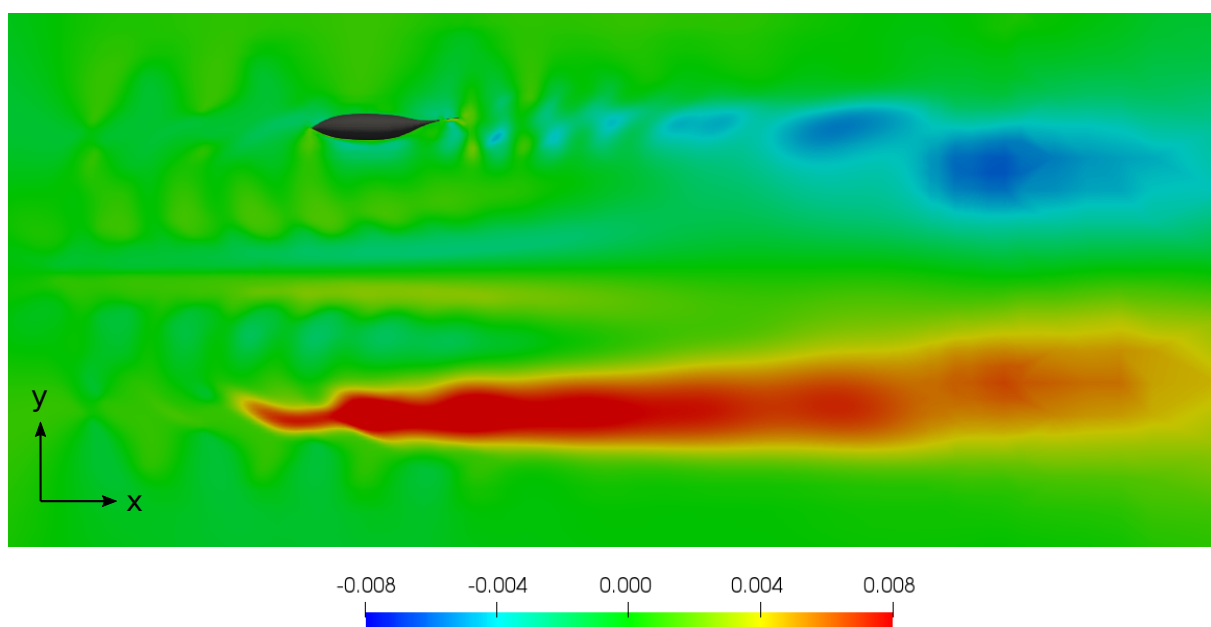


Figura 95 – Níveis da componente do tensor de Reynolds ($\tau_{xy}/\rho U^2$) no plano longitudinal (xy) nas situação 1D e $St = 0,29$ ($\omega = 32,5rad/s$).