



Universidade de Brasília  
Faculdade de Tecnologia  
Departamento de Engenharia Mecânica

**ESTUDO NUMÉRICO DA EXTENSÃO NA SAÍDA  
DO TUBO DE SUÇÃO DE UMA TURBINA  
HIDRÁULICA DO TIPO BULBO**

**Pedro Henrique Dias de Vêras Sousa**

**Orientador: Antonio C. P. Brasil Junior**

**Dissertação de Mestrado em Ciências Mecânicas**

**Publicação: ENM.DM-277/2018**

**Brasília-DF: 03/2018**

Universidade de Brasília  
Faculdade de Tecnologia  
Departamento de Engenharia Mecânica

**ESTUDO NUMÉRICO DA EXTENSÃO NA SAÍDA  
DO TUBO DE SUCCÃO DE UMA TURBINA  
HIDRÁULICA DO TIPO BULBO**

Pedro Henrique Dias de Vêras Sousa

**DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO DEPARTAMENTO DE EN-  
GENHARIA MECÂNICA DA FACULDADE DE TECNOLO-  
GIA DA UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA COMO PARTE DOS  
REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA OBTENÇÃO DO GRAU  
DE MESTRE EM CIÊNCIAS MECÂNICAS.**

Aprovada por:

---

**Antonio C. P. Brasil Junior, Prof. Dr. UnB**  
(Orientador)

---

**Taygoara Felamingo de Oliveira, Prof. Dr., UnB**  
(Examinador interno)

---

**Luciano Gonçalves Noletto, Prof. Dr., UnB Gama**  
(Examinador externo)

Brasília, 22 de Março de 2018.

## FICHA CATALOGRÁFICA

Pedro Henrique Dias de Vêras Sousa

ESTUDO NUMÉRICO DA EXTENSÃO NA SAÍDA DO TUBO DE SUCCÃO DE  
UMA TURBINA HIDRÁULICA DO TIPO BULBO/ Pedro Henrique Dias de Vêras  
Sousa. - Brasil, 2018-

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

Orientador: Antonio C. P. Brasil Junior

Dissertação (mestrado) Universidade de Brasília UnB

Faculdade de Tecnologia

Programa de Pós-Graduação em Ciências Mecânicas, 2018.

1. Simulação numérica. 2. Tubo de sucção. I. Orientador. II. Universidade de Brasília.  
III. Faculdade de Tecnologia. IV. Estudo numérico da extensão na saída do tubo de  
sucção de uma turbina hidráulica do tipo bulbo.

## REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

Sousa, P. H. D. V. (2018). ESTUDO NUMÉRICO DA EXTENSÃO NA SAÍDA DO TUBO DE SUCCÃO DE UMA TURBINA HIDRÁULICA DO TIPO BULBO. Dissertação de Mestrado em Ciências Mecânicas, Publicação ENM.DM-277/2017, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade de Brasília, Brasília, DF,108p.

## CESSÃO DE DIREITOS

NOME DO AUTOR: Pedro Henrique Dias de Vêras Sousa.

TÍTULO DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO: ESTUDO NUMÉRICO DA EXTENSÃO NA SAÍDA DO TUBO DE SUCCÃO DE UMA TURBINA HIDRÁULICA DO TIPO BULBO.

GRAU/ANO: Mestre/2018.

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

---

Pedro Henrique Dias de Vêras Sousa

Rua Durval Guimarães, n. 1289, apt. 404, Ponta Verde - Maceió

57035-060, Maceió, AL, Brasil

phdveras@gmail.com

# Agradecimentos

À minha esposa, Mariana, pelo amor, carinho e suporte em toda essa jornada.

Aos meus pais e à minha irmã, por toda a dedicação, apoio e amor incondicional que me fizeram chegar até aqui.

Ao meu orientador na UnB, professor Antônio Brasil, por toda a confiança, pelo suporte e, principalmente, pelas oportunidades proporcionadas durante o mestrado.

Aos meus professores no LEGI, Olivier Métails e Guillaume Balarac, pelos inúmeros ensinamentos, pela confiança e pelo assistência, tanto dentro quanto fora do laboratório.

Ao meu orientador na General Electric, Antoine Bombenger, pela paciência e orientação, e à General Electric, pelo apoio durante o projeto.

Aos meus colegas de UnB, de LEGI e GE, pela ajuda e pelo convívio, que tornaram essa jornada ainda mais agradável.

# Resumo

O objetivo deste trabalho foi investigar numericamente o efeito de diversos parâmetros de modelagem da extensão posicionada na saída do tubo de sucção de uma turbina bulbo nas características do escoamento nessa região e no desempenho da máquina. As simulações do tipo RANS foram realizadas no software comercial ANSYS CFX e a turbulência foi modelada utilizando o modelo  $k - \omega$  SST. Inicialmente, foram avaliadas três condições de entrada para o tubo de sucção, empregando um domínio reduzido da turbina para isso. Os resultados foram validados com base em dados experimentais e serviram para as simulações principais deste trabalho. Ao todo, foram estudadas quatro geometrias de extensão para o tubo de sucção da turbina bulbo e, além das condições de operação da máquina, também foram analisadas a influência das condições de contorno na extensão e a interação entre os escoamentos de turbinas adjacentes. Os perfis de velocidade dentro do tubo de sucção foram validados com base em dados experimentais, e os resultados de perda de carga, eficiência e campo de velocidade foram comparados para determinar o impacto das diferentes extensões. De forma geral, a geometria na saída do tubo de sucção influenciou a expansão do escoamento e, conseqüentemente, a distribuição de velocidades e pressão nessa região. Outro fator importante foi a rotação do escoamento, que introduziu assimetrias no campo de velocidade e aumentou a interação das turbinas. Contudo, os resultados mostraram pouca influência dos parâmetros estudados no desempenho previsto da máquina.

**Palavras-chave:** tubo de sucção. turbina hidráulica tipo bulbo. simulações CFD. energia hidráulica.

# Abstract

In this work, the goal was to numerically investigate the effect of many different modeling parameters of the extension placed at the exit of the draft tube of a bulb turbine in the flow characteristics in this region and the performance of the machine. RANS simulations were carried in the commercial code ANSYS CFX and the turbulence modeled using the  $k - \omega$  SST model. Initially, three inlet conditions for the draft tube were evaluated in a reduced domain of the turbine. The results were validated with the available experimental data and served as an input for the main simulations in this work. Four extension geometries were studied in total and, besides the inlet conditions, the influence of the boundary conditions in the extension and the interaction between adjacent turbines has also been analyzed. The velocity profiles inside the draft tube were validated using experimental data and the results for the head losses, efficiency and velocity field were compared to determine the impact of using different extensions. Overall, the geometry of the extension influenced the expansion of the flow and, therefore, the velocity and pressure distribution in this region. Another important factor was the flow rotation, which introduced asymmetries in the velocity field and increased the interaction among the turbines. However, the results showed a small influence of the studied parameters in the machine's predicted performance.

**Key-words:** draft tube. bulb turbine. CFD simulations. hydraulic energy.

# Lista de ilustrações

Figura 1 – Detalhes de uma usina hidrelétrica. . . . .	7
Figura 2 – Turbina de impulsão tipo Pelton. . . . .	8
Figura 3 – Turbinas de reação do tipo (a) Francis, (b) Kaplan e (c) Bulbo. . . . .	9
Figura 4 – Detalhe de uma turbina bulbo. . . . .	9
Figura 5 – Esquema de uma usina hidrelétrica com uma turbina bulbo. . . . .	10
Figura 6 – Esquema das perdas de carga na saída do tubo de sucção. . . . .	13
Figura 7 – Cascata de energia turbulenta. . . . .	17
Figura 8 – Jatos turbulentos em diferentes números de Reynolds: (a) $Re$ relativamente baixo e (b) $Re$ relativamente elevado. . . . .	18
Figura 9 – Exemplo de uma malha bidimensional. . . . .	28
Figura 10 – Detalhe da discretização de um volume de controle. . . . .	29
Figura 11 – Exemplo de uma elemento hexaédrico. . . . .	32
Figura 12 – Esquema da malha para resolução <i>multigrid</i> . . . . .	38
Figura 13 – Estrutura assintótica da camada limite turbulenta. . . . .	40
Figura 14 – Domínio utilizado na determinação das condições de entrada. . . . .	45
Figura 15 – Fronteiras do domínio utilizado nos cálculos das condições de entrada do tubo de sucção. . . . .	46
Figura 16 – Detalhe da malha do (a) distribuidor e (b) rotor. . . . .	47
Figura 17 – Detalhe do <i>gap</i> na base da pá do rotor da turbina. . . . .	47
Figura 18 – Distribuição das componentes (a) axial, (b) radial e (c) tangencial do vetor velocidade no plano de entrada do tubo de sucção das cinco malhas em OP2. . . . .	48
Figura 19 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade no plano de entrada do tubo de sucção nos pontos de operação: (a) OP1, (b) OP2 e (c) OP3. . . . .	49
Figura 20 – Distribuição da componente radial do vetor velocidade no plano de entrada do tubo de sucção nos pontos de operação: (a) OP1, (b) OP2 e (c) OP3. . . . .	50
Figura 21 – Distribuição da componente tangencial da velocidade no plano de entrada do tubo de sucção nos pontos de operação: (a) OP1, (b) OP2 e (c) OP3. . . . .	50
Figura 22 – Distribuição da componente tangencial da velocidade em OP2 após modificação do triângulo de velocidades (a) pelo ângulo da pá e (b) pela velocidade de rotação. . . . .	51
Figura 23 – Detalhes do domínio do tubo de sucção. . . . .	52
Figura 24 – Detalhes do domínio utilizado no Modelo de Base, BM. . . . .	53

Figura 25 – Detalhes do domínio utilizado no modelo Tanque Longo, TL. . . . .	54
Figura 26 – Detalhes do domínio utilizado no modelo Tubo de sucção Simples, ST. . . . .	54
Figura 27 – Detalhes do domínio utilizado no modelo Três Tubos de sucção, TT. . . . .	55
Figura 28 – Detalhe da divisão dos planos circulares em seções anulares.. . . . .	56
Figura 29 – Distribuição dos cinquenta planos transversais ao longo do domínio. . . . .	56
Figura 30 – Distribuição dos cinquenta planos transversais ao longo do domínio. . . . .	58
Figura 31 – Detalhe da malha do tubo de sucção. (a) seção longitudinal, (b) detalhe da entrada e (c) plano de saída. . . . .	59
Figura 32 – Gráficos de contorno de $y^+$ nas cinco malhas de BM estudadas. . . . .	60
Figura 33 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) II, (b) III e (c) IV, para as cinco malhas de BM estudadas. . . . .	60
Figura 34 – Distribuição da componente radial do vetor velocidade nos planos (a) II, (b) III e (c) IV, para as cinco malhas de BM estudadas. . . . .	61
Figura 35 – Distribuição da componente tangencial do vetor velocidade nos planos (a) II, (b) III e (c) IV, para as cinco malhas de BM estudadas. . . . .	61
Figura 36 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, para as cinco malhas de BM estudadas. . . . .	61
Figura 37 – Distribuição da componente radial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, para as cinco malhas de BM estudadas. . . . .	62
Figura 38 – Distribuição da componente tangencial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, para as cinco malhas de BM estudadas. . . . .	62
Figura 39 – Evolução da média das pressões estáticas na parede do plano IV. . . . .	62
Figura 40 – Evolução do coeficiente de perda adimensional, $\chi$ , (a) em relação ao plano I e (b) em relação ao plano IV, para as cinco malhas estudadas. . . . .	63
Figura 41 – Linhas de contorno no plano longitudinal de TL com as mesmas condições de contorno de BM, operando em OP2. . . . .	64
Figura 42 – Campo de velocidade no plano longitudinal da extensão TL utilizando tanto (a) <i>outlet</i> quanto (b) <i>opening</i> , na condição de operação OP2. . . . .	65
Figura 43 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, para as condições <i>outlet</i> e <i>opening</i> no domínio TL em OP2. . . . .	65
Figura 44 – Distribuição da componente radial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, para as condições <i>outlet</i> e <i>opening</i> no domínio TL em OP2. . . . .	66
Figura 45 – Distribuição da componente tangencial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas condições <i>outlet</i> e <i>opening</i> no domínio TL em OP2. . . . .	66
Figura 46 – Evolução do coeficiente $\chi$ (a) em relação ao plano I e (b) em relação ao plano IV, nas condições <i>outlet</i> e <i>opening</i> no domínio TL em OP2. . . . .	67

Figura 47 – Campo de velocidade no plano longitudinal da extensão ST utilizando tanto (a) <i>deslizamento livre</i> quanto (b) <i>periodicidade</i> , operando em OP2.	67
Figura 48 – Campo de velocidade no plano transversal V da extensão ST utilizando tanto (a) <i>deslizamento livre</i> quanto (b) <i>periodicidade</i> , operando em OP2.	68
Figura 49 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas condições de <i>deslizamento livre e periodicidade</i> no domínio ST em OP2.	69
Figura 50 – Distribuição da componente radial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas condições de <i>deslizamento livre e periodicidade</i> no domínio ST em OP2.	69
Figura 51 – Distribuição da componente tangencial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas condições de <i>deslizamento livre e periodicidade</i> no domínio ST em OP2.	69
Figura 52 – Evolução do coeficiente de perda adimensional, $\chi$ , (a) em relação ao plano I e (b) em relação ao plano IV, nas duas condições de saída de ST em OP2.	70
Figura 53 – Campo de velocidade no plano longitudinal horizontal da extensão ST com largura (a) $2,5 D$ , (b) $2,8 D$ e (c) $3,1 D$ , operando em OP2.	71
Figura 54 – Campo de velocidade no plano transversal V da extensão ST com largura (a) $2,5 D$ , (b) $2,8 D$ e (c) $3,1 D$ , operando em OP2.	71
Figura 55 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas larguras $2,5 D$ , $2,8 D$ e $3,1 D$ do domínio ST em OP2.	72
Figura 56 – Distribuição da componente radial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas larguras $2,5 D$ , $2,8 D$ e $3,1 D$ do domínio ST em OP2.	72
Figura 57 – Distribuição da componente tangencial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas larguras $2,5 D$ , $2,8 D$ e $3,1 D$ de ST em OP2.	72
Figura 58 – Evolução do coeficiente de perda adimensional, $\chi$ , (a) em relação ao plano I e (b) em relação ao plano IV, nas três larguras do domínio ST em OP2.	73
Figura 59 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) II, (b) III e (c) IV, nas extensões BM, TL e ST em OP2.	74
Figura 60 – Distribuição da componente radial do vetor velocidade nos planos (a) II, (b) III e (c) IV, nas extensões BM, TL e ST em OP2.	74
Figura 61 – Distribuição da componente tangencial do vetor velocidade nos planos (a) II, (b) III e (c) IV, nas extensões BM, TL e ST em OP2.	74
Figura 62 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas extensões BM, TL e ST em OP2.	75

Figura 63 – Distribuição da componente radial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas extensões BM, TL e ST em OP2. . . . .	75
Figura 64 – Distribuição da componente tangencial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas extensões BM, TL e ST em OP2. . . . .	75
Figura 65 – Campo de velocidade no plano longitudinal das extensões (a) BM, (b) TL e (c) ST operando em OP2. . . . .	76
Figura 66 – Campo de velocidade no plano longitudinal horizontal das extensões (a) BM, (b) TL e (c) ST operando em OP2. . . . .	77
Figura 67 – Campo de velocidade no plano transversal V das extensões (a) BM, (b) TL e (c) ST operando em OP2. . . . .	77
Figura 68 – Evolução do coeficiente de perda adimensional, $\chi$ , (a) em relação ao plano I e (b) em relação ao plano IV, nas extensões BM, TL e ST em OP2. . . . .	78
Figura 69 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) II, (b) III e (c) IV, nas extensões BM, TL e ST em OP3. . . . .	79
Figura 70 – Distribuição da componente radial do vetor velocidade nos planos (a) II, (b) III e (c) IV, nas extensões BM, TL e ST em OP3. . . . .	79
Figura 71 – Distribuição da componente tangencial do vetor velocidade nos planos (a) II, (b) III e (c) IV, nas extensões BM, TL e ST em OP3. . . . .	79
Figura 72 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas extensões BM, TL e ST em OP3. . . . .	80
Figura 73 – Distribuição da componente radial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas extensões BM, TL e ST em OP3. . . . .	80
Figura 74 – Distribuição da componente tangencial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas extensões BM, TL e ST em OP3. . . . .	80
Figura 75 – Campo de velocidade no plano longitudinal das extensões (a) BM, (b) TL e (c) ST operando em OP3. . . . .	81
Figura 76 – Campo de velocidade no plano longitudinal horizontal das extensões (a) BM, (b) TL e (c) ST operando em OP3. . . . .	81
Figura 77 – Campo de velocidade no plano transversal V das extensões (a) BM, (b) TL e (c) ST operando em OP3. . . . .	82
Figura 78 – Evolução do coeficiente de perda adimensional, $\chi$ , (a) em relação ao plano I e (b) em relação ao plano IV, nas extensões BM, TL e ST em OP3. . . . .	83
Figura 79 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) II, (b) III e (c) IV, nas extensões BM, TL e ST em OP1. . . . .	83
Figura 80 – Distribuição da componente radial do vetor velocidade nos planos (a) II, (b) III e (c) IV, nas extensões BM, TL e ST em OP1. . . . .	84

Figura 81 – Distribuição da componente tangencial do vetor velocidade nos planos (a) II, (b) III e (c) IV, nas extensões BM, TL e ST em OP1. . . . .	84
Figura 82 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas extensões BM, TL e ST em OP1. . . . .	84
Figura 83 – Distribuição da componente radial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas extensões BM, TL e ST em OP1. . . . .	85
Figura 84 – Distribuição da componente tangencial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas extensões BM, TL e ST em OP1. . . . .	85
Figura 85 – Campo de velocidade no plano longitudinal das extensões (a) BM, (b) TL e (c) ST operando em OP1. . . . .	86
Figura 86 – Campo de velocidade no plano longitudinal horizontal das extensões (a) BM, (b) TL e (c) ST operando em OP1. . . . .	86
Figura 87 – Campo de velocidade no plano transversal V das extensões (a) BM, (b) TL e (c) ST operando em OP1. . . . .	87
Figura 88 – Evolução do coeficiente de perda adimensional, $\chi$ , (a) em relação ao plano I e (b) em relação ao plano IV, nas extensões BM, TL e ST em OP1. . . . .	88
Figura 89 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII da turbina à esquerda do caso TT em OP1. . . . .	89
Figura 90 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII da turbina ao centro do caso TT em OP1. . . . .	89
Figura 91 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII da turbina à direita do caso TT em OP1. . . . .	90
Figura 92 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII da turbina à esquerda do caso TT em OP2. . . . .	90
Figura 93 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII da turbina ao centro do caso TT em OP2. . . . .	90
Figura 94 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII da turbina à direita do caso TT em OP2. . . . .	91
Figura 95 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII da turbina à esquerda do caso TT em OP3. . . . .	91
Figura 96 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII da turbina ao centro do caso TT em OP3. . . . .	92
Figura 97 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII da turbina à direita do caso TT em OP3. . . . .	92
Figura 98 – Campo de velocidade no plano longitudinal de TT operando em (a)OP111, (b)OP222, (c)OP333, (d)OP212, (e)OP313, (f)OP323, (g)OP202 e (h)OP303, e normalizado para a velocidade média na entrada. . . . .	93

Figura 99 – Campo de velocidade no plano transversal V de TT operando em (a)OP111, (b)OP222, (c)OP333, (d)OP212, (e)OP313, (f)OP323, (g)OP2O2 e (h)OP3O3, e normalizado para a velocidade média na entrada. . . . .	94
Figura 100 – Definição do vetor de velocidade no plano de entrada na lateral do domínio. . . . .	96
Figura 101 – Campo de velocidade, normalizado para $V_{en,OP}$ , no plano longitudinal de TT operando em (a)OP111D, (b)OP111E, (c)OP333E e (d)OP333P.	97
Figura 102 – Campo de velocidade, normalizado para $V_{en,OP}$ , no plano transversal V de TT operando em (a)OP111D, (b)OP111E, (c)OP333E e (d)OP333P.	98

# Lista de tabelas

Tabela 1 – Características dos pontos de operação. . . . .	44
Tabela 2 – Resultados do estudo de convergência das malhas do distribuidor e rotor. . . . .	48
Tabela 3 – Resultados do estudo de convergência das malhas do tubo de sucção. . . . .	60
Tabela 4 – Resultados do estudo de convergência das malhas do tubo de sucção. . . . .	63
Tabela 5 – Perdas de carga e eficiência da máquina nos casos TL, em OP2, em duas condições de contorno na saída. . . . .	66
Tabela 6 – Perdas de carga e eficiência da máquina nos casos ST, em OP2, em duas condições de contorno nas laterais. . . . .	70
Tabela 7 – Perdas de carga e eficiência da máquina nos casos ST, em OP2, em três larguras diferentes da extensão. . . . .	73
Tabela 8 – Perda de carga e eficiência da máquina nas extensões BM, TL e ST em OP2. . . . .	78
Tabela 9 – Perda de carga e eficiência da máquina nas extensões BM, TL e ST em OP3. . . . .	83
Tabela 10 – Perda de carga e eficiência da máquina nas extensões BM, TL e ST em OP1. . . . .	87
Tabela 11 – Perda de carga e eficiência da máquina na extensão TT em diferentes OPs. . . . .	95
Tabela 12 – Perda de carga e eficiência da máquina na extensão TT em diferentes OPs. . . . .	99
Tabela 13 – Importância da perda de carga no tubo de sucção e extensão. . . . .	100

# Lista de símbolos

## Símbolos latinos

$A$	Matriz de coeficientes	
$b$	Matriz dos termos independentes	
$d$	Matriz dos resíduos	
$D$	Diâmetro do rotor da turbina	[m]
$E$	Energia específica	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
$F_1, F_2$	Função de mistura	
$g$	Aceleração da gravidade	[m/s <sup>2</sup> ]
$h$	Carga ou altura de queda d'água	[m.c.a.]
$H$	Diferença de carga ou da altura de queda d'água	[m.c.a.]
$H_L$	Perda de carga	[m.c.a.]
$k$	Energia cinética turbulenta	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
$l^*$	Comprimento característico da turbulência	[m]
$\dot{m}$	Vazão mássica	[kg/s]
$n$	Velocidade de rotação do rotor	[r.p.m.]
$n_i$	Vetor normal à superfície do elemento	[m]
$N$	Função de forma	
$N_{11}$	Rotação unitária	[-]
$p$	Pressão estática do fluido	[Pa]
$\bar{p}^*$	Pressão modificada	[Pa]
$P_k$	Taxa de produção de energia cinética turbulenta	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]
$q_\phi$	Termo fonte	
$Q$	Vazão volumétrica	[m <sup>3</sup> /s]
$Q_{11}$	Vazão volumétrica unitária	[-]
$r, R$	Raio	[m]
$Re$	Número de Reynolds	[-]

$S$	Área transversal da seção	$[\text{m}^2]$
$t$	Tempo	$[\text{s}]$
$T$	Escala de tempo	$[\text{s}]$
$u^*$	Velocidade característica da turbulência	$[\text{m/s}]$
$u^+$	Velocidade adimensional próximo à parede	$[-]$
$u_i$	Componente do vetor de velocidade do escoamento	$[\text{m/s}]$
$u_\tau$	Velocidade de atrito	$[\text{m/s}]$
$-\overline{u'_i u'_j}$	Tensor de Reynolds	$[\text{m}^2/\text{s}^2]$
$v, V$	Velocidade do escoamento	$[\text{m/s}]$
$V$	Volume	$[\text{m}^3]$
$x_i$	Coordenada cartesiana espacial	$[\text{m}]$
$y^+$	Distância adimensional próximo à parede	$[-]$
$z$	Altitude	$[\text{m}]$

### Símbolos gregos

$\alpha$	Ângulo da pá do rotor	$[\text{°}]$
$\gamma$	Ângulo da pá do distribuidor	$[\text{°}]$
$\delta$	Delta de Kronecker	
$\epsilon$	Taxa de dissipação	$[\text{m}^2/\text{s}^3]$
$\eta^*$	Eficiência normalizada da turbina	$[\text{°}]$
$\lambda$	Escala de comprimento de Kolmogorov	$[\text{m}]$
$\kappa$	Constante de von Karman	
$\Lambda$	Coeficiente de difusão	$[\text{m}^2/\text{s}]$
$\nu$	Viscosidade cinemática	$[\text{m}^2/\text{s}]$
$\rho$	Massa específica	$[\text{kg}/\text{m}^3]$
$\tau$	Escala de tempo de Kolmogorov	$[\text{s}]$
$\tau_w$	Tensão de cisalhamento na parede	$[\text{Pa}]$
$v$	Escala de velocidade de Kolmogorov	$[\text{m/s}]$
$\phi, \Phi$	Variável qualquer	
$\varphi$	Vetor solução	

$\chi$	Coefficiente de perda de carga adimensional	[-]
$\omega$	Taxa de dissipação específica	[s <sup>-1</sup> ]

### Subscritos

1	Plano de tomada d'água
2	Plano de entrada do rotor
3	Plano de saída do rotor/entrada do tubo de sucção
4	Plano de saída do tubo de sucção
4*	Nível jusante logo após a saída do tubo de sucção
<i>b</i>	Bruta
<i>din</i>	Dinâmica
<i>en</i>	Seção de entrada do tubo de sucção
<i>E</i>	Nível montante
<i>ext</i>	Extensão
<i>exp</i>	Devido à expansão brusca na área da seção transversal
<i>GV + RU</i>	Conjunto distribuidor mais rotor
<i>ine</i>	Inercial
<i>log</i>	Região logarítmica da camada limite
<i>n</i>	Disponível
<i>pi</i>	Ponto de integração
<i>R</i>	Componente radial
<i>salto</i>	Devido ao salto hidráulico
<i>sec</i>	Seção
<i>stat</i>	Estática
<i>sub</i>	Subcamada viscosa
<i>S</i>	Nível jusante
<i>t</i>	Turbulenta
<i>tot</i>	Total
<i>TS</i>	Tubo de sucção
<i>u</i>	Útil

$U$	Componente tangencial
$\nu$	Viscosa
$Z$	Componente axial

### Sobrescritos

°	Passo de tempo anterior
---	-------------------------

### Abreviações

BM	Modelos de Base
CV	Volume de controle
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
LEA	Laboratório de Energia e Ambiente
LES	<i>Large-Eddy Simulation</i>
LEGI	<i>Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels</i>
OP	Ponto de operação
OP1	Operação em baixa carga
OP2	Operação no ponto de melhor eficiência
OP3	Operação em alta carga
MVF	Método dos volumes finitos
RANS	Equações médias de Reynolds ( <i>Reynolds Averaged Navier-Stokes</i> )
SST	<i>Shear-stress Transport</i>
ST	Tubo de sucção Simples
TL	Tanque Longo
TT	Três Tubos de sucção

# Sumário

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>1</b>
1.1	Contextualização	1
1.2	Revisão bibliográfica	2
1.3	Objetivos gerais	4
1.4	Objetivos específicos	4
1.5	Metodologia	5
1.6	Estrutura do trabalho	5
<b>2</b>	<b>PROBLEMA HIDRODINÂMICO</b>	<b>7</b>
2.1	Arranjo de uma hidrelétrica	7
2.2	Classificação das turbinas	8
2.3	Conversão de energia na usina hidrelétrica	10
2.4	Tubo de sucção	11
2.4.1	Aspectos gerais	11
2.4.2	Perdas na saída do tubo de sucção	13
<b>3</b>	<b>FORMULAÇÃO MATEMÁTICA</b>	<b>15</b>
3.1	Equações governantes do escoamento	15
3.2	Turbulência	16
3.3	Equações Médias de Reynolds	19
3.4	Problema de fechamento e viscosidade turbulenta	21
3.4.1	Modelo $k - \epsilon$	22
3.4.2	Modelo $k - \omega$	24
3.4.3	Modelo $k - \omega$ SST	25
<b>4</b>	<b>MODELAGEM NUMÉRICA</b>	<b>28</b>
4.1	Método dos volumes finitos	28
4.2	Discretização das equações governantes	29
4.2.1	Termo de advecção	30
4.2.2	Função de forma	31
4.2.3	Termo de difusão	33
4.2.4	Termo gradiente de pressão	33
4.2.5	Acoplamento pressão-velocidade	34
4.2.6	Vazão mássica	35
4.2.7	Termo transiente	35
4.3	Estratégia de solução	36

4.3.1	Sistema de equações acoplado . . . . .	37
4.3.2	Resolução do sistema de equações . . . . .	38
<b>4.4</b>	<b>Escoamento próximo à parede . . . . .</b>	<b>39</b>
4.4.1	A lei da parede . . . . .	39
4.4.2	Tratamento da parede . . . . .	41
4.4.2.1	Função da parede escalonável . . . . .	41
4.4.2.2	Tratamento automático próximo à parede . . . . .	42
<b>5</b>	<b>CONDIÇÕES DE ENTRADA . . . . .</b>	<b>44</b>
<b>5.1</b>	<b>Parâmetros de simulação . . . . .</b>	<b>44</b>
5.1.1	Pontos de operação . . . . .	44
5.1.2	Domínio analisado . . . . .	45
5.1.3	Condições de contorno . . . . .	46
<b>5.2</b>	<b>Convergência da malha . . . . .</b>	<b>47</b>
<b>5.3</b>	<b>Perfis de velocidade . . . . .</b>	<b>49</b>
5.3.1	Componentes axial e radial . . . . .	49
5.3.2	Componente tangencial . . . . .	50
<b>6</b>	<b>SIMULAÇÃO DO TUBO DE SUCCÃO . . . . .</b>	<b>52</b>
<b>6.1</b>	<b>Parâmetros da simulação . . . . .</b>	<b>52</b>
6.1.1	Domínio do tubo de sucção . . . . .	52
6.1.2	Domínio das extensões na saída . . . . .	53
6.1.2.1	Modelo de Base - BM . . . . .	53
6.1.2.2	Tanque Longo - TL . . . . .	53
6.1.2.3	Tubo de sucção Simples - ST . . . . .	54
6.1.2.4	Três Tubos de sucção - TT . . . . .	55
6.1.3	Dados analisados . . . . .	56
6.1.3.1	Perdas de carga baseadas em perfis . . . . .	56
6.1.3.2	Perdas de carga baseadas em seções . . . . .	58
<b>6.2</b>	<b>Convergência da malha . . . . .</b>	<b>59</b>
<b>6.3</b>	<b>Análise das condições de contorno das extensões . . . . .</b>	<b>64</b>
6.3.1	Saída do domínio . . . . .	64
6.3.2	Laterais do domínio . . . . .	67
6.3.3	Distância entre turbinas . . . . .	70
<b>6.4</b>	<b>Comparação dos casos com um único tubo de sucção . . . . .</b>	<b>73</b>
6.4.1	Melhor ponto de operação . . . . .	73
6.4.2	Operação em alta carga . . . . .	78
6.4.3	Operação em baixa carga . . . . .	83
<b>6.5</b>	<b>Comparação dos casos com três tubos de sucção . . . . .</b>	<b>88</b>
6.5.1	Variação dos pontos de operação . . . . .	89

6.5.2	Varição das condições de contorno na lateral do domínio . . . . .	96
<b>6.6</b>	<b>Considerações finais . . . . .</b>	<b>99</b>
<b>7</b>	<b>CONCLUSÃO . . . . .</b>	<b>101</b>
<b>7.1</b>	<b>Trabalhos futuros . . . . .</b>	<b>103</b>
	<b>REFERÊNCIAS . . . . .</b>	<b>104</b>
	<b>APÊNDICE A – RESUMO DOS CASOS . . . . .</b>	<b>108</b>

# 1 Introdução

## 1.1 Contextualização

A crescente demanda por energia e a preocupação com os impactos ambientais associados com as fontes convencionais, como combustíveis fósseis, tem aumentado o interesse em fontes mais limpas para produção de energia. Nesse sentido, a energia hidráulica é a maior e mais barata fonte de energia renovável do mundo (YUCE; MURATOGLU, 2015), contribuindo com pouco mais de 16,4% da produção de energia elétrica mundial em 2014 (EPE, 2017). No Brasil, essa participação é ainda mais significativa, com quase 70% da energia elétrica do país proveniente das fontes hidráulicas (EPE, 2017).

Contudo, a geração de energia convencional, com a construção de grandes barragens e reservatórios, não é suficiente para atender a crescente demanda de energia (GÜNEY; KAYGUSUZ, 2010), e os locais com quedas d'água mais elevadas estão cada vez mais difíceis de serem explorados, de modo que as turbinas hidráulicas que operam em baixas quedas tem se tornado alternativas atrativas para a geração de energia hidrelétrica (DUQUESNE et al., 2014).

Nesse sentido, as turbinas hidráulicas do tipo bulbo são particularmente bem adaptadas, uma vez que a regulagem dos ângulos das pás do distribuidor e do rotor, e a disposição axial dos seus componentes garantem um funcionamento eficiente em diversas condições e diminuem os custos da construção. Além disso, a possibilidade de operarem com pequenos reservatórios reduz os impactos ambientais desse tipo de turbina.

Nesse tipo de turbina, a energia cinética que deixa o rotor ainda é muito significativa, de forma que a presença de um tubo de sucção de geometria divergente posicionado após o rotor é essencial para aumentar a eficiência da turbina (GUBIN, 1973). Como elas operam em baixas quedas d'água, as perdas de carga no tubo de sucção têm um grande impacto no desempenho da máquina (WILHELM et al., 2016).

Entretanto, a energia extraída pela usina não depende somente das perdas no interior da turbina, mas também das perdas de carga na entrada e na saída da instalação. Essas últimas são normalmente consideradas do tipo Borda-Carnot, devido à variação brusca na área da seção logo após o tubo de sucção, mas, também, podem ser devido a um salto hidráulico que ocorre no canal de fuga (PELZ; FROEHLICH, 2016).

Essas perdas na saída do tubo de sucção são influenciadas por diversos parâmetros, como a rotação do escoamento, a interação entre turbinas adjacentes, o formato do leito do rio e a posição das máquinas na barragem, podendo ser significativas para o caso das turbinas hidráulicas que operam em baixas quedas d'água e elevadas vazões. Contudo, o problema é que elas não são bem compreendidas, e a grande parte dos trabalhos numéricos

que tratam do assunto das perdas de carga em tubos de sucção de turbinas hidráulicas, em especial as do tipo bulbo, modelam a saída do tubo de sucção como uma extensão reta apenas para melhorar a estabilidade e convergência da solução, o que limita a análise do escoamento nessa região.

Assim, este trabalho, desenvolvido numa colaboração do Laboratório de Energia e Ambiente (LEA) da Universidade de Brasília, o *Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels* (LEGI) do *Institut Polytechnique* de Grenoble, na França, e o braço de energias renováveis da *General Electric*, buscou analisar, sistematicamente, a influência de diversos parâmetros nas perdas de carga na saída do tubo de sucção de uma turbina bulbo, além da importância dessas perdas no desempenho da máquina.

## 1.2 Revisão bibliográfica

A importância do tubo de sucção no aumento da eficiência de uma turbina hidráulica, fez com que os fabricantes desses equipamentos buscassem desenvolver técnicas de avaliação de seus escoamentos cada vez mais rápidas, precisas e baratas. Nesse sentido, as análises numéricas, feitas por métodos CFD (*Computational Fluid Dynamics*), ajudaram a reduzir grandemente os custos e o tempo de se construir e analisar experimentalmente um modelo em escala de uma turbina.

Contudo, o escoamento dentro do tubo de sucção de uma turbina hidráulica é bastante complexo. Por exemplo, o formato da seção muda de circular para quadrado e diversos fenômenos de turbulência atuam na criação e colapso de vórtices ao longo de seu interior. Também, a geometria divergente gera gradientes de pressão adversos que tendem a desestabilizar a camada limite enquanto que a rotação do escoamento age no sentido de estabilizá-la. Assim, a simulação numérica desse tipo de equipamento foi e ainda é um grande desafio, sendo objeto de estudos em diversas pesquisas desenvolvidas por universidades e pelos próprios fabricantes de turbinas.

Um dos primeiros esforços para criar uma base de dados sólida para a simulação numérica de um tubo de sucção de uma turbina hidráulica foi a série de *workshops* Turbine-99 que ocorram entre 1999 e 2005 (CERVANTES; ENGSTRÖM, 2005). Foram fornecidos aos participantes a geometria e os dados experimentais do tubo de sucção de uma turbina Kaplan, e o objetivo foi validar os diferentes modelos de turbulência em escoamentos similares aos encontrados em turbinas hidráulicas reais.

Outro projeto que visou ajudar no desenvolvimento dos tubos de sucção, foi o FILNDT (*Flow Investigation in Draft Tube*), iniciado nos anos 2000 na *École Polytechnique Fédérale de Lausanne* (EPFL), na Suíça. O tubo de sucção investigado foi o de uma turbina do tipo Francis, e o objetivo do projeto foi criar uma grande base de dados experimentais para diversas condições de operação que pudessem servir de base para avaliação de metodologias numéricas para este componente (AVELLAN, 2000).

No âmbito do LEA, na Universidade de Brasília, Brasil et al. (2007) estudaram numericamente todo o conjunto de uma turbina do tipo bulbo para investigar as características do escoamento através de seus diferentes componentes. Além disso, Coelho (2006) estudou mais detalhadamente essa mesma turbina e propôs uma modificação na geometria de seu tubo de sucção, que reduziu seu tamanho e potencialmente seus custos de construção.

Mais recentemente, outros dois projetos também foram desenvolvidos na *Laval University* em Quebec, no Canadá. O primeiro, chamado de AxialT, iniciou-se em 2007 e teve como objeto de estudo uma turbina hidráulica do tipo Kaplan, cujos dados experimentais foram levantados em diferentes pontos de funcionamento (DESCHÊNES et al., 2010). O objetivo foi desenvolver as técnicas de medição experimentais para esse tipo de turbina e fornecer uma base de dados ampla para a validação de metodologias numéricas.

O segundo projeto desenvolvido na *Laval University* foi o BulbT. Ele teve início em 2011 e seu objetivo foi estudar experimentalmente e numericamente o conjunto de uma turbina bulbo (DESCHÊNES et al., 2014). Como resultado desse projeto, Guénette et al. (2012) estudaram numericamente a curva de eficiência da máquina, analisando os efeitos da presença dos *gaps* nos resultados. Além disso, Vu et al. (2014) também investigaram o efeito do tamanho dos *gaps* e os perfis de velocidade da turbina, mas realizando simulações transientes e comparações com dados experimentais, e Houde et al. (2014) estudaram o efeito da histerese na curva de desempenho da máquina.

Outro trabalho que resultou do projeto BulbT foi a Tese de Doutorado de Taheri (2015), onde o autor estudou numericamente duas configurações do tubo de sucção da turbina bulbo, porém utilizando modelos de turbulência híbridos, como o *Detached-Eddy Simulation* (DES). Jošt e Škerlavaj (2014) também estudou o escoamento através do tubo de sucção, porém comparou a utilização de modelos URANS (*Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes*) e LES (*Large-Eddy Simulation*). De forma similar, Wilhelm (2017) recentemente estudou as perdas de carga dentro do tubo de sucção de uma turbina bulbo buscando uma solução transiente para o problema.

O trabalho de Wilhelm (2017) faz parte de um projeto de parceria entre a *General Electric*, em Grenoble, na França, e o LEGI, que teve início em 2006 com a Tese de Doutorado de Duprat (2010), onde o autor estudou o escoamento dentro de um tubo de sucção por meio de LES, utilizando o software OpenFOAM. Diversas pesquisas já foram e continuam sendo desenvolvidas por meio desse projeto, como o de Tridon (2010), que estudou experimentalmente a turbina analisada em Duprat (2010) para comparar com os seus resultados, e o de Brugière (2015), que tentou melhorar a confiabilidade dos resultados numéricos.

Contudo, em Chevalier e Giraud (1968), os autores estudaram experimentalmente o escoamento na saída de um tubo de sucção em escala de uma turbina hidráulica do tipo bulbo. Foram analisadas as situações com e sem efeito de rotação do escoamento e medidas tanto a distribuição de velocidade quanto os níveis de água no canal de fuga.

De forma geral, os resultados do trabalho mostraram que o escoamento que deixa o tubo de sucção e chega ao canal de fuga pode ter um impacto importante nas perdas de carga e eficiência de uma turbina, principalmente no caso das que operam em baixa queda d'água. Mais recentemente, Pelz e Froehlich (2016) discutiram que, devido aos efeitos de Borda-Carnot e do salto hidráulico no canal de fuga, essas perdas deveriam, de fato, ser consideradas no projeto desse tipo de turbina.

Assim, como as perdas fora do tubo de sucção podem ser importantes no caso de turbinas que operam em baixas quedas d'água, a *General Electric*, em parceria com o LEGI e o LEA, buscou analisar alguns outros aspectos do trabalho de Wilhelm (2017), porém utilizando modelos de turbulência mais simples que os adotados por ela. A seguir, serão apresentados os objetivos gerais e específicos deste trabalho.

### 1.3 Objetivos gerais

O principal objetivo desse trabalho é investigar numericamente, utilizando o software ANSYS CFX, a influência de diferentes parâmetros da extensão posicionada na saída do tubo de sucção de uma turbina hidráulica do tipo bulbo sobre as características do escoamento, as perdas de carga e a eficiência da máquina.

### 1.4 Objetivos específicos

Dentre os objetivos específicos, pode-se citar:

- Avaliação numérica das condições de entrada do tubo de sucção nos pontos de funcionamento esperados da turbina e validação dos resultados através de dados experimentais;
- Simulação do escoamento dentro do tubo de sucção a partir das condições de entrada previamente calculadas;
- Validação dos resultados do tubo de sucção a partir de dados experimentais;
- Comparação dos resultados dos casos contendo apenas um tubo de sucção para avaliação do impacto das diferentes extensões na topologia do escoamento e desempenho da turbina;
- Simulação dos casos com três tubos de sucção para avaliação dos efeitos de interação entre turbinas adjacentes, em diferentes pontos de operação e sujeitas a condições não-periódicas na extensão.

## 1.5 Metodologia

Neste trabalho foi utilizada uma abordagem numérica para a avaliação dos diversos parâmetros nas perdas de carga na saída do tubo de sucção e eficiência de uma turbina bulbo. A discretização espacial dos domínios estudados foi realizada com o auxílio de dois software diferentes, o Numeca AutoGrid e o ANSYS ICEM, enquanto que para o cálculo do escoamento foi utilizado o software ANSYS CFX 17.1.

A solução numérica procurada foi estacionária, de forma que não foram considerados os aspectos temporais do problema. Nesse sentido, a turbulência foi tratada de acordo com o modelo  $k-\omega$  SST e, para garantir a validade dos resultados, eles foram comparados com dados experimentais quando disponíveis.

A fim de reduzir os custos computacionais, o domínio estudado consistiu apenas no tubo de sucção e numa extensão posicionada na sua saída. Ao todo, quatro domínios principais foram estudados, buscando entender e comparar, de forma sistemática, os efeitos da geometria da extensão, das condições de contorno, da influência de turbinas adjacentes e das condições de operação da máquina sobre as perdas na saída do tubo de sucção.

Num primeiro momento, foi realizada a simulação de um domínio reduzido, composto pelo distribuidor e rotor, para determinar as condições de entrada do tubo de sucção. Foram calculados os perfis médios de velocidade nessa região em três condições de operação, que diferiam pela vazão e pelos ângulos das pás da turbina.

Foram analisados três aspectos principais das simulações: a topologia do escoamento dentro e fora do tubo de sucção, a partir da distribuição dos perfis médios e dos campos de velocidade nessas duas regiões; as perdas de carga e eficiência do tubo de sucção, calculadas de forma semelhante aos dados experimentais da turbina; e a evolução de um coeficiente adimensional de perda de carga, tomando como referência tanto o plano de entrada quanto o plano de saída do tubo de sucção.

## 1.6 Estrutura do trabalho

O Capítulo 2 deste trabalho traz os aspectos principais da geração de energia por meio de turbinas hidráulicas. Nele, é mostrado o arranjo geral de uma usina hidrelétrica e apresentados os tipos de turbina hidráulicas mais comuns existentes. Em seguida, é detalhado o processo de conversão de energia hidráulica em mecânica numa turbina do tipo bulbo e discutida a importância do tubo de sucção para o aumento da eficiência da máquina, bem como as possíveis perdas que podem ocorrer em sua saída.

No Capítulo 3, são apresentadas as equações governantes do escoamento e os problemas referentes à resolução do problema da turbulência. São discutidos, também, os métodos utilizados para a simplificação desse problema, em especial a Decomposição de Reynolds, o problema de fechamento do sistema e a viscosidade turbulenta, relacionadas ao modelo de

turbulência adotado neste trabalho, o  $k - \omega$  SST. A metodologia numérica utilizada para a resolução do sistema de equações governantes do escoamento é discutida no Capítulo 4, focando principalmente nas particularidades do software ANSYS CFX.

No Capítulo 5, são apresentados os cálculos e os resultados das condições de entrada do tubo de sucção. Primeiramente, são discutidos parâmetros utilizados nas simulações, como a definição do domínio, as condições de contorno e os pontos de operação analisados. Em seguida, são apresentados os resultados dos estudos de convergência da malha e os perfis médios de velocidade obtidos nas três condições de funcionamento, comparados com os dados experimentais para avaliar a qualidade dos resultados da simulação.

Os resultados das comparações entre os diferentes domínios do tubo de sucção analisados são discutidos no Capítulo 6. Depois de apresentar todas as geometrias de extensão estudadas e as condições utilizadas nas simulações, os casos são comparados para determinar a influência dos diferentes parâmetros na topologia do escoamento e nas perdas de carga do domínio. Eles foram agrupados de acordo com o número de tubos de sucção no domínio, com os pontos de operação das máquinas e com as condições de contorno na extensão. Quando possível, os resultados foram comparados com dados experimentais.

Por fim, no Capítulo 7, é feita uma análise geral dos resultados obtidos durante o trabalho, discutindo se, após todas as simulações, foi possível determinar a importância da influência de certos parâmetros nas perdas de carga na saída do tubo de sucção. Além disso, com base nessas conclusões, são dadas sugestões para trabalhos futuros.

## 2 Problema hidrodinâmico

Neste capítulo, serão brevemente explanados os principais aspectos da geração de energia pelas turbinas hidráulicas e da importância do tubo de sucção nesse processo, principalmente no que se refere à diminuição das perdas e aumento da eficiência.

### 2.1 Arranjo de uma hidrelétrica

Uma central hidrelétrica é composta por diversas partes que juntas atuam na conversão da energia potencial da água em energia mecânica e elétrica. Tomando como base o esquema mostrado na Fig. 1, a água sai do reservatório montante através de um conduto forçado até chegar à turbina. Pouco antes de chegar ao rotor, o escoamento tem sua direção modificada por um distribuidor e, na maioria dos casos, por uma caixa espiral. No rotor, parte da energia do fluido é convertida em trabalho de eixo que aciona um gerador elétrico acoplado à turbina. Por fim, o escoamento que deixa a turbina passa pelo duto de sucção para então chegar ao reservatório jusante, ou canal de fuga.



Figura 1 – Detalhes de uma usina hidrelétrica.

Fonte: Adaptado de <https://www.siemens.com>

O formato e tamanho do reservatório e do conduto forçado variam de acordo com o local de instalação da hidrelétrica e do tipo de turbina utilizada. A caixa espiral e o distribuidor modificam o escoamento, aumentando seu *swirl* e o distribuindo de forma uniforme ao redor do rotor. Essa rotação é absorvida pelo rotor que converte parte da energia do escoamento em trabalho mecânico. O *swirl* do escoamento que deixa o rotor e entra no duto de sucção depende das condições de operação da turbina e impacta diretamente no seu desempenho. O duto de sucção é um dos componentes mais importantes

numa turbina hidráulica, principalmente nas que operam com baixa queda d'água. Sua principal função é recuperar parte da energia cinética do escoamento que deixa o rotor da turbina antes de se chegar ao canal de fuga.

## 2.2 Classificação das turbinas

As turbinas hidráulicas são equipamentos que convertem a energia do escoamento da água em energia mecânica e, posteriormente, em energia elétrica, sendo parte essencial das usinas hidrelétricas. Elas podem variar de acordo com as condições do local onde estão inseridas, geralmente sendo classificadas em dois grupos principais (KJØLLE, 2001):

- Turbinas de ação: onde a energia do escoamento é totalmente convertida em energia cinética, na forma de jatos d'água, antes de ser transformada novamente pelo rotor. Um exemplo são as turbinas *Pelton*, cujo esquema é mostrado na Fig. 2 a seguir. Como não há diferença de pressão entre a entrada e saída do rotor, apenas forças de impulsão atuam devido à mudança de direção dos vetores de velocidade do escoamento nas conchas do rotor, criando um movimento de rotação que é transformado em potência mecânica no eixo da turbina;



Figura 2 – Turbina de impulsão tipo Pelton.

Fonte: <https://www.gerenewableenergy.com/about-us/downloads>

- Turbinas de reação: onde tanto a queda de pressão entre a entrada e a saída do rotor, chamada de parte de reação, quanto a mudança nos vetores de velocidade atuam na transferência de energia do escoamento para o eixo da turbina. São exemplos desse grupo as turbinas *Francis*, *Kaplan* e *Bulbo*, mostradas na Fig. 3.

O tipo de turbina utilizada depende das condições de operação da hidrelétrica, como a queda d'água disponível, a vazão e a potência da máquina. Em geral, turbinas de impulsão, à exemplo das *Pelton*, são mais adaptadas a locais com grande elevação e baixa vazão, enquanto que turbinas de reação são mais utilizadas em elevações intermediárias ou

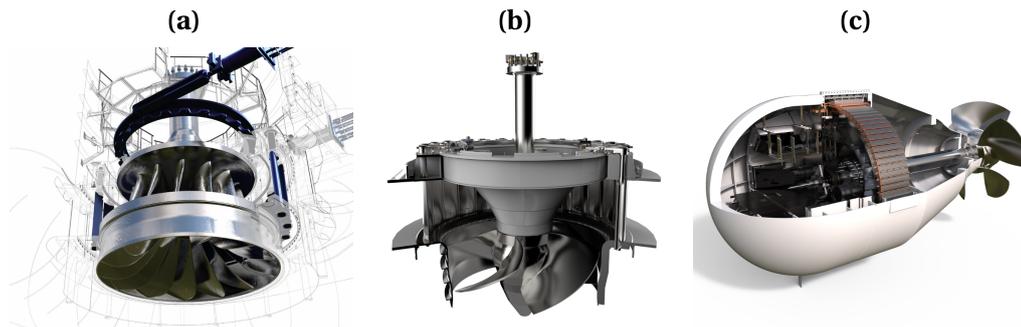


Figura 3 – Turbinas de reação do tipo (a) Francis, (b) Kaplan e (c) Bulbo.

Fonte: <https://www.gerenewableenergy.com/about-us/downloads>

baixas e as vazões maiores, embora as do tipo Francis possam atuar nos dois campos. Em locais onde a queda d'água é muito baixa, até 30 m por exemplo, e a vazão relativamente elevada, as turbinas do tipo bulbo, como a mostrada na Fig. 4 a seguir, apresentam vantagens em relação às outras. O tamanho reduzido de suas instalações e a disposição horizontal dos seus condutos internos e do seu eixo, além de melhorarem a performance hidráulica do escoamento, diminuem os esforços de construção civil, e com isso, os custos da sua implementação.

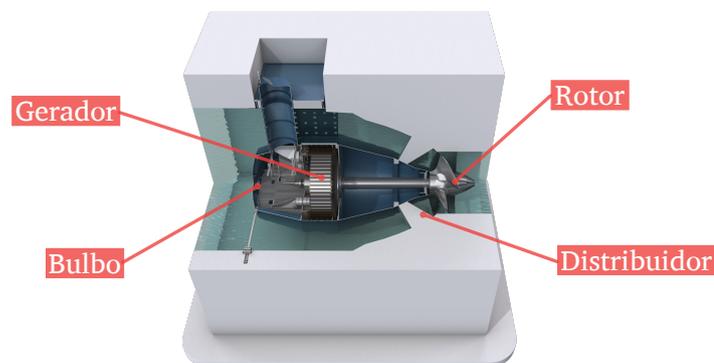


Figura 4 – Detalhe de uma turbina bulbo.

Fonte: Adaptado de <https://www.gerenewableenergy.com/about-us/downloads>

A região em formato de bulbo antes do rotor é uma câmara selada onde fica localizado o gerador elétrico e que serve de acesso para manutenção das diversas partes da turbina. O distribuidor, por sua vez, é composto por uma série de pás localizadas pouco antes do rotor que direcionam o escoamento de forma a melhorar o seu desempenho. Em turbinas bulbo com regulagem dupla, tanto as pás do rotor quanto as do distribuidor se movem de acordo com o ponto de operação, aumentando a eficiência da máquina. Depois do rotor, geralmente existe um tubo de sucção, cuja função é explicada em detalhes mais à frente.

## 2.3 Conversão de energia na usina hidrelétrica

A energia gerada por uma central hidrelétrica está diretamente relacionada com a diferença de elevação da água entre a montante e a jusante da turbina. De acordo com o Teorema de Bernoulli, que expressa a lei de conservação de energia em hidromecânica, tem-se que a energia específica, em J/kg, do escoamento pode ser escrita como a soma da energias potencial e cinética, ou seja:

$$E = zg + \frac{p}{\rho} + \frac{v^2}{2} \quad (2.1)$$

onde  $z$  é a altitude do ponto medida em relação a algum ponto de referência,  $g$  é a aceleração da gravidade,  $p$  é a pressão estática do fluido,  $\rho$  a massa específica da água e  $v$  a magnitude da velocidade. A carga ou altura de queda d'água, dada em *metros de coluna d'água* ou m.c.a., pode ser definida como (KJØLLE, 2001), ou seja:

$$h = \frac{E}{g} \quad (2.2)$$

Com base no esquema da usina hidrelétrica com uma turbina bulbo apresentado na Fig. 5 abaixo, a carga bruta,  $H_b$ , é definida como a diferença das cargas nos níveis montante e jusante da usina, ou seja:

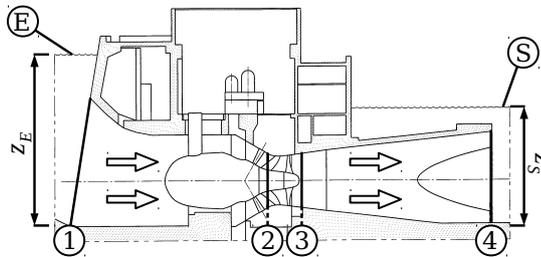


Figura 5 – Esquema de uma usina hidrelétrica com uma turbina bulbo.

Fonte: Adaptado de Gokhman (2007).

$$H_b = h_E - h_S = z_E - z_S + \frac{p_E - p_S}{\rho g} + \frac{v_E^2 - v_S^2}{2g} \quad (2.3)$$

onde o subscrito  $E$  indica o nível à montante e  $S$  à jusante da usina. Considerando que a pressão na superfície da água em ambos os locais é igual à pressão atmosférica e que as velocidades do escoamento são desprezíveis, então  $H_b$  é função apenas da diferença de elevação entre os níveis de água no reservatório de tomada d'água e no canal de fuga.

A tomada e descarga de água da usina impõe perdas de carga ao escoamento de forma que a carga entre as seções 1 e 4 da Fig. 5 é menor que a carga bruta. Chamando de  $H_n$

a carga disponível para usina e definindo-a como diferença das cargas entre essas seções, pode-se escrever:

$$H_n = h_1 - h_4 = H_b - \sum H_{L,E \rightarrow 1} - \sum H_{L,4 \rightarrow S} \quad (2.4)$$

onde  $\sum H_{L,E \rightarrow 1}$  e  $\sum H_{L,4 \rightarrow S}$  são, respectivamente, o somatório das perdas na tomada e na descarga de água da usina hidrelétrica.

A energia mecânica no eixo do rotor da turbina é menor que a energia disponível,  $H_n$ , devido às perdas inerentes ao escoamento da água pelos condutos internos da usina,  $\sum H_{L,1 \rightarrow 4}$ . Seja  $H_u$  a carga útil, ou a porção da energia disponível transformada em energia mecânica pelo rotor, pode-se escrever que:

$$H_u = H_n - \sum H_{L,1 \rightarrow 4} \quad (2.5)$$

Substituindo a Eq. (2.4) em (2.5), tem-se que a carga útil é:

$$H_u = H_b - \sum H_{L,1 \rightarrow 4} - \sum H_{L,E \rightarrow 1} - \sum H_{L,4 \rightarrow S} \quad (2.6)$$

Assim, de acordo com a Eq. (2.6), para maximizar a geração de energia pela turbina aproveitando ao máximo a carga bruta da instalação hidrelétrica, deve-se minimizar as perdas na tomada de água,  $\sum H_{L,E \rightarrow 1}$ , na descarga do duto de sucção,  $\sum H_{L,4 \rightarrow S}$  e internas da usina,  $\sum H_{L,1 \rightarrow 4}$ . No caso da última, o tubo de sucção é um elemento essencial, como será visto na seção a seguir.

## 2.4 Tubo de sucção

### 2.4.1 Aspectos gerais

O escoamento na entrada da turbina é modificado em grande parte pela presença do distribuidor, de forma a minimizar as perdas nessa região. Contudo, na saída do rotor seção 3 na Fig. 5, o escoamento deve possuir uma certa velocidade  $v_3$  e, associada a ela, uma energia cinética. Essa energia representa uma perda, uma vez que é uma parte da carga que não foi aproveitada para a geração de energia mecânica pelo rotor. Além disso, no caso de todas as turbinas de reação, se a saída do rotor estivesse posicionada acima do nível da água do canal de fuga, ao menos a carga entre essas duas regiões, chamada de altura de sucção, seria perdida (GUBIN, 1973).

O tubo de sucção é um conduto divergente posicionado na seção de saída do rotor da turbina de reação que, além de funcionar como um canal de descarga, permite que a

turbina seja posicionada acima do nível do canal de fuga. Também, pelo fato de sua área transversal aumentar gradativamente, como num difusor, cria-se uma carga de sucção adicional após o rotor que permite uma recuperação eficiente de parte da energia cinética nessa região (KOVÁLEV, 1965).

Considerando a Fig. 5 apresentada anteriormente e seguindo a análise feita em (BRUGIÈRE, 2015), para entender o princípio de funcionamento de um tubo de sucção, pode-se reescrever a definição de carga útil como:

$$H_u = H_{2 \rightarrow 3} - \sum H_{L,2 \rightarrow 3} \quad (2.7)$$

onde a carga entre a seção de entrada e saída do rotor,  $H_{2 \rightarrow 3}$ , é dada por:

$$H_{2 \rightarrow 3} = h_2 - h_3 = z_2 - z_3 + \frac{p_2 - p_3}{\rho g} + \frac{v_2^2 - v_3^2}{2g} \quad (2.8)$$

Para um determinado ponto de operação da turbina, as perdas de carga no rotor  $\sum H_{L,2 \rightarrow 3}$ , as altitudes  $z_2$  e  $z_3$  e as velocidades  $v_2$  e  $v_3$  são conhecidas, de forma que a carga útil é função apenas da diferença de pressões entre a entrada e a saída do rotor,  $p_2$  e  $p_3$ , respectivamente. Além disso, a carga entre o reservatório montante e a entrada do rotor é fixada pela vazão e pelo projeto dos condutos nessa região, tornando a pressão na entrada do rotor  $p_2$  também conhecida. Assim, a única maneira de aumentar a carga útil é diminuindo  $p_3$ , embora não de forma indiscriminada devido à cavitação.

Para calcular o valor da pressão na saída do rotor, utiliza-se a diferença entre as cargas em 3 e  $S$ , que podem ser divididas em  $3 \rightarrow 4$  e  $4 \rightarrow S$ . Assim, tem-se que:

$$H_{3 \rightarrow S} = H_{3 \rightarrow 4} + H_{4 \rightarrow S} = z_3 - z_S + \frac{p_3 - p_S}{\rho g} + \frac{v_3^2}{2g} = \sum H_{L,3 \rightarrow 4} + \sum H_{L,4 \rightarrow S} \quad (2.9)$$

As perdas entre a saída do tubo de sucção e o canal de fuga,  $\sum H_{L,4 \rightarrow S}$ , serão discutidas em mais detalhes na próxima seção. Mas, considerando que elas são decorrentes apenas da energia cinética residual na saída do tubo de sucção,  $v_4^2/2$ , isolando o termo  $p_3$  na Eq. (2.9) chega-se a:

$$p_3 = p_S - \rho g(z_3 - z_S) - \rho \frac{(v_3^2 - v_4^2)}{2} + \rho g \sum H_{L,3 \rightarrow 4} \quad (2.10)$$

A Equação (2.10) mostra que a pressão  $p_3$  diminui se a diferença entre as velocidades na entrada e na saída do tubo de sucção aumenta. Aplicando a conservação da massa entre 3 e 4, pode-se reescrever a Eq. (2.10) como:

$$p_3 = p_s - \rho g(z_3 - z_s) - \rho \frac{Q^2}{2S_3^2} \left(1 - \frac{S_3^2}{S_4^2}\right) + \rho g \sum H_{L,3 \rightarrow 4} \quad (2.11)$$

onde  $Q$  é a vazão volumétrica e  $S$  é a área transversal da seção.

Nota-se da Eq. (2.11) que, no caso de uma vazão fixa, para diminuir a pressão na saída do rotor,  $p_3$ , deve-se diminuir a razão entre as áreas  $S_3$  e  $S_4$ . Por isso, o tubo de sucção possui uma geometria divergente, para recuperar de forma eficiente parte da energia cinética que ainda existe na saída do rotor. Verifica-se ainda na Eq. (2.11) que, devido ao fato do tubo de sucção ligar a saída do rotor ao canal de fuga, a carga correspondente à diferença de altitudes  $z_3 - z_S$  é aproveitada para a geração de energia.

O comportamento do fluido dentro de um tubo de sucção é relativamente complexo. Sua geometria divergente cria um gradiente de pressão adverso que facilita o descolamento da camada limite nas paredes do tubo de sucção, o que diminuiria a eficiência da máquina (TAHERI, 2015). Já a ação do rotor da turbina gera uma helicidade no escoamento que, como mostrado experimentalmente em Clausen, Koh e Wood (1993) e no trabalho numérico de Armfield e Fletcher (1989) no caso do difusor cônico ERCOFTAC, atua na estabilização da camada limite. Ao mesmo tempo, essa vorticidade pode levar ao surgimento de um *cordão vortical* na região central do rotor, o que aumenta ainda mais a complexidade do escoamento nessa região.

Dada a importância do tubo de sucção, principalmente no caso de turbinas tipo bulbo que operam em baixas quedas d'água, muitos trabalhos foram desenvolvidos a fim de entender o comportamento do escoamento em seu interior, como por exemplo Coelho (2006), Guénette et al. (2012), Vu et al. (2014), Jošt e Škerlavaj (2014) e Wilhelm et al. (2016).

### 2.4.2 Perdas na saída do tubo de sucção

Apesar do tubo de sucção recuperar boa parte da energia cinética que deixa o rotor da turbina, ainda existem perdas entre sua saída e o canal de fuga, como visto nas Eqs. (2.6) ou (2.9). No caso de turbinas hidráulicas que operam em baixas quedas d'água, essas perdas podem ser significativas e seu impacto na eficiência da instalação deve ser considerado (PELZ; FROEHLICH, 2016). As perdas nessa região ocorrem por dois motivos principais, como mostrado na Fig. 6.

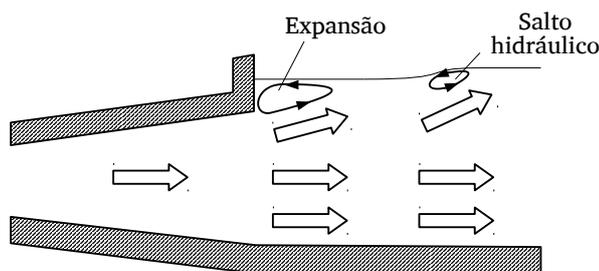


Figura 6 – Esquema das perdas de carga na saída do tubo de sucção.

Primeiro, o jato de água na saída do tubo de sucção é supercrítico e existe um salto hidráulico separado da parede da usina à jusante. A partir das equações de conservação de massa e quantidade de movimento, pode-se determinar que a perda de carga por dissipação devido ao salto hidráulico é igual a (WHITE, 1999):

$$H_{L,salto} = \frac{(z_{4^*} - z_S)^3}{4z_{4^*}z_S} \quad (2.12)$$

onde  $z_{4^*}$  é o nível da água no canal de fuga logo após o duto de sucção.

O segundo motivo para as perdas se deve ao fato do tubo de sucção estar submerso no canal de fuga. Como existe uma variação brusca na área do escoamento, surge uma zona de separação próxima à saída que também age na dissipação da energia do escoamento (ver Figura 6). Para o caso de um escoamento axial, turbulento e interno, as perdas de carga devido à variação (expansão) brusca da área da seção transversal, também chamadas de perdas de Borda-Carnot, podem ser calculadas conforme a Eq. (2.13) a seguir (BATCHELOR, 2000):

$$H_{L,exp} = \frac{1}{2}\rho v_4^2 \left(1 - \frac{S_4}{S_S}\right)^2 \quad (2.13)$$

Normalmente, como visto no desenvolvimento das equações para o tubo de sucção feito por Brugière (2015) e mostradas anteriormente, considera-se que as perdas na saída do tubo de sucção são iguais à energia cinética nessa região. Ademais, no caso de simulações numéricas de tubos de sucção de turbinas hidráulicas, muitas vezes a saída do tubo de sucção é modelado como uma extensão reta (COELHO, 2006; GUÉNETTE et al., 2012; JOŠT; ŠKERLAVAJ, 2014; TAHERI, 2015; WILHELM et al., 2016), o que limita a análises dessas perdas.

Contudo, no trabalho de Chevalier e Giraud (1968), os autores mostram que o salto hidráulico pode atuar como uma extensão do tubo de sucção, podendo inclusive recuperar parte dessa energia cinética. Também, no desenvolvimento das Eqs. (2.12) e (2.13), o escoamento possui apenas componente axial, enquanto que na saída de um tubo de sucção existem componentes radiais e tangenciais de velocidade que influenciam no comportamento do escoamento nessa região.

Assim, é importante estudar o escoamento e as perdas na saída do tubo de sucção, principalmente no caso de turbinas tipo bulbo, que operam em baixas quedas d'água. A simulação da superfície livre do fluido no canal de fuga exigiria um maior esforço computacional, não sendo o objetivo deste trabalho. Contudo, a introdução de diferentes geometrias na saída do tubo de sucção permite a análise do comportamento do escoamento na saída do tubo de sucção e da evolução das perdas de carga nessa região, principalmente aquelas relacionadas à expansão brusca da área da seção transversal.

## 3 Formulação matemática

Para resolver matematicamente o problema do escoamento da água através da turbina bulbo, é necessário entender as leis que governam tal escoamento. Neste capítulo, serão apresentadas as equações governantes do escoamento de um fluido viscoso, newtoniano e incompressível. Além disso, será discutido o problema da turbulência e alguns modelos utilizados para torná-lo mais simples matematicamente.

### 3.1 Equações governantes do escoamento

Para estudar o comportamento do escoamento através de uma turbina hidráulica, é importante entender suas equações governantes. A primeira delas se refere à conservação da massa num volume de controle do fluido e é chamada de *equação da continuidade*. Para o caso de um escoamento incompressível, como o encontrado numa turbina hidráulica, ela pode ser simplificada de acordo com a Eq. (3.1) abaixo (BATCHELOR, 2000):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \xrightarrow{\text{incomp.}} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.1)$$

onde  $t$  é o tempo e  $u_i$  é a componente do vetor velocidade da partícula em coordenadas cartesianas.

O segundo conjunto de equações, comumente chamado de *equações de Navier-Stokes*, é obtido ao aplicar a equação da conservação da quantidade de movimento num elemento do fluido. Para o caso de um escoamento incompressível de um fluido newtoniano, essa equação pode ser escrita como (BATCHELOR, 2000):

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (3.2)$$

onde  $\nu$  é a chamada viscosidade cinemática do fluido.

No lado direito da Eq. (3.2) são representadas as forças de pressão e viscosidade que atuam no elemento de fluido, enquanto que no lado esquerdo são mostradas as forças de inércia (TAHERI, 2015). Do ponto de vista matemático, o conjunto de Eqs. (3.1) e (3.2) é um problema fechado, ou seja, elas são suficientes para a determinação do campo de velocidade e pressão de escoamento em função da posição  $x_i$  e do tempo  $t$  (BATCHELOR, 2000), desde que as condições iniciais e de contorno do problema sejam bem definidas.

Contudo, as características não-lineares de alguns termos da Eq. (3.2) dificultam a obtenção de uma solução geral para o sistema, de forma que é imprescindível a utilização

de métodos numéricos em sua resolução. Normalmente, essas características são associadas ao fenômeno da turbulência pois representam as interações entre diferentes escalas do escoamento (MÖLLER; SILVESTRINI, 2004).

## 3.2 Turbulência

Escoamentos turbulentos estão presentes na maioria das aplicações práticas e mesmo na natureza e, portanto, é muito importante entender os mecanismos que governam esse fenômeno. A turbulência não é uma propriedade do fluido, mas sim do escoamento, sendo um fenômeno contínuo e necessariamente tridimensional. Do ponto de vista prático, a turbulência aumenta a dissipação da energia cinética do escoamento na forma de calor, devido à ação da viscosidade, e as taxas de transferência de calor, massa e quantidade de movimento, devido ao movimento rápido das partículas (TENNEKES; LUMLEY, 1972).

Outra característica importante dos escoamentos turbulentos é que eles devem ser irregulares ou imprevisíveis, de forma que uma pequena incerteza nas condições iniciais serão amplificadas ao ponto de ser impossível abordar o problema de forma determinística (LESIEUR, 2008). Isso está relacionado a instabilidades que surgem devido às interações entre o termo não-linear de advecção,  $u_i \partial u_j / \partial x_j$ , e de difusão,  $\nu \partial^2 u_i / \partial u_j \partial u_j$ , da Eq. (3.2). Eles representam, respectivamente, a inércia do escoamento e a ação das forças viscosas, que tendem a difundir a quantidade de movimento.

Associado a esses termos, pode-se definir duas escalas de tempo: uma viscosa, conforme a Eq. (3.3), que diz respeito ao tempo necessário para que uma perturbação no escoamento seja amortecida devido à viscosidade em uma distância característica  $l^*$ ; e uma inercial, dada pela Eq. (3.4), que representa o tempo necessário para uma partícula de fluido com velocidade característica,  $u^*$ , percorrer uma distância característica,  $l^*$ , devido os efeitos de inércia (BRUGIÈRE, 2015).

$$T_{vis} \sim \frac{l^{*2}}{\nu} \quad (3.3)$$

$$T_{ine} \sim \frac{l^*}{u^*} \quad (3.4)$$

A razão entre as duas escalas de tempo leva ao número adimensional de Reynolds,  $Re$ , conforme mostra a Eq. (3.5) a seguir:

$$Re = \frac{T_{vis}}{T_{ine}} = \frac{u^* l^*}{\nu} \quad (3.5)$$

O número de Reynolds mostra a importância dos efeitos inerciais e não-lineares da Eq. (3.2) sobre os efeitos viscosos (LESIEUR, 2008). Quando elevado, a escala de tempo

viscosa é muito maior que a inercial, de forma que as perturbações ou flutuações presentes no escoamento podem se desenvolver antes de serem dissipadas pela ação da viscosidade.

As escalas de comprimento das estruturas que compõem um escoamento turbulento variam continuamente no espaço. As maiores são comparáveis à escala do próprio escoamento e carregam a maior parte da energia cinética turbulenta. Nessas escalas de comprimento, a Eq. (3.5) indica que, quando o  $Re$  é muito elevado, a magnitude da viscosidade é tão pequena que os efeitos da dissipação tornam-se insignificantes. Contudo, a ação dos termos não-lineares da Eq. (3.2) é de produzir escalas de movimento cada vez menores, à medida que o  $Re$  aumenta. As menores escalas no escoamento turbulento são afetadas pela viscosidade, que dissipa suas energias na forma de calor, prevenindo a geração de escalas infinitamente menores (TENNEKES; LUMLEY, 1972). Esse processo sucessivo de transferência de energia das maiores escalas para as menores escalas é conhecido como *cascata de energia* e é comumente representado pela Fig. 7.

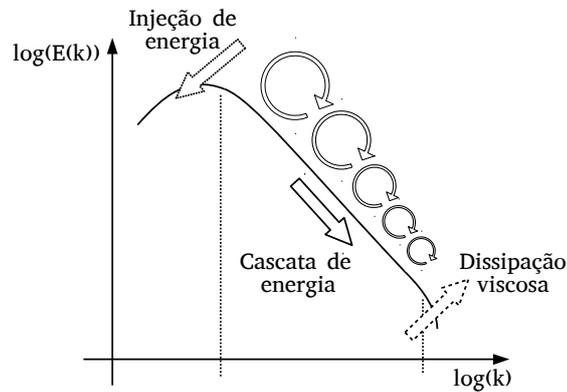


Figura 7 – Cascata de energia turbulenta.

A importância da cascata de energia ocorre porque ela insere a dissipação viscosa ao fim do processo (POPE, 2001). Seja a energia das maiores escalas do escoamento da ordem de  $u^{*2}$  e sua escala de tempo dada pela Eq. (3.4), então, a taxa de dissipação,  $\epsilon$ , da energia das maiores para as menores escalas é da ordem de (POPE, 2001):

$$\epsilon \sim \frac{u^{*3}}{l^*} \quad (3.6)$$

A Equação (3.6) mostra que a taxa de dissipação não depende da viscosidade, mas da dinâmica do escoamento nas grandes escalas (TENNEKES; LUMLEY, 1972). A partir da análise dimensional de  $\nu$  e  $\epsilon$ , pode-se definir as chamadas *escalas de Kolmogorov* de comprimento, tempo e velocidade, as menores escalas do escoamento e diretamente afetadas pela viscosidade, respectivamente, como:

$$\lambda \equiv \left( \frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4} \quad (3.7)$$

$$\tau \equiv \left(\frac{\nu}{\epsilon}\right)^{1/2} \quad (3.8)$$

$$v \equiv (\nu\epsilon)^{1/4} \quad (3.9)$$

O número de Reynolds formado pelas escalas de comprimento,  $\lambda$ , e velocidade,  $v$ , é igual a um ( $\lambda v/\nu = 1$ ), mostrando que a viscosidade é importante nas pequenas escalas e que a dissipação viscosa se ajusta à energia do escoamento através da variação das escalas de comprimento (TENNEKES; LUMLEY, 1972). Substituindo a Eq. (3.6) no conjunto de equações (3.7) a (3.9), tem-se que:

$$\frac{\lambda}{l^*} \sim Re^{-3/4} \quad (3.10)$$

$$\frac{\tau}{T_{ine}} \sim Re^{-1/2} \quad (3.11)$$

$$\frac{v}{u^*} \sim Re^{-1/4} \quad (3.12)$$

Fica claro das equações acima que quanto maior o número de Reynolds, menores serão os tamanhos das menores escalas do escoamento em relação as grandes escalas, como mostra a Fig. 8 a seguir.

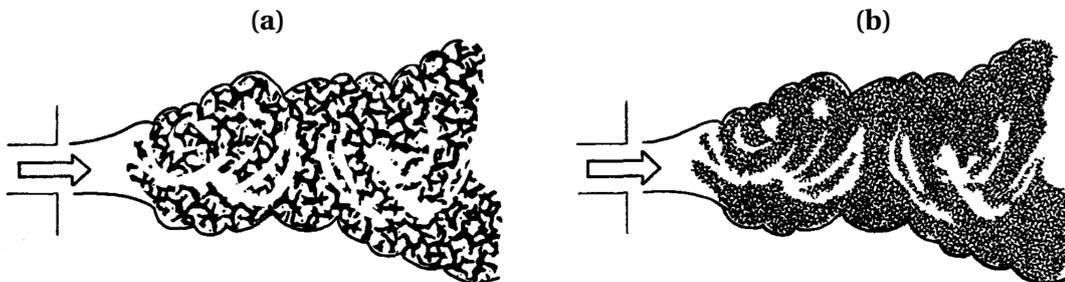


Figura 8 – Jatos turbulentos em diferentes números de Reynolds: (a)  $Re$  relativamente baixo e (b)  $Re$  relativamente elevado.

Fonte: Adaptado de Tennekes e Lumley (1972).

A princípio, é possível resolver o conjunto de equações que governam o escoamento considerando todas as escalas do movimento pela chamada Simulação Numérica Direta (*DNS - Direct Numerical Simulation*). Contudo, o custo computacional é extremamente elevado, principalmente no caso de escoamentos complexos e com número de Reynolds elevados, como é o caso das turbinas hidráulicas estudadas neste trabalho.

O principal impedimento para a utilização da DNS é que o tamanho da malha e do passo de tempo são fixados, indiretamente, pelo número de Reynolds, de acordo com

as Eqs. (3.10) a (3.12). Por exemplo, o tamanho da malha necessária para capturar as menores escalas do movimento, para o caso tridimensional, é da ordem de  $Re^{9/4}$ , e o passo de tempo,  $Re^{1/2}$ . Sendo um número de Reynolds típico de uma central hidrelétrica da ordem de  $10^6$ , percebe-se que o esforço computacional para uma DNS é proibitivo.

Utilizando a teoria desenvolvida por Kolmogorov (1941), que afirma que as pequenas escalas do escoamento possuem uma característica mais homogênea, Smagorinsky (1963) desenvolveu uma metodologia onde conjunto de Eq. (3.2) é resolvido para um campo de velocidade filtrado, de forma que apenas as maiores escalas do movimento são consideradas, enquanto que as pequenas escalas têm seus efeitos modelados. Essa metodologia, chamada de Simulação das Grandes Escalas (*LES - Large Eddy Simulation*), reduz consideravelmente os custos computacionais da simulação comparada com uma DNS, mas ainda exige um esforço muitas vezes proibitivo dependendo da aplicação.

Vale notar que, mesmo com um esforço computacional elevado, o método LES e suas variações como DES (*Detached-Eddy Simulation*) veem encontrando espaço na simulação numérica de turbinas hidráulicas, principalmente por causa da qualidade dos seus resultados. Contudo, a maior parte dos trabalhos estão restritos à análise do escoamento dentro do tubo de sucção, à exemplo dos trabalhos de Duprat (2010), Taheri (2015), Jošt e Škerlavaj (2014) e Wilhelm et al. (2016).

Quando não se está interessado numa solução que capture em detalhes todas as escalas de espaço e tempo, como é o caso deste trabalho, pode-se utilizar modelos estatísticos para resolver as equações do movimento, de forma que apenas o comportamento médio do escoamento é considerado em detrimento da análise de todas as flutuações turbulentas. Assim, os custos computacionais são significativamente reduzidos mantendo ainda uma boa qualidade dos resultados. Essa abordagem, conhecida como Equações Médias de Reynolds (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes*), é discutida a seguir.

### 3.3 Equações Médias de Reynolds

Como a turbulência é formada por flutuações aleatórias do campo de velocidade do escoamento, pode-se analisar o problema de forma estatística. A principal forma consiste em decompor as quantidades vetoriais e escalares em valores médios e flutuações com média nula, e aplicar os resultados ao conjunto de Eqs. (3.1) e (3.2). Essa abordagem, conhecida como *Decomposição de Reynolds*, pode ser resumida pela Eq. (3.13) (POPE, 2001):

$$\Phi(x, t) = \overline{\Phi}(x, t) + \Phi'(x, t) \quad (3.13)$$

onde a  $\overline{\Phi}$  é o valor médio e  $\Phi'$  uma flutuação (variação instantânea) da variável  $\Phi$ .

Dependendo do tipo de problema estudado e solução buscada, o valor médio pode ser calculado de diferentes maneiras. No caso do escoamento através da turbina hidrocínética tipo bulbo estudada neste trabalho, buscou-se uma solução estacionária, de forma que uma média temporal foi utilizada. Assim o valor médio da variável vetorial ou escalar  $\Phi$  é dado por (TENNEKES; LUMLEY, 1972):

$$\overline{\Phi}(x, t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \Phi(x, t) dt \quad (3.14)$$

Das Eqs. (3.13) e (3.14) acima, pode-se mostrar que a médias das flutuações,  $\overline{\Phi'}$  é igual a zero e que a média do valor médio,  $\overline{\overline{\Phi}}$ , é o próprio valor médio,  $\overline{\Phi}$ . Assim, aplicando a *Decomposição de Reynolds* mostrada na Eq. (3.13) na *equação da continuidade* e tomando a média temporal do resultado, tem-se que (3.1) pode ser reescrita como:

$$\frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.15)$$

A determinação da média das equações do movimento do escoamento é menos direta, principalmente devido ao termo advectivo não linear. A aplicação da média temporal nesse termo leva a dois outros termos, como mostra a Eq. (3.16) a seguir (POPE, 2001):

$$\begin{aligned} \overline{u_i u_j} &= \overline{(\overline{u}_i + u'_i)(\overline{u}_j + u'_j)} \\ &= \overline{u_i u_j} + \overline{u'_i u'_j} + \overline{u_i u'_j} + \overline{u_j u'_i} \\ &= \overline{u_i u_j} + \overline{u'_i u'_j} \end{aligned} \quad (3.16)$$

Os termos que consistem no produto do valor médio e da flutuação são nulos porque a média do valor médio é o próprio valor e a média da flutuação é nula. Substituindo o resultado da Eq. (3.16) na Eq. (3.2), chega-se às *Equações Médias de Reynolds* para a conservação da quantidade de movimento, ou seja:

$$\overline{u}_i \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} \quad (3.17)$$

Se a Eq. (3.17) é comparada com (3.2), percebe-se que a única diferença entre elas é a aparição de um termo de correlação entre as flutuações turbulentas  $-\overline{u'_i u'_j}$ , também conhecido como *tensões de Reynolds*, um tensor simétrico e que possui, portanto, apenas seis componentes independentes.

O problema que surge do desenvolvimento das Equações Médias de Reynolds é que a introdução do tensor de tensões de Reynolds adiciona seis incógnitas ao sistema, de forma que o mesmo passa a ter apenas 4 equações e 10 incógnitas, ou seja, é um problema

aberto. Assim, para o resolver o problema de um escoamento turbulento, deve-se buscar novas equações que relacionem as grandezas médias às grandezas instantâneas, o que, normalmente, é conseguido através da modelagem das tensões de Reynolds, o chamado *problema de fechamento*.

### 3.4 Problema de fechamento e viscosidade turbulenta

As equações médias do escoamento discutidas anteriormente mostram que as flutuações devido à turbulência dissipam parte da energia cinética presente no escoamento médio sob a forma de energia cinética turbulenta, num processo análogo aos efeitos da viscosidade molecular nas menores escalas da turbulência. Utilizando esse pretexto, Boussinesq desenvolveu o conceito de *viscosidade turbulenta*, na qual o tensor de tensões de Reynolds pode ser escrito como (FREIRE; MENUT; SU, 2002):

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.18)$$

onde  $\nu_t$  é a viscosidade turbulenta. Deve-se notar que, diferentemente da viscosidade molecular,  $\nu$ , a viscosidade turbulenta é uma propriedade do escoamento, e não do fluido. Inclusive, num escoamento tridimensional, tal propriedade é uma quantidade vetorial (FREIRE; MENUT; SU, 2002). A energia cinética turbulenta,  $k$ , é definida como:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (3.19)$$

Notando-se que  $k$  é igual à metade do traço do tensor de tensões de Reynolds,  $-\overline{u'_i u'_j}$ , então, para o caso de um escoamento incompressível ( $\partial u_i / \partial x_i = 0$ ), a Eq. (3.18) sempre resulta em  $k = 0$ , o que é fisicamente incoerente. Nesse sentido, uma modificação à Eq. (3.18) é proposta, de forma que (FREIRE; MENUT; SU, 2002):

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (3.20)$$

onde  $\delta_{ij}$  é o delta de Kronecker. A adição do último termo no lado direito da Eq. (3.20) compatibiliza a a energia cinética turbulenta com a metade do traço do tensor de Reynolds, conforme sua definição (POPE, 2001).

Substituindo o tensor de tensões de Reynolds obtido na Eq. (3.20) na equação do quantidade de movimento média, Eq. (3.17), chega-se à:

$$\bar{u}_i \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}^*}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( (\nu + \nu_t) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \quad (3.21)$$

onde  $\bar{p}^* = \bar{p} + 2/3k$  é uma pressão modificada. Assim, para a determinação do campo de pressão verdadeiro do escoamento, é necessário, primeiramente, determinar sua energia cinética turbulenta.

A utilização da hipótese da viscosidade turbulenta reduz o número de incógnitas das equações governantes do movimento (Equações. 3.15 e 3.21), de forma que resta apenas a determinação de  $\nu_t$  para a resolução do sistema. A análise dimensional desse termo mostra que ele pode ser representado como o produto de uma velocidade característica,  $u^*$ , e uma distância característica,  $l^*$ , ou seja:

$$\nu_t \propto u^* l^* \quad (3.22)$$

Assim, a determinação dessas duas escalas do escoamento podem levar a um valor de viscosidade turbulenta,  $\nu_t$ . Normalmente, isso é alcançado através do uso de diferentes modelos de turbulência, que podem ser classificados a partir do número de equações utilizadas (FREIRE; MENUT; SU, 2002). Os modelos mais comuns são os de duas equações, sendo os empregados na simulação do escoamento através da turbina tipo bulbo deste trabalho. A seguir, será feita a explicação da metodologia desses modelos.

### 3.4.1 Modelo $k - \epsilon$

No modelo  $k - \epsilon$ , descrito em Launder e Spalding (1974), a velocidade característica,  $u^*$ , presente na Eq. (3.22), é considerada como sendo proporcional à raiz quadrada da energia cinética turbulenta, ou seja,  $u^* \propto k^{1/2}$ . Além disso, utilizando a hipótese apresentada na Eq. (3.6), pode-se escrever a taxa de dissipação,  $\epsilon$ , como (POPE, 2001):

$$\epsilon \propto \frac{k^{3/2}}{l^*} \quad (3.23)$$

Assim, com base nesses resultados e na Eq. (3.23), pode-se escrever a viscosidade turbulenta, no modelo  $k - \epsilon$ , em função apenas da energia cinética turbulenta e da taxa de dissipação, como mostra a Eq. (3.24) a seguir:

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3.24)$$

onde  $C_\mu$  é uma constante de proporcionalidade.

Resta, desse modo, a determinação de  $k$  e  $\epsilon$  para que a viscosidade turbulenta possa ser calculada. Para isso, duas novas equações de transporte são adicionadas ao sistema de

equações da continuidade e conservação da quantidade de movimento. A primeira delas se refere à energia cinética turbulenta e pode ser escrita como (FERZIGER; PERIC, 2002):

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{1}{2} \overline{u'_j u'_i u'_i} + \frac{1}{\rho} \overline{p' u'_j} \right) - \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \nu \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \quad (3.25)$$

Os dois termos no lado esquerdo da Eq. (3.25) e o primeiro termo no lado direito representam, respectivamente, a *taxa de variação local*, o *transporte convectivo* e a *difusão molecular* da energia cinética turbulenta,  $k$ . Esses termos não precisam ser modelados.

O segundo termo do lado direito da Eq. (3.25) representa a *difusão turbulenta* de  $k$ , ou seja, o transporte das flutuações de velocidade pelas próprias flutuações (FERZIGER; PERIC, 2002). Geralmente esse termo é modelado considerando a hipótese de um gradiente de difusão, ou seja:

$$\left( \frac{1}{2} \overline{u'_j u'_i u'_i} + \frac{1}{\rho} \overline{p' u'_j} \right) = \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (3.26)$$

Ainda no lado direito da Eq. (3.25), o terceiro termo representa a *taxa de produção* de energia cinética turbulenta pelo escoamento médio, *i.e.*, a transferência de energia cinética do escoamento médio para a turbulência. Chamando esse termo de  $P_k$ , tem-se que:

$$P_k = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \quad (3.27)$$

Já o último termo representa a *taxa de dissipação*,  $\epsilon$ , ou seja, a taxa em que a energia cinética turbulenta,  $k$ , é convertida irreversivelmente em energia interna (FERZIGER; PERIC, 2002). Como o escoamento é considerado em regime estacionário, a Eq. (3.25) pode ainda ser simplificada como:

$$\overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \epsilon \quad (3.28)$$

A segunda equação de transporte proposta no modelo  $k - \epsilon$  se refere à essa taxa de dissipação,  $\epsilon$ , e é modelada como (FERZIGER; PERIC, 2002):

$$\overline{u_j} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\epsilon 1} P_k \frac{\epsilon}{k} - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} \quad (3.29)$$

Para a análise do escoamento seguindo o método RANS  $k - \epsilon$ , o conjunto das Eqs. (3.15), (3.21), (3.28) e (3.29) são resolvidas utilizando os seguintes valores para as constantes (LAUNDER; SPALDING, 1974):

$$C_\mu = 0,09; \quad C_{\epsilon 1} = 1,44; \quad C_{\epsilon 2} = 1,92; \quad \sigma_k = 1,00; \quad \sigma_\epsilon = 1,3$$

A simplicidade do modelo de turbulência  $k - \epsilon$  juntamente com seus resultados razoavelmente satisfatórios, colocados à prova inúmeras vezes, levou esse modelo a ser amplamente utilizado nos códigos CFD. Contudo, esse modelo apresenta diversas deficiências, principalmente em escoamentos próximos à parede e em zonas com gradientes de pressão adversos, ou seja, onde há o descolamento da camada limite (POPE, 2001). Normalmente, esses efeitos são corrigidos pela utilização de funções de amortecimento, porém os resultados nem sempre são satisfatórios. Como esses são aspectos importantes de um escoamento dentro de um tubo de sucção, a utilização do modelo  $k - \epsilon$  prejudica os resultados obtidos.

### 3.4.2 Modelo $k - \omega$

A utilização da taxa de dissipação  $\epsilon$  para a determinação do comprimento característico  $l^*$  é apenas uma dentre muitas possibilidades. No modelo  $k - \omega$ , Wilcox (1988) utilizou o conceito da frequência ou taxa de dissipação específica,  $\omega$ , dada em  $s^{-1}$ , conforme apresentado originalmente em Kolmogorov (1942) e definida como  $\omega \propto \epsilon/k$ . A viscosidade turbulenta nesse modelo é escrita então como:

$$\nu_t = \frac{k}{\omega} \quad (3.30)$$

As equações do transporte para a energia cinética turbulenta,  $k$ , e a frequência,  $\omega$  são derivadas de forma similar às do modelo  $k - \epsilon$ , sendo escritas como (WILCOX, 1988):

$$\overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \sigma_k \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta^* \omega k \quad (3.31)$$

$$\overline{u_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \sigma_\omega \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + C_{\omega 1} \frac{\omega}{k} P_k - C_{\omega 2} \omega^2 \quad (3.32)$$

Onde as constantes possuem os seguintes valores:

$$\beta^* = 0,09; \quad C_{\omega 1} = \frac{5}{9}; \quad C_{\omega 2} = \frac{3}{40}; \quad \sigma_k = 0,5; \quad \sigma_\omega = 0,5$$

O modelo  $k - \omega$  de Wilcox (1988) possui algumas vantagens se comparado ao modelo  $k - \epsilon$  de Launder e Spalding (1974). O principal ponto é que esse modelo não requer funções de amortecimento na região próximo à parede, uma vez que a energia cinética

turbulenta  $k$  é nula nessa região e a frequência  $\omega$  pode apresentar um comportamento hiperbólico (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). Outra vantagem desse modelo é seu desempenho em condições de gradiente de pressão adverso (MENTER, 1994). Contudo, em outros aspectos, como o comportamento longe da parede e sensibilidade às condições de contorno informadas, o modelo  $k - \omega$  apresenta algumas dificuldades.

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

Apesar de robusto e largamente utilizado, o modelo  $k - \epsilon$  possui deficiências em escoamentos próximos à paredes, principalmente na presença de gradientes de pressão adversos, ou seja, nas regiões de descolamento da camada limite. O modelo  $k - \omega$ , por outro lado, é mais preciso nesse tipo de escoamento, porém, fora da camada limite, o modelo  $k - \omega$  possui uma grande sensibilidade aos valores especificados na região de escoamento livre.

Menter (1994) propôs um modelo de turbulência híbrido entre o  $k - \omega$  e o  $k - \epsilon$ , chamado de  $k - \omega$  *Shear-Stress Transport* (SST), de forma a utilizar o modelo que mais se enquadra ao tipo de escoamento encontrado. A partir de uma equação de mistura, o objetivo de Menter (1994) foi transicionar entre os dois modelos de forma suave, utilizando o modelo  $k - \omega$  na região da camada limite e o  $k - \epsilon$  na região fora dela.

No modelo  $k - \omega$  SST, as equações de transporte para  $k$  e  $\omega$  são mantidas iguais ao modelo original de Wilcox (1988), enquanto que a equação de transporte de  $\epsilon$ , Eq. (3.29), é reescrita em função de  $\omega$ . Isso é mostrado nas Eqs. (3.33) a (3.36).

- Modelo  $k - \omega$  original de Wilcox (1988)

$$\overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \sigma_{k1} \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta^* \omega k \quad (3.33)$$

$$\overline{u_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \sigma_{\omega 1} \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \frac{\gamma_1}{\nu_t} P_k - \beta_1 \omega^2 \quad (3.34)$$

- Modelo  $k - \epsilon$  transformado de Launder e Spalding (1974)

$$\overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \sigma_{k2} \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta^* \omega k \quad (3.35)$$

$$\overline{u_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \sigma_{\omega 2} \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \frac{\gamma_2}{\nu_t} P_k - \beta_2 \omega^2 + 2\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3.36)$$

Comparando as equações acima com suas correspondentes nos modelos originais, nota-se que as únicas diferenças são a adição de um termo de difusão cruzada na Eq. (3.36) (o último termo no lado direito) e a modificação das constantes do modelo. O modelo  $k - \omega$  original (Equação 3.33) é então multiplicado por uma função  $F_1$  e o transformado (Equação 3.36) por  $1 - F_1$ , e os dois resultados são somados, de modo que:

$$\overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \sigma_k \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \beta^* \omega k \quad (3.37)$$

$$\overline{u_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \sigma_\omega \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \frac{\gamma}{\nu_t} P_k - \beta \omega^2 + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3.38)$$

O valor das constantes também é definido como uma transição entre os dois modelos, ou seja, se  $\psi_1$  e  $\psi_2$  são os valores de uma constante qualquer nos modelos  $k - \omega$  e  $k - \epsilon$  transformado, respectivamente, então o valor de  $\psi$  no modelo SST é:

$$\psi = F_1 \psi_1 + (1 - F_1) \psi_2 \quad (3.39)$$

Onde as constantes são dadas por:

$$\begin{aligned} \sigma_{k1} &= 0,85; & \sigma_{\omega 1} &= 0,5; & \beta_1 &= 0,075; & \gamma_1 &= \beta_1 / \beta^* - \sigma_{\omega 1} \kappa^2 / \sqrt{\beta^*} \\ \sigma_{k2} &= 1,0; & \sigma_{\omega 2} &= 0,856; & \beta_2 &= 0,0828; & \gamma_2 &= \beta_2 / \beta^* - \sigma_{\omega 2} \kappa^2 / \sqrt{\beta^*} \\ \beta^* &= 0,09; & \kappa &= 0,41 \end{aligned}$$

A função de mistura  $F_1$  é definida como:

$$F_1 = \tanh \left[ \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}; \frac{500\nu}{y^2\omega} \right); \frac{4\rho\sigma_{\omega 2}k}{CD_{k\omega}y^2} \right]^4 \right] \quad (3.40)$$

onde  $y$  é a distância para a superfície mais próxima e  $CD_{k\omega}$  é a parte positiva do termo de difusão cruzado da Eq. (3.38), dado por:

$$CD_{k\omega} = \max \left( 2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}; 10^{-20} \right) \quad (3.41)$$

Além de mesclar os modelos  $k - \omega$  e  $k - \epsilon$  dependendo do tipo de escoamento, o modelo SST também busca melhorar o desempenho do modelo de Wilcox (1988) nas regiões com gradientes de pressão adversos importantes. Nesses locais, a produção de energia cinética

turbulenta pode ser muito maior que a sua dissipação, levando à uma superestimação da viscosidade turbulenta,  $\nu_t$ . Assim, no modelo  $k - \omega$  SST, a viscosidade turbulenta é redefinida como:

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; \Omega F_2)} \quad (3.42)$$

onde  $a_1 = \sqrt{\beta^*}$  e  $\Omega = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ , com  $S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ . A função de mistura  $F_2$  garante que a Eq. (3.42) acima seja aplicada apenas no escoamento dentro da camada limite, de forma que  $\nu_t = k/\omega$  no resto do escoamento, semelhante ao que aconteceu com  $F_1$ . Essa função é definida como:

$$F_2 = \tanh \left[ \max \left( 2 \frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}; \frac{500}{y^2\omega} \right) \right] \quad (3.43)$$

Um outro aspecto do modelo  $k - \omega$  SST implementado no ANSYS CFX, o código CFD utilizado neste trabalho, é a limitação do termo de produção de energia cinética turbulenta,  $P_k$ , cuja geração é excessiva nas regiões de estagnação. Assim, para evitar o acúmulo de energia cinética turbulenta nessas regiões, a produção é limitada como (MENTER; KUNTZ; LANGTRY, 2003):

$$\tilde{P}_k = \min(P_k, 10 \beta^* \rho k \omega) \quad (3.44)$$

Diante do apresentado, percebe-se que o modelo de turbulência  $k - \omega$  SST é superior aos modelos  $k - \epsilon$  e  $k - \omega$ , justamente por unir os pontos fortes dos dois modelos e ainda melhorá-los em alguns aspectos. Devido às suas qualidades, principalmente para o tipo de escoamento estudado neste trabalho, em parte confinado e sujeito a gradientes de pressão adversos significativos (dentro do tubo de sucção) e, também, com uma região de escoamento livre (após a saída do tubo de sucção), o modelo  $k - \omega$  SST foi o escolhido para as simulações numéricas realizadas. Além disso, esse é o modelo normalmente utilizado pela *General Electric* nas suas próprias análises.

## 4 Modelagem numérica

As equações diferenciais desenvolvidas no capítulo anterior, principalmente devido aos termos não-lineares associados à turbulência, exigem uma abordagem numérica para a obtenção de uma solução aproximada. Neste capítulo, serão explicados os métodos numéricos utilizados na resolução do problema do escoamento através da turbina hidráulica, focando nas particularidades do programa utilizado, o ANSYS CFX.

### 4.1 Método dos volumes finitos

Existem vários métodos de transformar o sistema de equações diferenciais que governam o escoamento do fluido em um conjunto de equações algébricas que podem ser resolvidas numericamente. Por exemplo, pode-se citar o método das diferenças finitas, dos volumes finitos e dos elementos finitos, cada qual mais apropriado para um certo tipo de aplicação. De forma geral, esses métodos consistem em discretizar o domínio do contínuo, através da criação de uma malha, num conjunto de pontos discretos no espaço e tempo, onde as variáveis de interesse podem ser calculadas.

O método empregado na análise do escoamento deste trabalho, através da ferramenta computacional ANSYS CFX, foi o dos *volumes finitos* (MVF). As vantagens principais deste método são a sua simplicidade conceitual, uma vez que todos os termos aproximados possuem algum significado físico, e sua facilidade de ser aplicado tanto em malhas estruturadas quanto não-estruturadas (HIRSCH, 2007).

Para que seja possível a aplicação do MVF, o domínio de interesse é discretizado através da criação de uma malha cujos nós determinam o centro de pequenos volumes de controle e onde todas as variáveis e propriedades do fluido são armazenadas, como mostra o exemplo simplificado de uma malha bidimensional na Fig. 9.

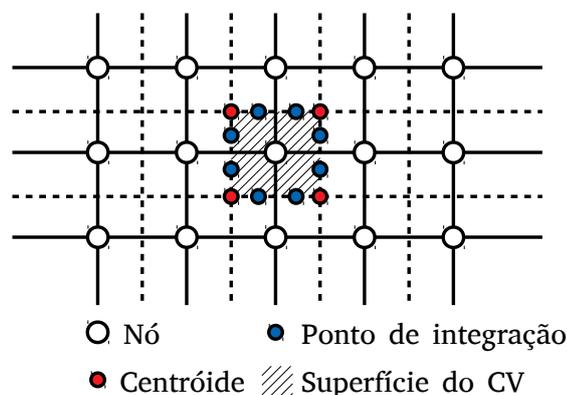


Figura 9 – Exemplo de uma malha bidimensional.

O ponto de partida do MVF é a integração das equações diferenciais de conservação nos volumes de controle exemplificados na Fig. 9. De forma geral, a equação de conservação para uma variável qualquer  $\phi$  pode ser escrita conforme a Eq. (4.1), onde  $\Gamma$  é um coeficiente de difusão e  $q_\phi$  um termo fonte (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007):

$$\int_{CV} \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \int_{CV} \frac{\partial \rho \phi u_i}{\partial x_i} dV = \int_{CV} \Gamma \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) dV + \int_{CV} q_\phi dV \quad (4.1)$$

As integrais de volume no termo de advecção (segundo termo do lado esquerdo) e de difusão (primeiro termo no lado direito), podem ser reescritos como integrais de superfície com base no Teorema da Divergência de Gauss. A Equação (4.1) é, então, reescrita como:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{CV} \rho \phi dV + \int_S n_i \rho \phi u_i dS = \int_S \Gamma n_i \left( \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \right) dS + \int_{CV} q_\phi dV \quad (4.2)$$

onde  $n_i$  é o vetor normal à superfície do volume de controle na direção para fora do mesmo.

As integrais de superfície na Eq. (4.2) representam a soma dos fluxos no volume de controle enquanto que a integral do volume representa termos de fonte ou acumulação (ANSYS, 2016). Como as informações sobre as variáveis e propriedades do fluido são armazenadas nos nós da malha, ainda é necessário discretizar as integrais de superfície e volume nos diferentes volumes de controle. A maneira como o ANSYS CFX realiza esse processo é explicada a seguir.

## 4.2 Discretização das equações governantes

Para entender a metodologia adota pelo ANSYS CFX para discretizar as integrais da Eq. (4.2), considera-se um elemento da malha como mostrado na Fig. 10 a seguir.

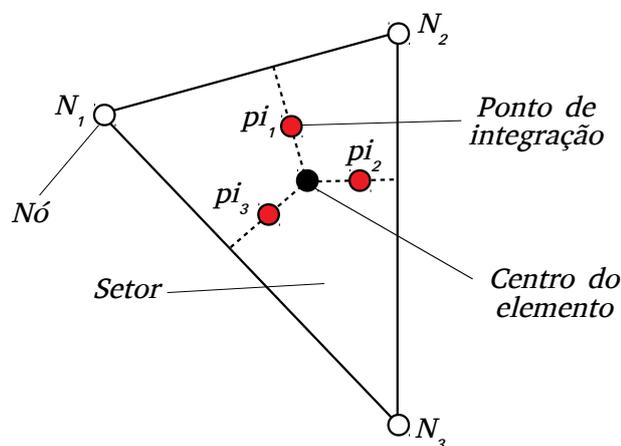


Figura 10 – Detalhe da discretização de um volume de controle.

Nos setores do volume de controle delimitados pelas linhas correspondentes à superfície e à própria malha, são resolvidas as integrais de volume, sendo seus valores acumulados nos volume de controle correspondente àquele setor. Já as integrais de superfície são avaliadas nos pontos de integração ( $pi$ ), localizados nos segmentos que delimitam as superfícies do volume de controle, e seus valores são distribuídos entre os elementos adjacentes.

Com base nessa discretização, os termos da equação de conservação generalizada, Eq. (4.2), podem ser reescritos como:

$$V \left( \frac{\rho\phi - \rho^\circ\phi^\circ}{\Delta t} \right) + \sum_{pi} \dot{m}_{pi}\phi_{pi} = \sum_{pi} \left( \Gamma \frac{\partial\phi}{\partial x_j} \Delta n_j \right)_{pi} + \bar{q}_\phi V \quad (4.3)$$

onde  $V$  é o volume do elemento, o sobrescrito  $^\circ$  indica o passo de tempo anterior,  $\dot{m}_{pi}$  é a vazão mássica e  $\Delta n_j$  é o vetor normal à superfície discreto. Resta ainda saber os valores das variáveis nos pontos de integração, como explicado termo a termo, a seguir.

#### 4.2.1 Termo de advecção

Analisando o termo de advecção da Eq. (4.3), nota-se que o valor da variável  $\phi$  deve ser aproximado para os pontos de integração baseando-se apenas em seus valores nodais. No caso do software ANSYS CFX, isso é feito a partir da Eq. (4.4) abaixo (ANSYS, 2016), que pode ser entendida com uma expansão de séries de Taylor ao redor do nó (FERZIGER; PERIC, 2002).

$$\phi_{pi} = \phi_{up} + \beta \nabla\phi \cdot \Delta \vec{r} \quad (4.4)$$

onde  $\phi_{up}$  é o valor da variável no nó oposto e  $\vec{r}$  é o vetor deste nó até o ponto de integração,  $pi$ . Dependendo da escolha de  $\beta$  e  $\nabla\phi$ , diferentes esquemas de resolução do termo de advecção são obtidos, dentre os quais pode-se citar:

- Esquema de primeira ordem (UDS - *Upwind Differencing Scheme*): se um valor de  $\beta = 0$  é adotado, apenas o primeiro termo do lado direito da Eq. (4.4) é considerado, ou seja, o valor da variável no ponto de integração,  $\phi_{pi}$ , é igual ao seu valor no nó oposto. Esse é um esquema bastante presente em ferramentas CFD, principalmente por ser ao mesmo tempo simples e robusto numericamente.

Como a Eq. (4.4) pode ser entendida como uma expansão em séries de Taylor, o esquema UDS é considerado de primeira-ordem, por causa da ordem do termo truncado na equação de  $\phi_{pi}$ . Contudo, esse termo cria um efeito de difusão numérica (FERZIGER; PERIC, 2002), principalmente nas regiões de gradientes elevados, prejudicando os resultados.

- Esquema de correção de advecção numérica (*Specified blend factor*): escolhendo  $\beta$  entre 0 e 1 e considerando o gradiente da variável,  $\nabla\phi$ , igual à média dos gradientes nos nós adjacentes, o erro numérico na aproximação de  $\phi$  pela Eq. (4.4) é reduzido se comparado ao método UDS. O segundo termo dessa equação,  $\beta\nabla\phi\cdot\Delta\vec{r}$ , é chamado de *Correção da Advecção Numérica* e pode ser entendido como uma correção anti-difusiva em relação ao esquema de primeira-ordem.

Se  $\beta = 1$ , o esquema é formalmente de segunda-ordem, o que aumenta a precisão dos resultados obtidos pela discretização, principalmente nas regiões com altos gradientes de  $\phi$ . Contudo, essa melhora nos resultados vem ao custo de uma menor robustez numérica e a possível introdução de oscilações nas soluções sem algum significado físico.

- Esquema de alta resolução (*High-resolution scheme*): nesse esquema, o valor da variável  $\beta$  é avaliado localmente para ser o mais próximo de 1 possível. Nas regiões onde os gradientes não são elevados, uma precisão de segunda ordem pode ser obtida, enquanto que nas outras regiões, a solução é de primeira ordem. Esse esquema elimina as oscilações artificiais causadas pela discretização da solução ao mesmo tempo que mantém a sua robustez numérica.

Ainda existem outros esquemas de advecção disponíveis no ANSYS CFX além dos três mencionados acima, mas o emprego de cada um deles vai depender do tipo de problema estudado e da solução buscada. Para o caso do escoamento através da turbina tipo bulbo estudado neste trabalho, o esquema escolhido foi o de *alta resolução*, devido principalmente ao seu equilíbrio entre estabilidade numérica e qualidade dos resultados.

#### 4.2.2 Função de forma

Antes de discutir os outros termos da equação da conservação discretizada, Eq. (4.3), é importante introduzir o conceito de *função de forma*. Como já foi dito, os valores das propriedades do fluido e das variáveis são armazenadas nos nós da malha, mas, eventualmente, eles precisam ser conhecidos nos pontos de integração. Para aproximar esses valores, ANSYS CFX utiliza uma combinação linear de funções de base chamada de função de forma (HIRSCH, 2007). Dessa maneira, a variável  $\phi$  varia dentro do elemento de acordo com a seguinte equação:

$$\phi = \sum_I^{N_{no}} N_I \phi_I \quad (4.5)$$

A soma acima ocorre em todos os  $N_{no}$  nós do elemento, onde  $N_I$  é a função de base no nó  $I$  e  $\phi_I$  o valor de  $\phi$  nesse nó. As funções de base podem existir de diversas formas, mas o aspecto principal delas é que:

$$\sum_I^{N_{no}} N_I = 1 \quad (4.6)$$

e, no nó  $J$ ,

$$N_I = \begin{cases} 1, & \text{se } I = J \\ 0, & \text{se } I \neq J \end{cases} \quad (4.7)$$

No ANSYS CFX,  $N_I$  são funções lineares em termos de suas coordenadas paramétricas, dependendo do tipo de elemento utilizado (hexaédrico, tetraédrico, piramidal etc.). Como a malha utilizada na discretização espacial do domínio estudado neste trabalho é predominantemente hexaédrica, as funções de forma para esse elemento (ver Fig. 11) são escritas como (ANSYS, 2016):

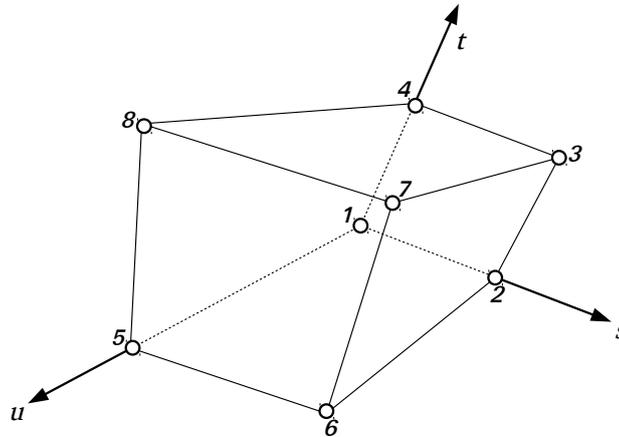


Figura 11 – Exemplo de uma elemento hexaédrico.

$$\begin{aligned} N_1(s, t, u) &= (1 - s) (1 - t) (1 - u) \\ N_2(s, t, u) &= s (1 - t) (1 - u) \\ N_3(s, t, u) &= s t (1 - u) \\ N_4(s, t, u) &= (1 - s) t (1 - u) \\ N_5(s, t, u) &= (1 - s) (1 - t) u \\ N_6(s, t, u) &= s (1 - t) u \\ N_7(s, t, u) &= s t u \\ N_8(s, t, u) &= (1 - s) t u \end{aligned} \quad (4.8)$$

### 4.2.3 Termo de difusão

Dando continuidade à análise da equação da conservação discretizada, o primeiro termo do lado direito da Eq. (4.3), o termo de difusão, necessita do valor do gradiente de  $\phi$  para ser avaliado. Para isso, a abordagem padrão de elementos finitos é utilizada, de forma que a derivada parcial da variável  $\phi$  na direção de  $x$ , por exemplo, é escrita como:

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} \Big|_{pi} = \sum_I \left( \frac{\partial N_I}{\partial x} \Big|_{pi} \phi_I \right) \quad (4.9)$$

Contudo, na Eq. (4.9), ainda resta saber o valor das derivadas parciais das funções de forma  $N_I$  em coordenadas cartesianas, uma vez que elas foram escritas na Eq. (4.8) em coordenadas paramétricas (locais). Isso é feito através da matriz de transformação Jacobiana, ou seja:

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial x} \\ \frac{\partial N}{\partial y} \\ \frac{\partial N}{\partial z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial x}{\partial s} & \frac{\partial y}{\partial s} & \frac{\partial z}{\partial s} \\ \frac{\partial x}{\partial t} & \frac{\partial y}{\partial t} & \frac{\partial z}{\partial t} \\ \frac{\partial x}{\partial u} & \frac{\partial y}{\partial u} & \frac{\partial z}{\partial u} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \frac{\partial N}{\partial s} \\ \frac{\partial N}{\partial t} \\ \frac{\partial N}{\partial u} \end{bmatrix} \quad (4.10)$$

Os gradientes das funções de forma podem ser avaliados nos locais dos pontos de integração ou nos locais onde a superfície de cada  $pi$  intercepta a aresta do elemento, respectivamente, uma interpolação tri-linear e linear. A segunda melhora a robustez da solução, mas reduz a ordem de precisão da discretização espacial (ANSYS, 2016).

### 4.2.4 Termo gradiente de pressão

O gradiente de pressão presente nas equações de conservação da quantidade de movimento de um escoamento incompressível de um fluido newtoniano, Eq. (3.2), faz parte do termo fonte na Eq. (4.3) (PATANKAR, 1980). A integração desse gradiente no volume de controle e aplicação do Teorema da Divergência de Gauss leva a uma integral de superfície, que pode ser discretizada da seguinte forma (ANSYS, 2016):

$$\int_S p n_i dS = \sum_{pi} (p \Delta n_{pi})_{pi} \quad (4.11)$$

Semelhantemente ao ocorrido com os termos de difusão, para a avaliação de  $p_{pi}$  utilizam-se as funções de forma,  $N_I$ , de forma que:

$$p_{pi} = \sum_I^{N_{no}} N_I (s_{pi}, t_{pi}, u_{pi}) p_I \quad (4.12)$$

Além disso,  $p$  pode ser avaliado tanto por uma interpolação tri-linear quanto linear. Por padrão, quando o escoamento não envolve flutuabilidade, a segunda forma é utilizada.

#### 4.2.5 Acoplamento pressão-velocidade

Apesar do termo gradiente de pressão ter sido discretizado no item anterior por meio das funções de forma, a avaliação numérica do campo de pressão pode apresentar certas dificuldades, dependendo, principalmente, do tipo de escoamento estudado e do método de solução empregado na resolução do sistema de equações.

Num escoamento compressível, além das três equações do movimento, a equação da continuidade e da energia podem ser utilizadas, respectivamente, como equações do transporte da massa específica e temperatura, de modo que o campo de pressão pode ser calculado à partir da equação de estado (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). Entretanto, no caso incompressível, não existe uma equação evolutiva para a pressão, de forma que sua influência fica limitada apenas aos seus gradientes nas equações do movimento. A equação da continuidade, nesse caso, não é equação evolutiva de qualquer variável, apenas uma condição que deve ser respeitada pelo campo de velocidades (MALISKA, 2003).

Como consequência do escoamento incompressível, o campo de pressões passa a ser determinado indiretamente pela equação da continuidade, pois ela só é satisfeita se o campo de pressões correto for inserido nas equações do movimento. Isso introduz no problema numérico um forte acoplamento entre a pressão e a velocidade, que causa mais dificuldades na resolução do problema.

Deve-se, ainda, determinar uma equação para a pressão num escoamento incompressível. Pode-se, portanto, tomar o divergente da equação do movimento e combinar o resultado com a equação da continuidade, de forma que a Eq. (4.13), também chamada de *equação de Poisson para a pressão*, pode ser obtida (TAHERI, 2015):

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} = -\rho \frac{\partial}{\partial x_i} \left( u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (4.13)$$

A forma de lidar com esse acoplamento varia dependendo do método de solução utilizado pelo código CFD. Maliska (2003) cita dois tipos principais de abordagens: a segregada e a acoplada. Na primeira, os diversos sistemas lineares que compõem o problema numérico são resolvidos um a um e os seus coeficientes atualizados concomitantemente. Na segunda opção, utilizada pelo ANSYS CFX (ANSYS, 2016), um único sistema reúne todos os coeficientes e todas as incógnitas do problema, que são resolvidas de forma simultânea (MALISKA, 2003). A principal vantagem do método acoplado é que o cálculo do campo de pressão é feito sem a necessidade de outro processo iterativo.

### 4.2.6 Vazão mássica

Um termo importante da equação generalizada do transporte, Eq. (4.3), é a vazão mássica no ponto de integração,  $\dot{m}_{pi}$ . No ANSYS CFX, a discretização é da forma:

$$\dot{m}_{pi} = (\rho u_i \Delta n_i)_{pi} \quad (4.14)$$

A Equação (4.14) deve ser discretizada com cautela para que os efeitos do acoplamento pressão-velocidade sejam corretamente considerados, principalmente porque o ANSYS CFX utiliza um arranjo co-localizado para sua malha, ou seja, todos os valores das propriedades do fluido e variáveis do escoamento são armazenados nos nós da malha, o que pode levar a problemas de campos de pressão oscilatórios se a discretização for feita de forma negligente (PATANKAR, 1980).

O maior problema está relacionado com o fato da velocidade, na Eq. (4.14), referir-se ao ponto de integração,  $pi$ , exigindo uma interpolação do valor do nó até esse local. Para evitar problemas de campos de pressão oscilatórios devido ao arranjo co-localizado, como comentado em Patankar (1980), ANSYS CFX utiliza uma interpolação baseada no trabalho de Rhie e Chow (1983), de modo que a velocidade de advecção na Eq. (4.14) é:

$$u_{i,pi} = \bar{u}_{i,pi} + f_{pi} \left( \frac{\partial p}{\partial x_i} \Big|_{pi} + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \Big|_{pi} \right) - c_{pi} f_{pi} (u_{i,pi}^\circ - \bar{u}_{i,pi}^\circ) \quad (4.15)$$

onde  $f_{pi}$  e  $c_{pi}$  são coeficientes, a barra indica a média dos vértices adjacentes ao ponto de integração e o sobrescrito  $^\circ$  denota o valor no passo de tempo anterior (desconsiderados no caso de uma solução estacionária).

### 4.2.7 Termo transiente

O último termo a ser discutido da equação do transporte discretizada, Eq. (4.3), é o primeiro do lado esquerdo, ou seja, o termo transiente. O ANSYS CFX pode tratar esse termo de duas maneiras diferentes, dependendo do tipo de problema estudado e o nível de precisão buscado para a solução, mas ambas se utilizam do método de Euler implícito.

A primeira delas corresponde a uma aproximação de primeira ordem, de forma que a derivada temporal é aproximada de acordo com a Eq. (4.16) abaixo:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{CV} \rho \phi dV = V \left( \frac{\rho \phi - \rho^\circ \phi^\circ}{\Delta t} \right) \quad (4.16)$$

Essa opção é robusta e conservativa no tempo, o que implica que a mesma não possui uma limitação do passo de tempo. Contudo, por ser de primeira-ordem, são introduzidos

erros de difusão numérica na solução, especialmente quando os gradientes temporais são elevados (ANSYS, 2016), similar ao que ocorre no esquema UDS na advecção.

Para reduzir esses efeitos, a outra discretização do termo transiente disponível no ANSYS é dada pela Eq. (4.17) a seguir:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{CV} \rho \phi dV \approx V \frac{1}{\Delta t} \left( \frac{3}{2}(\rho \phi) - 2(\rho \phi)^{\circ} + \frac{1}{2}(\rho \phi)^{\circ\circ} \right) \quad (4.17)$$

Essa discretização ainda é robusta e conservativa no tempo, mas, por ser de segunda ordem, o problema de difusão numérica é reduzido. Entretanto, a solução pode apresentar oscilações devido à discretização (ANSYS, 2016).

### 4.3 Estratégia de solução

Como já mencionado, a estratégia de solução do sistema de equações adotada pelo ANSYS CFX é a simultânea, onde as equações hidrodinâmicas para todas as variáveis são resolvidas como parte de um único sistema. Outros códigos CFD, à exemplo do OpenFOAM, utilizam a estratégia segregada, na qual primeiro resolvem-se as equações do movimento para a obtenção do campo de velocidade (a partir de um campo de pressão aproximado), e depois uma equação para a correção da pressão, até a convergência ser atingida. As vantagens da abordagem simultânea são a robustez, eficiência, generalidade e simplicidade do código (ANSYS, 2016).

A resolução do problema é realizada a partir de uma discretização totalmente implícita das equações, independentemente do passo de tempo utilizado. Na realidade, no caso de problemas estacionários, o passo de tempo se comporta como um acelerador da convergência, guiando as soluções aproximadas para a estacionária e reduzindo o número de iterações necessárias. De um modo geral, a resolução do conjunto de equações de campo ocorre em duas operações (ANSYS, 2016):

- i. Geração dos coeficientes: as equações não-lineares são linearizadas e agrupadas na forma de uma matriz;
- ii. Resolução das equações: as equações lineares são resolvidas utilizando o método *Algebraic Multigrid*.

Na resolução do problema, a iteração do passo de tempo (*outer iteration*) é controlada pela escala de tempo física ou o tamanho desse passo, dependendo se o problema é estacionário ou transiente. No caso do problema ser estacionário, como o estudado neste trabalho, apenas uma iteração de linearização (*inner iteration*) é realizada por iteração do passo de tempo (ANSYS, 2016). A seguir, os duas operações citadas acima são explicadas em mais detalhes.

### 4.3.1 Sistema de equações acoplado

Após a discretização dos diversos termos da integração das equações de transporte que governam o escoamento nos volumes finitos definidos pela malha, explicados na seção anterior, o sistema de equações lineares pode ser escrito de forma compactada como:

$$\sum_{v_I} a_I^v \varphi_I^v = b_I \quad (4.18)$$

onde  $\varphi$  é a solução do sistema,  $b$  os termos independentes e  $a$  os coeficientes das equações. Os índices  $I$  indicam o número do volume de controle ou o nó e  $v$  significa vizinho, mas também inclui o coeficiente multiplicador da solução na  $I$ -ésima localização. Para o conjunto de equações acopladas tridimensionais massa-quantidade de movimento, as matrizes da Eq. (4.18) podem ser escritas como:

$$a_I^v = \begin{bmatrix} a_{uu} & a_{uv} & a_{uw} & a_{up} \\ a_{vu} & a_{vv} & a_{vw} & a_{vp} \\ a_{wu} & a_{wv} & a_{ww} & a_{wp} \\ a_{pu} & a_{pv} & a_{pw} & a_{pp} \end{bmatrix}_I^v \quad (4.19)$$

$$\varphi_I^v = \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \\ p \end{bmatrix}_I^v \quad (4.20)$$

$$b_I = \begin{bmatrix} b_u \\ b_v \\ b_w \\ b_p \end{bmatrix}_I \quad (4.21)$$

O acoplamento entre as variáveis do problema, principalmente a velocidade e pressão, está inserido no próprio contexto das equações, de forma que nenhuma linha das matrizes é tratada de forma diferente. Essa abordagem acoplada apresenta diversas vantagens, como dito anteriormente, ao custo de uma maior necessidade de armazenamento por causa da quantidade de coeficientes.

### 4.3.2 Resolução do sistema de equações

Resta agora resolver o sistema linear de equações discretas discutidos no item anterior. Para isso, o ANSYS CFX utiliza a técnica de decomposição LU incompleta com auxílio do método *multigrid* para acelerar a convergência da solução (ANSYS, 2016).

A resolução ocorre iterativamente, de modo que a solução exata das equações é aproximada após cada etapa de cálculo. O sistema linearizado de equações discretas pode ser escrito de forma geral conforme a Eq. (4.18). Assim, iniciando com uma solução aproximada para o vetor solução,  $\varphi^n$ , a solução seguinte,  $\varphi^{n+1}$ , é melhorada a partir de uma correção  $\varphi'$ , ou seja:

$$\varphi^{n+1} = \varphi^n + \varphi' \quad (4.22)$$

onde  $\varphi'$  é a solução de:

$$A \varphi' = d^n \quad (4.23)$$

sendo  $A$  a matriz dos coeficientes  $a_I^v$ . Seja  $b$  a matriz dos termos independentes da Eq. (4.18), então  $d^n$  é o resíduo obtido como:

$$d^n = b - A \varphi^n \quad (4.24)$$

A repetição dos passos nessas três últimas equações irá levar a solução até a precisão desejada, caso o problema assim o permita. O problema dos métodos iterativos é que o seu desempenho tende a diminuir rapidamente com o número de elementos na malha. Assim, para melhorar o comportamento da convergência da solução, o ANSYS CFX utiliza um método chamado *multigrid*, no qual as iterações são realizadas em diferentes espaçamentos de malha, como mostrado na Fig. 12.

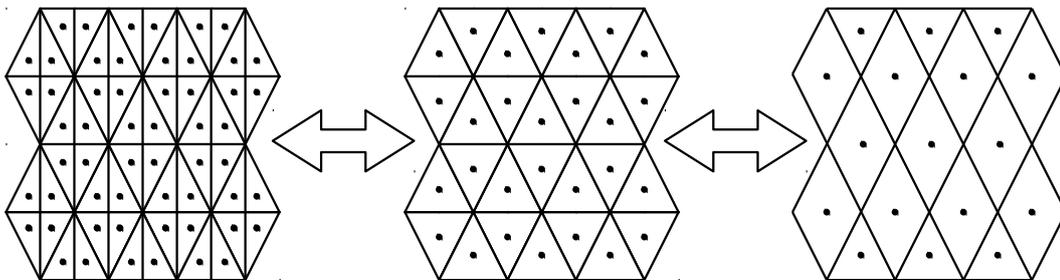


Figura 12 – Esquema da malha para resolução *multigrid*.

A vantagem de se utilizar o método *multigrid* é que os métodos iterativos causam uma rápida diminuição das componentes do erro com comprimentos de onda pequenos, da ordem de alguns múltiplos do espaçamento da malha, enquanto que os grandes comprimentos de onda decaem de forma muito mais lenta (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). Assim, ao utilizar espaçamentos de malha diferentes, o comprimento de onda das componentes do erro podem ser reduzidas de forma mais eficiente.

## 4.4 Escoamento próximo à parede

Um aspecto importante da simulação numérica do escoamento de um fluido é o seu comportamento nas regiões próximas às paredes. Como na maioria das vezes uma condição de não-deslizamento é atribuída nessas regiões, implicando que a velocidade do escoamento é *igual* à da parede exatamente na interface, criam-se tensões de cisalhamento que podem afetar o comportamento geral do escoamento, à exemplo do arrasto e dos locais de descolamento da camada limite.

Uma opção para estudar o escoamento nessa região seria resolver as equações numa malha refinada até próximo à parede, como é o caso do modelo  $k - \omega$  SST. Porém, dependendo da malha utilizada e no caso do modelo  $k - \epsilon$ , o que se faz utilizar funções para modelar o comportamento do escoamento até uma certa distância da parede. De qualquer maneira, ambos os métodos são geralmente baseados nas características das camadas limites, como explicadas a seguir.

### 4.4.1 A lei da parede

Normalmente, para detalhar o comportamento da camada limite turbulenta, pode-se utilizar o fato da tensão turbulenta próxima à parede ser da mesma ordem de grandeza à tensão de cisalhamento nessa região,  $\tau_w$ , de forma que a velocidade de atrito,  $u_\tau$ , pode ser escrita como:

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (4.25)$$

Então, as seguintes variáveis adimensionais podem ser definidas:

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau} \quad (4.26)$$

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu} \quad (4.27)$$

respectivamente, a velocidade adimensional e a distância adimensional em relação à parede.

Como detalhado em FREIRE, MENUT e SU (2002), para entender a estrutura da camada limite de um escoamento incompressível turbulento bidimensional, pode-se analisar as Equações Médias de Reynolds (Equação 3.17). Na parede, as tensões devido às flutuações turbulentas devem ser nulas para satisfazer as condições de não deslizamento e não penetrabilidade da camada limite, assim, nessa região, as tensões viscosas se sobrepõem e o escoamento possui um comportamento laminar. A fina camada onde esse efeito ocorre é chamada de subcamada viscosa e a velocidade e distâncias adimensionais são equivalentes nessa camada, ou seja:

$$u^+ = y^+ \quad (4.28)$$

Logo depois, existe uma região onde os dois efeitos são equivalentes e, mais acima, uma região onde os efeitos de inércia se tornam cada vez mais importantes e onde a velocidade se aproxima assintoticamente da velocidade do escoamento livre, à medida que se afasta da parede. A velocidade adimensional varia nessa região de acordo com a função logarítmica abaixo:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B \quad (4.29)$$

onde  $\kappa$  é a constante de von Karman, geralmente igual a 0,41 e  $B$  é uma constante tipicamente igual a 5,2.

O comportamento assintótico da camada limite pode ser esquematizado conforme o gráfico semi-log em termos das variáveis adimensionais na Fig. 13 a seguir.

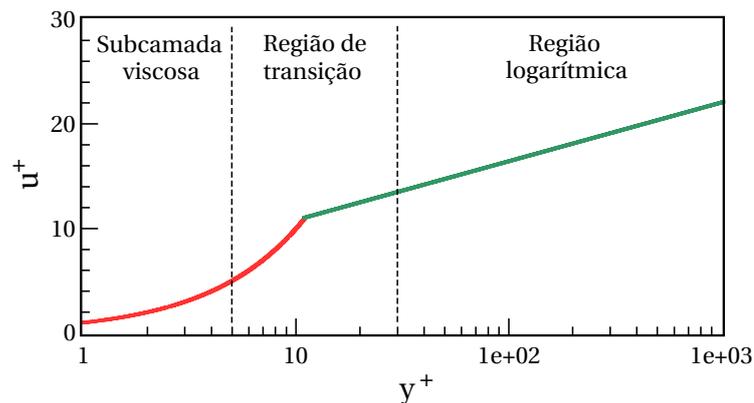


Figura 13 – Estrutura assintótica da camada limite turbulenta.

De acordo com a figura acima, nota-se que a subcamada viscosa se estende da parede até algo em torno de  $y^+ \approx 5$ , enquanto que a função logarítmica, Eq. (4.29), representa uma porção considerável do perfil de velocidade, começando em  $y^+ \approx 30$ . Assim, a par-

tir dessas duas características, pode-se construir modelos para representar o escoamento próximo à parede, como explicado a seguir.

## 4.4.2 Tratamento da parede

### 4.4.2.1 Função da parede escalonável

Segundo Ferziger e Peric (2002), se a produção e dissipação de turbulência do escoamento estão localmente em equilíbrio, pode-se escrever a seguinte equação para a velocidade de atrito:

$$u_\tau = C_\mu^{1/4} \sqrt{k} \quad (4.30)$$

A partir da definição da velocidade de atrito, Eq. (4.25), e das Eqs. (4.29) e (4.30), pode-se escrever a seguinte expressão para tensão cisalhante no primeiro nó acima da parede:

$$\tau_w = \rho C_\mu^{1/4} \kappa \sqrt{k} \frac{\bar{u}}{\ln(e^{\kappa B} y^+)} \quad (4.31)$$

A equação acima é necessária para fechar o sistema de equações *no volume de controle junto à parede*, mais especificamente, para determinar as tensões de cisalhamento na face paralela à parede. Deve-se notar, entretanto, que  $y^+$  na Eq. (4.31) é diferente daquele da Eq. (4.27), pois utiliza a expressão de  $u_\tau$  dada pela Eq. (4.30). Além disso, as seguintes condições de contorno são utilizadas:

$$P_k \approx \tau_w \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \tau_w \frac{C_\mu^{1/4} \sqrt{k}}{\kappa y} \quad (4.32)$$

$$\epsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\kappa y} \quad (4.33)$$

$$\frac{\partial k}{\partial y} = 0 \quad (4.34)$$

A lei da parede descrita pela formulação acima se aplica quando o primeiro ponto da malha está na região logarítmica da camada limite, ou seja,  $y^+ > 30$ , como mostrado na Fig. 13. Contudo, esse método não obtém bons resultados em escoamentos separados e em zonas de recirculação (FERZIGER; PERIC, 2002). Na verdade, o refinamento da malha próxima à parede não necessariamente melhora a qualidade dos resultados obtidos (ANSYS, 2016).

Nesse sentido, para mitigar o problema de malhas muito refinadas, o ANSYS CFX utiliza a chamada Função da Parede Escalonável (*Scalable Wall Function*), onde o valor de  $y^+$  na Eq. (4.31) é limitado de acordo com a seguinte expressão:

$$\tilde{y}^+ = \max(y^+; 11,06) \quad (4.35)$$

O valor de 11,06 se situa no limite entre subcamada viscosa e a parte logarítmica da camada limite, de forma que a Eq. (4.35) garante que a todos os nós da malha estejam fora da subcamada viscosa, evitando as inconsistências do modelo.

#### 4.4.2.2 Tratamento automático próximo à parede

O segundo método de tratamento do escoamento próximo à parede utilizado pelo ANSYS CFX é aplicado nos modelos de turbulência que utilizam a taxa de dissipação específica,  $\omega$ . O Tratamento Automático Próximo à Parede (*Automatic Near-Wall Treatment*) permite que o programa mude de forma consistente a forma de avaliar o escoamento, resolvendo completamente a camada limite quando a malha for refinada o suficiente para conter a subcamada viscosa, e utilizando uma lei da parede caso a malha seja mais grossa (ANSYS, 2016). Para escoamentos em baixos números de Reynolds, valores de  $y^+ \leq 2$  são recomendados (ANSYS, 2016), embora nem sempre seja possível de aplicar em todas as paredes, principalmente em escoamentos industriais complexos (MENTER; KUNTZ; LANGTRY, 2003).

A vantagem dos modelos de turbulência baseados em  $\omega$  é que é possível escrever uma equação analítica para a taxa de dissipação específica na região da subcamada viscosa, de modo que só é necessário, então, obter uma forma de misturar as formulações entre essa região e a parte logarítmica da camada limite. Assim, as seguintes expressões nessas duas regiões (ANSYS, 2016)

$$\omega_{sub} = \frac{6 \nu}{\beta (\Delta y)^2} \quad (4.36)$$

$$\omega_{log} = \frac{1}{a_1 \kappa \nu} \frac{u^\dagger^2}{y^+} \quad (4.37)$$

onde  $\Delta y$  é a distância entre os dois primeiros pontos da malha e  $u^\dagger$  é definida como:

$$u^\dagger = \sqrt[4]{\left(\nu \left| \frac{\Delta u}{\Delta y} \right| \right)^4 + \left(\sqrt{a_1 k}\right)^4} \quad (4.38)$$

A equação final para a taxa de dissipação específica na parede, de forma a manter uma transição suave entre as duas regiões da camada limite, é dada por:

$$\omega_w = \omega_{sub} \sqrt{1 + \left(\frac{\omega_{log}}{\omega_{sub}}\right)^2} \quad (4.39)$$

Além disso, o fluxo da equação do transporte de energia cinética turbulenta,  $k$ , é mantido igual zero, enquanto que o da equação do movimento é calculado com base no perfil de velocidade, ou seja:

$$F_U = -\rho u_\tau u^\dagger \quad (4.40)$$

Fisicamente, o primeiro nó da malha está sempre localizado na fronteira da parede. Quando a lei da parede é utilizada, ou seja, quando a malha nessa região não é refinada, esse ponto é tratado como se estivesse logo após a subcamada viscosa na resolução pelo método explicado acima. No caso de uma malha suficientemente refinada, a localização é novamente considerada como dentro da subcamada viscosa. Esse deslocamento virtual do primeiro nó da malha pode causar alguns erros na resolução do escoamento da camada limite, em especial na avaliação de sua espessura. Contudo, eles são mitigados assim que toda a região próxima à parede é refinada.

## 5 Condições de entrada

Uma das informações mais importantes para a simulação do escoamento através de um tubo de sucção são suas condições de entrada. Os níveis de turbulência, as perdas de carga, as estruturas que se formam no interior do tubo e mesmo a distribuição de velocidades no interior do equipamento são impactadas diretamente pelas condições de entrada impostas nas condições de contorno.

A seguir, será explicado como foram realizadas as simulações que determinaram as condições de entrada do tubo de sucção, mais especificamente, as componentes do vetor velocidade em coordenadas cilíndricas. Inicialmente serão discutidas os parâmetros utilizados na simulação, como os pontos de operação estudados, o domínio analisado e a malha utilizada. Depois, os resultados obtidos serão comparados com os dados experimentais, como uma forma de validação, e discutidos logo em sequência.

### 5.1 Parâmetros de simulação

#### 5.1.1 Pontos de operação

Como muitas das turbinas tipo bulbo são adaptadas para funcionar em diferentes condições de vazão e queda d'água, uma consequência direta dos pequenos reservatórios utilizados nessas usinas, é importante analisar as perdas de carga na máquina também em diferentes pontos de operação.

No presente trabalho, foram selecionados três pontos de operação (OP - *Operating Point*), baseados em condições reais que uma turbina estaria sujeita quando em funcionamento. As informações principais de cada ponto foram retiradas de um gráfico colina de uma turbina bulbo em escala que foi estudada experimentalmente pelo grupo de engenharia da *General Electric*, e são mostradas na Tab. 1.  $Q_{11}$  e  $N_{11}$  são, respectivamente, a vazão e a rotação unitária da máquina,  $\alpha$  o ângulo das pás do rotor,  $\gamma$  o ângulo das pás do distribuidor e  $\eta^*$  é a eficiência do respectivo OP dividida pela eficiência no melhor ponto de operação. A vantagem de se utilizar os parâmetros unitários é que os resultados obtidos para o modelo em escala podem ser aplicados em máquinas de diferentes tamanhos.

Tabela 1 – Características dos pontos de operação.

OP	$Q_{11}$	$N_{11}$	$\alpha$ [°]	$\gamma$ [°]	$\eta^*$ [%]
OP1	1673,44	229,85	14,50	60,02	99,6
OP2	2536,84	229,75	22,91	72,04	100,0
OP3	3793,90	230,28	34,05	80,04	96,0

Os dados presentes na Tab. 1 são essenciais pois fornecem as informações geométricas e de contorno necessárias para a análise das condições de entrada do tubo de sucção, como explicado mais à frente. Nessa tabela, nota-se que todos os pontos de operação possuem a mesma  $N_{11}$  de aproximadamente 230. Dessa forma, os ângulos das pás da turbina variam para se adequarem à vazão,  $Q_{11}$ , e conseqüentemente ao triângulo de velocidades, de forma a manter a eficiência o mais elevada possível.

De OP1 a OP3, a vazão reduzida aumenta gradualmente. Em OP2, a eficiência da máquina é máxima e esse ponto é também chamado de *melhor ponto de operação*. Assim, tomando como base os valores de  $Q_{11}$ , os pontos OP1 e OP3 foram chamados, respectivamente, de *operação em baixa carga* e *operação em alta carga*.

### 5.1.2 Domínio analisado

A turbina tipo bulbo estudada neste trabalho possui dupla regulagem, sendo o distribuidor composto por 16 pás e o rotor por 3 pás. Em um primeiro momento, para a definição das condições de entrada do tubo de sucção, apenas a parte contendo o distribuidor, o rotor e a porção inicial do tubo de sucção foi analisada, como mostra a Fig. 14(a). Isso reduziu consideravelmente os custos computacionais associados à simulação.

Outra forma de reduzir os custos computacionais é utilizar condições de contorno periódicas nos domínios do distribuidor e rotor, separando as pás de cada domínio (ver Fig. 14(b)). Como a solução procurada é estacionária, apenas uma pá de cada domínio foi simulada, assumindo-se então que, numa média temporal grande o suficiente, as outras partes estariam sujeitas às mesmas condições. Assim, o domínio analisado ao final corresponde ao mostrado na Fig. 14(c).

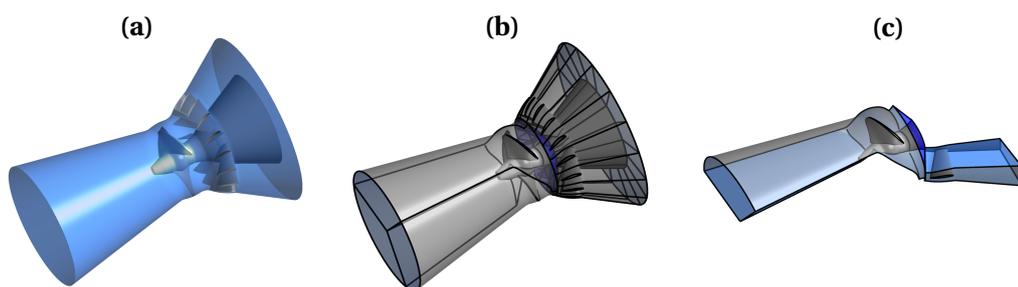


Figura 14 – Domínio utilizado na determinação das condições de entrada.

A geração da geometria na Fig. 14(c) foi feita a partir dos dados das curvas dos perfis das pás, do formato dos condutos internos e do número de pás em cada equipamento, tudo isso gerado de forma *automática*<sup>1</sup>. Vale notar ainda que a geometria é composta por domínios separados, um fixo (distribuidor) e um rotativo (rotor), de forma a simular o funcionamento real da máquina.

<sup>1</sup> Para isso, a *General Electric* possui um software próprio que combina todas essas informações para gerar a geometria do distribuidor mais rotor.

### 5.1.3 Condições de contorno

As condições de contorno utilizadas na simulação do domínio da Fig. 14 foram definidas com base nas práticas da própria *General Electric*. Elas visam manter as condições do escoamento o mais próximo do real possível, embora alguns parâmetros, à exemplo da turbulência, sejam difíceis de determinar experimentalmente. A Figura 15 mostra as localizações de cada fronteira do domínio e, em cada uma delas, as seguintes condições de contorno foram utilizadas:

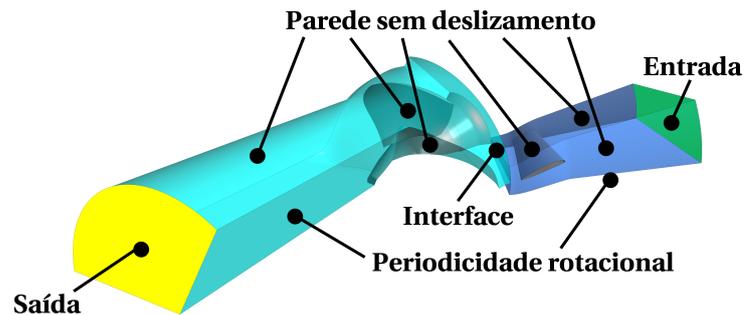


Figura 15 – Fronteiras do domínio utilizado nos cálculos das condições de entrada do tubo de sucção.

- Seção de entrada: o perfil de velocidade é uniforme e paralelo à parede do conduto nessa região. Seu valor é determinado pela vazão mássica do ponto de operação, dado na Tab. 1. A intensidade da turbulência é especificada e igual a 5%, enquanto que seu comprimento é igual a 10% da altura do domínio do distribuidor;
- Seção de saída: embora essa região ainda esteja dentro do tubo de sucção, de forma que o seu campo de pressão não seja conhecido, ela é definida com uma condição de contorno do tipo *outlet* cuja pressão estática relativa é especificada;
- Superfícies da turbina: nas regiões que correspondem às paredes dos condutos, do cubo, e das pás do distribuidor e do rotor, uma condição de não deslizamento foi imposta, ou seja, a velocidade nessas superfícies é nula, já considerando os referenciais móveis e fixos. Para o modelo de turbulência adotado, o  $k - \omega$  SST, um tratamento automático da parede foi utilizado;
- Seções laterais do domínio: em cada par de paredes laterais dos domínios do distribuidor e do rotor, uma condição de *periodicidade rotacional* foi imposta, de modo que a saída de um dos lados é automaticamente definida como a entrada do outro;
- Interface entre os domínios: para simular o movimento de rotação do rotor, o domínio foi separado em distribuidor e rotor. O primeiro está em um referencial fixo, enquanto que o segundo rotaciona à uma rotação equivalente a  $N_{11}$ . Para manter a

continuidade das propriedades, uma interface do tipo *frozen rotor* foi utilizada, de forma que os efeitos transientes do escoamento são desconsiderados.

## 5.2 Convergência da malha

A discretização do domínio mostrado na Fig. 15 foi feita com auxílio do programa AutoGrid. Cinco malhas foram geradas, todas compostas por elementos hexaédricos. Próximo às paredes, a espessura dos elementos foi gradualmente reduzida para capturar corretamente os efeitos da camada limite. Isso é mostrado em detalhes na Fig. 16.

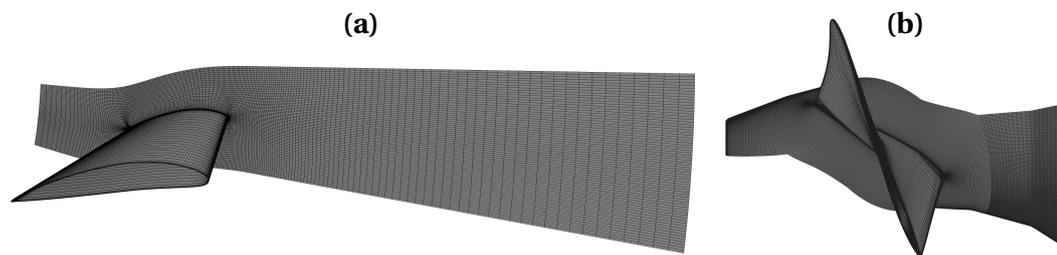


Figura 16 – Detalhe da malha do (a) distribuidor e (b) rotor.

Um ponto importante na discretização do domínio são os chamados *gaps*. Eles são pequenos espaçamentos entre as pás, as paredes dos condutos e o cubo do rotor, que no caso real permitem que as pás do rotor girem com certa folga, mas cuja modelagem pode trazer impactos importantes nos resultados (GUÉNETTE et al., 2012). A Figura 17 mostra em detalhe o *gap* no bordo de ataque da pá, junto ao cubo da máquina. Contudo, o seu refinamento dificulta a obtenção de elementos com alta qualidade, necessários para a estabilidade da solução, de modo que as malhas geradas ficaram semelhantes umas às outras.

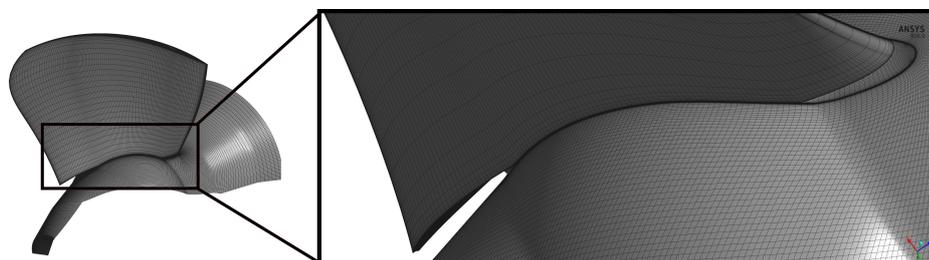


Figura 17 – Detalhe do *gap* na base da pá do rotor da turbina.

Para o estudo da discretização espacial, foram geradas cinco malhas diferentes, todas analisadas na condição de operação OP2, mostrada na Tab. 1. Buscou-se manter os valores de  $y^+$  baixos o suficiente para garantir que as funções de parede fossem utilizadas o mínimo possível pelo modelo  $k - \omega$  SST. A Tabela 2 mostra os valores médios de  $y^+$  juntamente com os resultados de  $\eta^*$  de cada malha.

Tabela 2 – Resultados do estudo de convergência das malhas do distribuidor e rotor.

Malha	Número de Elementos [ $\times 10^6$ ]	$y^+$ Médio	$\eta^*$ [%]
M01	3,2	6,5	100,21
M02	3,9	4,2	99,84
M03	4,1	4,1	99,50
M04	4,5	3,5	100,16
M05	4,8	3,4	99,94

É possível observar da Tab. 2 que a eficiência não variou significativamente com o nível de refinamento da malha, provavelmente porque elas eram semelhantes, como comentado anteriormente. De toda maneira, os resultados de  $\eta^*$  se mostraram bastante próximos do experimental<sup>2</sup>.

Também foi observada a convergência dos resultados dos perfis de velocidade no plano de entrada do tubo de sucção. Para isso foram avaliadas as médias<sup>3</sup> de cada componente da velocidade em cem anéis concêntricos distribuídos igualmente ao longo do plano. Os resultados normalizados pela velocidade média axial na entrada  $V_{en,OP2}$  e pelo raio da seção são mostrados na Fig. 18.

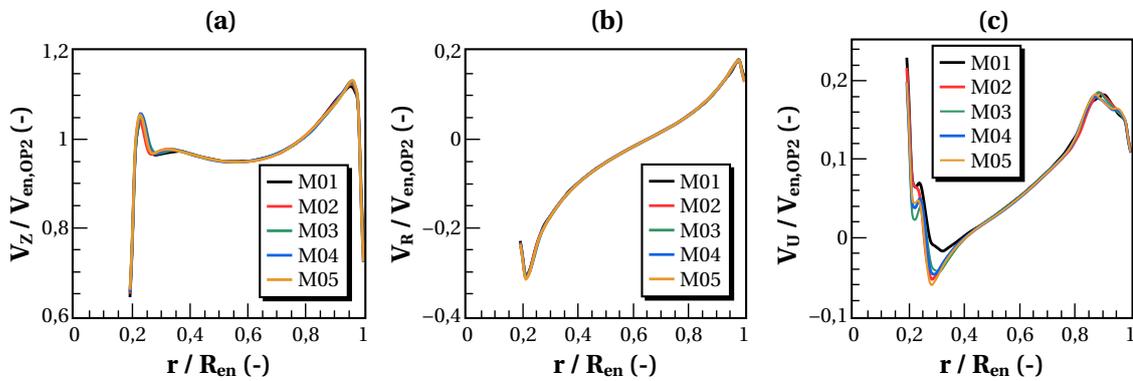


Figura 18 – Distribuição das componentes (a) axial, (b) radial e (c) tangencial do vetor velocidade no plano de entrada do tubo de sucção das cinco malhas em OP2.

Da Figura 18, tanto para a componente axial,  $V_Z$ , quanto para a componente radial,  $V_R$ , o refinamento da malha não alterou os perfis de velocidade obtidos. Já a distribuição da velocidade tangencial,  $V_U$ , é levemente diferente no caso de M01 na região próxima ao cubo do rotor, provavelmente devido à modelagem do *gap* nessa malha. Assim, com base na Tab. 2 e na Fig. 18, a malha escolhida foi a M02. O passo seguinte foi simular os outros pontos de operação e comparar esses resultados com os dados experimentais.

<sup>2</sup> No ponto de operação em que o estudo de convergência foi realizado,  $\eta^* = 100\%$ .

<sup>3</sup> O ANSYS CFX oferece diversas formas de calcular a média, mas neste caso ela foi calculada com base no fluxo de massa em cada volume de controle. Mais informações sobre este e outros tipos de cálculo da média podem ser obtidas em ANSYS (2016).

## 5.3 Perfis de velocidade

Os resultados dos perfis de velocidade obtidos numericamente foram comparados com valores experimentais <sup>4</sup> de um modelo em escala da turbina bulbo ensaiado numa bancada de testes nas instalações da *General Electric*, tanto nas condições OP2 quanto OP3. A comparação serviu como validação do modelo de turbulência e dos parâmetros utilizados na simulação numérica.

### 5.3.1 Componentes axial e radial

Os gráficos dos perfis da componente axial do vetor velocidade no plano de entrada do tubo de sucção obtidos numericamente pelo ANSYS CFX, nas três condições de operação da Tab. 1 e utilizando a malha M02, são mostrados na Fig. 19, juntamente com os dados experimentais obtidos pela sonda de pressão de cinco furos. Os valores foram normalizados com base na velocidade axial média na entrada do domínio e no raio da seção.

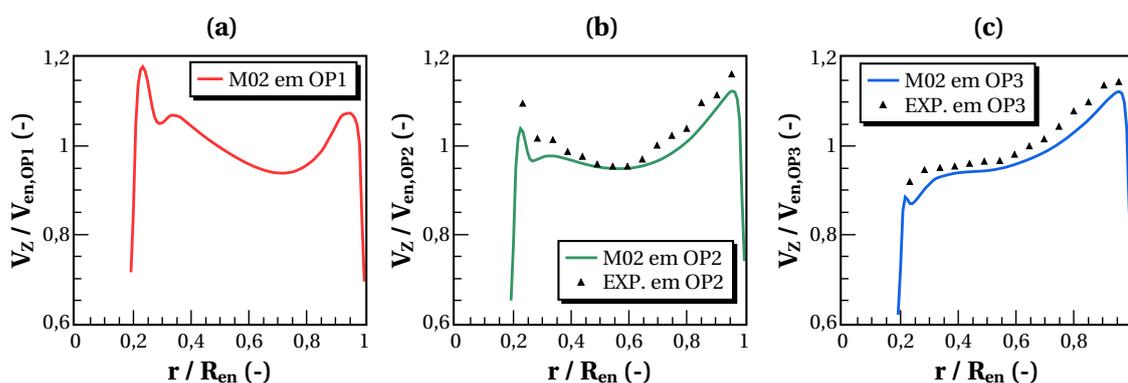


Figura 19 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade no plano de entrada do tubo de sucção nos pontos de operação: (a) OP1, (b) OP2 e (c) OP3.

Observando os resultados da Fig. 19, os perfis de velocidade obtidos numericamente foram similares aos dados experimentais obtidos pela sonda, tanto em OP2 quanto em OP3. O erro relativo máximo entre os valores numéricos e experimentais, tanto em OP2 quanto em OP3, foi de aproximadamente 5%, em ambos os casos, isso ocorreu próximo ao cubo do rotor, provavelmente devido ao *gap*.

A Figura 20 mostra os resultados normalizados para a componente radial da velocidade nos três pontos de operação estudados. Novamente, os resultados numéricos se mostraram similares aos experimentais, embora em ambos os casos em que a comparação é possível, o ANSYS CFX tenha previsto valores ligeiramente subestimados ao longo do plano. A região onde ocorreram os maiores desvios em relação aos dados experimentais foi próximo à parede do tubo de sucção.

<sup>4</sup> Os dados experimentais foram levantados por meio de uma sonda de pressão de cinco furos inserida em diferentes planos da bancada de testes. Maiores informações à respeito de seu funcionamento e os métodos utilizados na sua aplicação podem ser encontradas em Duquesne et al. (2013).

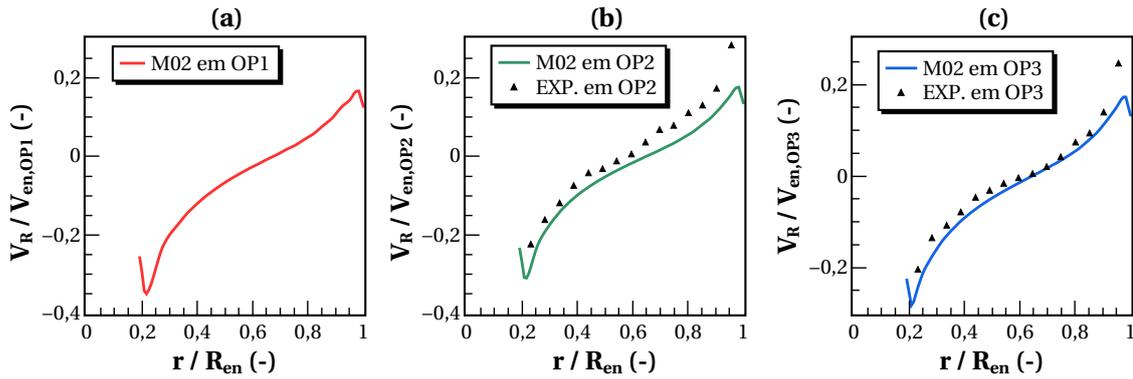


Figura 20 – Distribuição da componente radial do vetor velocidade no plano de entrada do tubo de sucção nos pontos de operação: (a) OP1, (b) OP2 e (c) OP3.

### 5.3.2 Componente tangencial

Os perfis de velocidade tangencial são mostradas na Fig. 21. Diferentemente do que ocorreu com as componentes axial e radial da velocidade, os resultados numéricos apresentaram grandes diferenças em relação aos dados experimentais, com erros relativos máximos superiores à 100%, tanto em OP2 quanto em OP3.

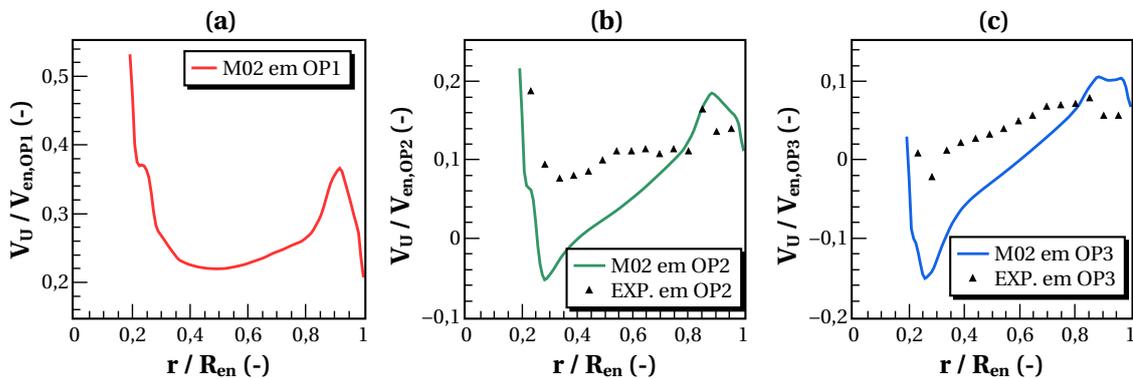


Figura 21 – Distribuição da componente tangencial da velocidade no plano de entrada do tubo de sucção nos pontos de operação: (a) OP1, (b) OP2 e (c) OP3.

De forma geral, os resultados numéricos obtidos pelo ANSYS CFX subestimaram a velocidade tangencial, principalmente na porção inicial do plano estudado. Por exemplo, no melhor ponto de operação, OP2, os dados da bancada de teste mostraram um perfil de velocidade normalizada quase constante, próximo de 0,1, em toda a região central do plano de entrada. Enquanto que os resultados do ANSYS CFX mostram um perfil crescente de velocidade, desde um valor negativo em aproximadamente  $r/R_{sec}$  igual a 0,3, até valores próximos do experimental em  $r/R_{sec}$  igual a 0,8.

Para tentar corrigir o problema, foi realizado um estudo de dois parâmetros da turbina: o ângulo das pás do rotor,  $\alpha$ , e a velocidade de rotação,  $n$ . Variando-se seus valores, a intenção foi alterar o triângulo de velocidades no bordo de fuga das pás do rotor, e

com isso, modificar o perfil da componente de velocidade tangencial. As análises foram realizadas no OP2 e os resultados são mostrados nos gráficos da Fig. 22.

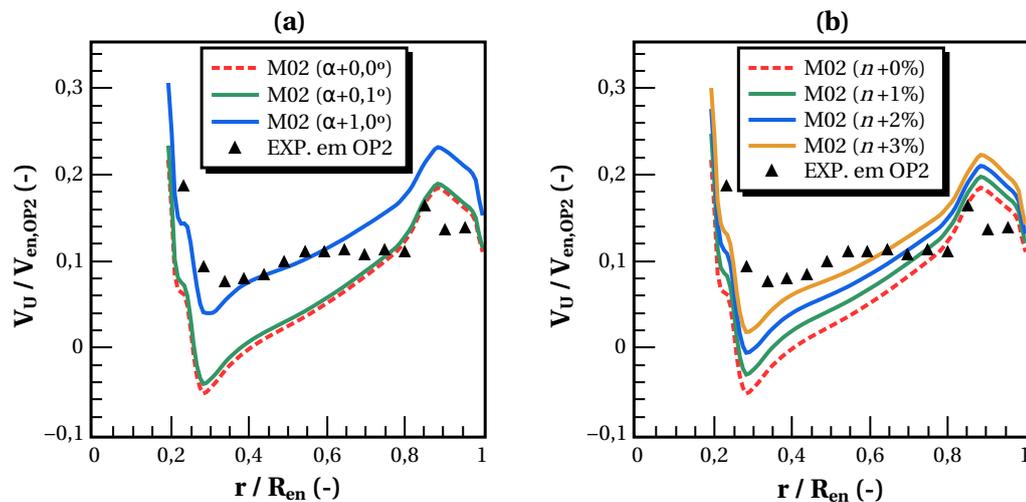


Figura 22 – Distribuição da componente tangencial da velocidade em OP2 após modificação do triângulo de velocidades (a) pelo ângulo da pá e (b) pela velocidade de rotação.

Como esperado, aumentar os valores de  $\alpha$  e  $n$  teve um efeito positivo nos resultados numéricos obtidos no ANSYS CFX. Por exemplo, o aumento de  $1^\circ$  no valor de  $\alpha$  reduziu o erro relativo máximo de mais de 100% para aproximadamente 60% na primeira metade do plano de entrada. O mesmo ocorreu quando variou-se a velocidade de rotação do rotor, porém de forma menos pronunciada.

Contudo, embora os resultados na porção inicial do plano tenham melhorado, na região mais próxima à parede do tubo de sucção eles apresentaram uma piora. O motivo foi que a variação dos parâmetros acima só deslocou as curvas dos perfis de  $V_U$  para cima ou para baixo, quando o problema é, na verdade, a inclinação da curva na parte inicial. Assim, variar  $\alpha$  ou  $n$  não se mostrou eficiente em corrigir o perfil de velocidade tangencial da turbina no plano de entrada do tubo de sucção.

Por fim, os perfis de velocidade utilizados como condição de entrada para os estudos do tubo de sucção e suas extensões à jusante, discutidos no próximo capítulo, foram os originalmente obtidos pelo ANSYS CFX, sem modificações nos ângulos das pás do rotor ou de sua velocidade de rotação. Isso significa que comparações dos resultados com possíveis dados experimentais ficam prejudicadas, contudo, como todos os casos analisados serão submetidos às mesmas condições de entrada, as comparações entre eles ainda devem ser significativas.

## 6 Simulação do tubo de sucção

Uma vez determinadas as condições de entrada para o tubo de sucção, as análises principais deste trabalho podem ser realizadas. Neste capítulo, serão discutidos, inicialmente, os diferentes domínios que foram utilizados nas simulações, principalmente as geometrias de suas extensões, condições de contorno e motivações para seu uso.

Após o estudo da discretização espacial do domínio, serão discutidos os efeitos das condições de contorno em duas das extensões estudadas e, por fim, os casos serão divididos em dois grupos para que sejam feitas as comparações: os com apenas um tubo de sucção e os com três tubos de sucção.

A maior parte das análises serão baseadas nos perfis médios de velocidade ao longo do domínio, na topologia do campo de velocidade nas extensões, nas perdas de carga dentro do tubo de sucção e na evolução do coeficiente de perdas, pois são algumas das informações disponíveis nos testes experimentais.

### 6.1 Parâmetros da simulação

#### 6.1.1 Domínio do tubo de sucção

O domínio do tubo de sucção estudado neste trabalho, mostrado na Fig. 23 abaixo, possui uma geometria divergente, inicialmente cônica mas cuja seção transversal muda gradualmente para o formato quadrado. Além disso, ele ainda contém uma pequena parte do cubo do rotor, que deve ser prontamente modelado durante a criação da malha.

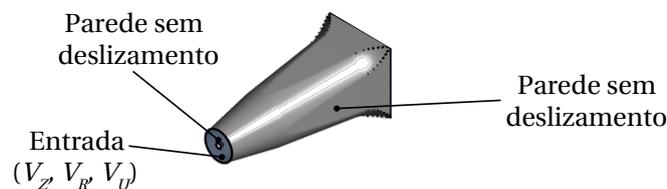


Figura 23 – Detalhes do domínio do tubo de sucção.

A condição de contorno na entrada foi definida pelos perfis de velocidade em coordenadas cilíndricas discutidas no capítulo anterior, e a intensidade e comprimento da turbulência especificadas como sendo iguais a 10%. Além disso, em todas as simulações dos tubos de sucção a seguir foi utilizado o modelo de turbulência  $k - \omega$  SST. Nas paredes, uma condição de não deslizamento foi utilizada, porém, uma velocidade equivalente à rotação da turbina foi imposta ao cubo do rotor. As condições de contorno na saída são explicadas juntamente com as extensões, a seguir.

### 6.1.2 Domínio das extensões na saída

O objetivo principal deste trabalho foi entender o impacto que a modelagem da geometria da extensão na saída do tubo de sucção pode causar em seu desempenho. Assim, foram propostas quatro geometrias diferentes, baseadas em outros trabalhos, no aparato experimental utilizado nas análises experimentais e no caso real de uma turbina bulbo numa usina hidrelétrica, como explicado a seguir.

#### 6.1.2.1 Modelo de Base - BM

A primeira extensão analisada, mostrada na Fig. 24, é bastante comum em trabalhos que estudam o tubo de sucção de uma turbina bulbo (COELHO, 2006; GUÉNETTE et al., 2012; JOŠT; ŠKERLAVAJ, 2014; TAHERI, 2015; WILHELM et al., 2016), e mesmo de outros tipos de turbina (BÉLANGER-VINCENT, 2010; DUPRAT, 2010), de forma que é considerada a geometria de referência nesse trabalho.

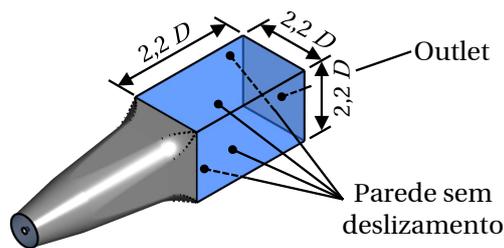


Figura 24 – Detalhes do domínio utilizado no Modelo de Base, BM.

Como visto na Fig. 24, a geometria consiste simplesmente em uma extensão reta logo após a saída do tubo de sucção. Suas paredes são configuradas com a condição de não deslizamento, exigindo, portanto, a criação de uma malha refinada próxima à essa região. No plano de saída do domínio, a condição *outlet* baseada na pressão estática relativa especificada na saída foi *sempre* utilizada.

A extensão reta é adicionada em muitos dos estudos de tubos de sucção para gerar estabilidade na solução numérica. Devido à sua simplicidade e robustez, a geometria BM foi utilizada no estudo da discretização espacial do tubo de sucção, como será discutido mais à frente.

#### 6.1.2.2 Tanque Longo - TL

A segunda extensão, por sua vez, é uma simplificação da geometria da bancada de testes experimentais em escala da turbina bulbo, tendo sido estudada em Avellan (2000), Mauri (2002) e Payette (2008). Como mostra a Fig. 25, existe uma pequena extensão

reta logo após a saída do tubo de sucção, seguida de uma longa extensão cilíndrica, que representa o tanque da bancada testes. A expansão abrupta entre os dois essas duas partes da extensão foi um dos aspectos analisados neste trabalho, pois ela introduz algumas descontinuidades no escoamento que podem aumentar suas perdas de carga.

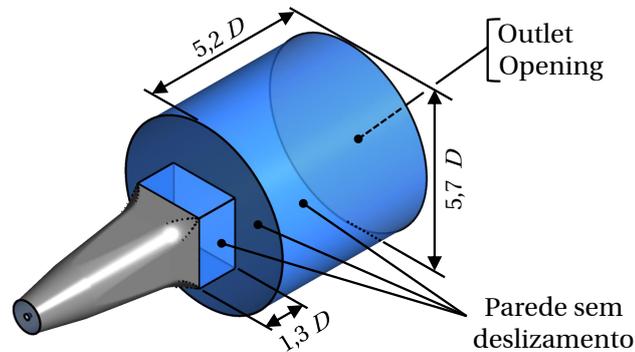
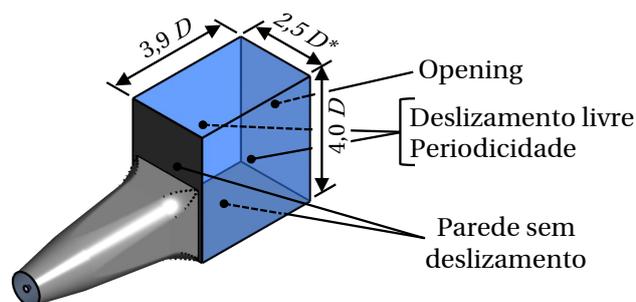


Figura 25 – Detalhes do domínio utilizado no modelo Tanque Longo, TL.

As condições de contorno utilizadas no modelo TL são similares às do BM, exceto as condições na saída do domínio. Por motivos a serem discutidos no item 6.3.1, além da condição *outlet* baseada numa pressão estática relativa especificada, essa região também foi configurada com a condição *opening*, cuja pressão é especificada e a direção do escoamento é normal à superfície.

### 6.1.2.3 Tubo de sucção Simples - ST

Baseada na geometria encontrada no caso real de uma turbina bulbo instalada numa usina hidrelétrica, a terceira geometria analisada é mostrada na Fig. 26. Ela é composta por uma extensão retangular, reta, porém maior que a saída do tubo de sucção, como se estivesse submersa no canal de fuga. Como no caso TL, existe uma variação abrupta na área do escoamento que deve causar algumas descontinuidades, mas, a assimetria da extensão é mais um elemento que pode influenciar seu comportamento.



\*Dependendo do caso, este valor também pode ser 2,8 ou 3,1 D

Figura 26 – Detalhes do domínio utilizado no modelo Tubo de sucção Simples, ST.

O plano de saída do domínio ST foi modelado da mesma forma que o caso TL, por razões similares. As outras superfícies, no entanto, foram modeladas de forma diferente. A superfície superior da extensão foi definida como uma parede *sem* deslizamento, posicionada distante do escoamento principal, para reduzir a sua interferência. A superfície na parte de baixo da extensão e a adjacente ao tubo de sucção foram definidas como uma parede *com* deslizamento, simulando a superfície da barragem.

No caso das superfícies laterais, várias combinações de condições de contorno foram utilizadas para entender o efeito de restringir o movimento lateral do escoamento. Assim, foram analisadas três larguras diferentes do domínio: 2,5, 2,8 e 3,1  $D$ , onde  $D$  é o diâmetro do rotor da turbina. Além disso, as superfícies foram analisadas tanto como paredes sem deslizamento quanto como com condições de periodicidade translacional, como se houvesse um conjunto de turbinas posicionadas lado a lado.

#### 6.1.2.4 Três Tubos de sucção - TT

Por fim, pensando em estender a análise do caso ST modelado com superfícies laterais periódicas, a última extensão analisada corresponde a três dessas geometrias postas lado a lado, como mostra a Fig. 27.

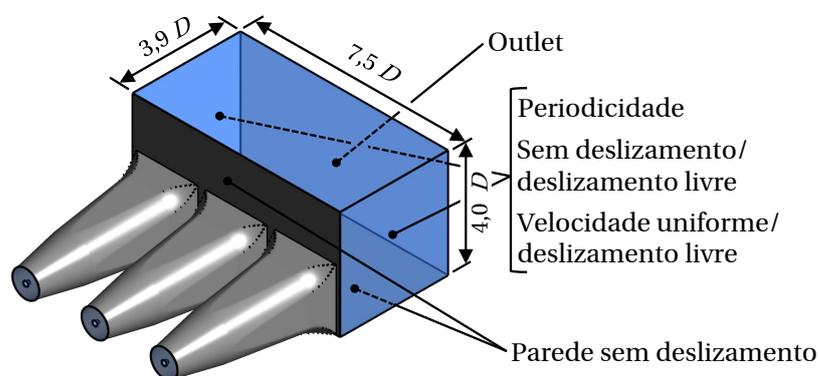


Figura 27 – Detalhes do domínio utilizado no modelo Três Tubos de sucção, TT.

A vantagem de tal modelo é estudar a influência de uma turbina sobre as outras quando elas operam em diferentes condições, algo impossível com apenas um tubo de sucção. Além disso, o domínio mais largo implica em superfícies laterais mais distantes da máquina central, de forma que outras condições de contorno puderam ser utilizadas, como combinações de paredes sem/com deslizamento e a presença de um escoamento cruzado uniforme. Todas as outras superfícies foram modeladas segundo o caso ST. Um esquema com todas as combinações de domínio e condições de contorno estudadas neste trabalho pode ser encontrado no APÊNDICE A.

### 6.1.3 Dados analisados

Uma das grandes vantagens de se utilizar uma abordagem numérica ao invés da experimental é a grande quantidade de informações disponíveis sobre o escoamento estudado, prontamente disponíveis na solução do problema. Neste trabalho, as principais informações obtidas foram os perfis de velocidade e pressão médios calculados em sete planos ao longo do domínio e a evolução da pressão em cinquenta planos transversais. Além de servirem para avaliar o comportamento do escoamento nas diferentes extensões estudadas, essas quantidades serviram para o cálculo das perdas de carga e, conseqüentemente, eficiência da máquina com as diferentes extensões.

#### 6.1.3.1 Perdas de carga baseadas em perfis

A primeira forma de se calcular as perdas de carga no tubo de sucção com as diversas extensões é similar à abordagem experimental utilizada pela *General Electric*, baseada na norma internacional IEC (1999). Para tanto, sete planos circulares foram posicionados ao longo do domínio tubo de sucção mais extensão, como mostra a Fig. 28.

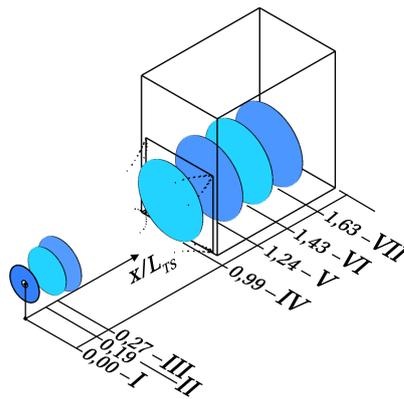


Figura 28 – Detalhe da divisão dos planos circulares em seções anulares..

Para obter um resultado condizente com a medição da sonda de pressão de cinco furos discutida em Duquesne et al. (2013), os planos foram divididos, similar ao plano de entrada do Capítulo 5, em cinquenta seções anulares de mesma espessura, como mostra a Fig. 29. Em cada um dos anéis, a média da velocidade e da pressão foi calculada.

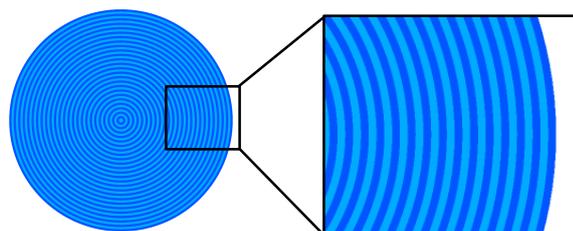


Figura 29 – Distribuição dos cinquenta planos transversais ao longo do domínio.

Nos planos após o tubo de sucção, os valores médios serviram apenas para comparar a influência da geometria nos campos de velocidade e pressão do escoamento. Contudo, os quatro planos circulares dentro do tubo de sucção, incluindo o plano de entrada, situam-se nos mesmos locais dos planos de sondagem experimentais, de modo que as medições nesses planos foram utilizadas para o cálculo das perdas de carga segundo o método da norma IEC (1999). Assim, nos planos I, II e III, a carga estática é avaliada como:

$$H_{stat,PLANO} = \frac{1}{g Q} \iint_S \left( \frac{\langle p \rangle}{\rho} \right) u_Z dS \quad (6.1)$$

onde  $\langle p \rangle$  é a pressão estática média em cada seção anular do plano considerado e  $u_Z$  é a componente axial da velocidade. A carga dinâmica é calculada pela Eq. (6.2) a seguir:

$$H_{din,PLANO} = \frac{1}{g Q} \iint_S \left( \frac{1}{2} \langle u_i \rangle \langle u_i \rangle \right) u_Z dS \quad (6.2)$$

onde  $\langle u_i \rangle$  é o valor médio de cada componente da velocidade nas seções anulares.

No plano próximo à saída do tubo de sucção, plano IV, as cargas estática e dinâmica são calculadas de forma diferente porque, nesse local, a sonda de pressão de cinco furos não é utilizada nos experimentos. No caso da carga estática, o que se faz é aproximá-la pelo valor médio de doze tomadas de pressão na parede do tubo de sucção. Numericamente, isso correspondeu à utilizar Eq. (6.3).

$$H_{stat,IV} = \frac{1}{\rho g} \sum_{i=1}^{12} \frac{p_i}{12} \quad (6.3)$$

onde  $p_i$  é a pressão estática na  $i$ -ésima tomada.

Já a pressão dinâmica é aproximada pelo valor da velocidade axial média no plano IV, calculada através da vazão mássica,  $Q$ , e da área da seção transversal,  $S_{IV}$ , ou seja:

$$H_{din,IV} = \frac{1}{\rho g} \left[ \frac{1}{2} \rho \left( \frac{Q}{S_{IV}} \right)^2 \right] \quad (6.4)$$

A carga total,  $H_{tot}$ , é a soma da carga estática e dinâmica em cada um dos planos, e a perda de carga entre quaisquer dois planos é definida simplesmente como a diferença da carga total entre eles. No caso da perda de carga total no tubo de sucção, segundo a norma IEC (1999), ela pode ser definida conforme a Eq. (6.5) a seguir:

$$\Delta H_{TS} = H_{tot,IV} - H_{tot,I} \quad (6.5)$$

Por fim, a eficiência da máquina, avaliada a partir das perdas de carga, pode ser calculada como:

$$\eta = 1 - \frac{\Delta H_{TS} + \Delta H_{GV+RU}}{H_n} \quad (6.6)$$

onde  $\Delta H_{GV+RU}$  é a perda de carga entre a entrada do distribuidor e o plano de saída do rotor (entrada do tubo de sucção). Esse valor foi obtido nos resultados do Capítulo 5 e serviu para o cálculo de  $\eta^*$ . De forma geral,  $\Delta H_{GV+RU}$  depende do ponto de operação.

### 6.1.3.2 Perdas de carga baseadas em seções

A desvantagem de se calcular as perdas de carga e a eficiência da máquina pelo método acima é que, apesar de ser baseado na metodologia experimental descrita em IEC (1999), muitas das informações do escoamento são perdidas ao se utilizarem médias nas seções anulares. Além disso, a distância entre os planos dificulta a análise da evolução das perdas no tubo de sucção e na extensão. Assim, outra forma de avaliar as perdas de carga e a eficiência foi inserindo cinquenta planos/seções transversais igualmente espaçadas nos diferentes domínios estudados, como mostra a Fig. 30.

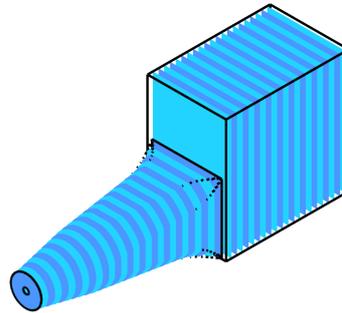


Figura 30 – Distribuição dos cinquenta planos transversais ao longo do domínio.

Nesses planos, os valores das cargas estática e dinâmica foram definidos a partir das médias baseadas na vazão mássica como calculada pelo próprio ANSYS CFX, ou seja, sem a aproximação das seções anulares do método anterior. Esperou-se, assim, que esses resultados fossem mais realistas, embora menos comparáveis com os dados experimentais. A carga estática,  $H_{stat,sec}$ , é definida como:

$$H_{stat,sec} = \frac{1}{g Q} \iint_S \left( \frac{p}{\rho} \right) u_Z dS \quad (6.7)$$

onde *sec* indica a seção transversal. A carga dinâmica é definida como:

$$H_{din,sec} = \frac{1}{g Q} \iint_S \left( \frac{1}{2} u_i^2 \right) u_Z dS \quad (6.8)$$

As perdas de carga,  $\Delta H_{tot}$ , foram calculadas em relação ao plano de entrada, I, para entender a sua evolução ao longo de todo o domínio, e ao plano de saída, IV, para o efeito de cada extensão. De toda maneira, ao invés de comparar valores absolutos, foi comparado um coeficiente de perda adimensional,  $\chi$ , dado por:

$$\chi = \frac{H_{tot,sec} - H_{tot,ref}}{H_{din,ref}} \quad (6.9)$$

onde o subscrito *ref* indica o plano de referência.

## 6.2 Convergência da malha

Uma vez que as condições de contorno estão todas definidas, inclusive com os perfis de velocidade na entrada do tubo de sucção discutidas no Capítulo 5, foi realizado o estudo da discretização espacial do domínio, utilizando para tanto o caso BM em OP2. Dentre as várias variáveis monitoradas nas simulações, as mais importante para considerar a convergência do resultado foram a pressão estática nas doze tomadas no plano IV, as perdas de carga nos planos de prova e a eficiência do tubo de sucção.

Foram geradas cinco malhas, com elementos hexaédricos, no programa ANSYS ICEM, como mostra a Fig. 31. Junto às paredes, onde a condição de não deslizamento foi aplicada, as malhas foram refinadas para garantir a aplicação correta do modelo de turbulência  $k - \omega$  SST. Além disso, a malha próxima a entrada do domínio também foi refinada para capturar os gradientes nessa região.

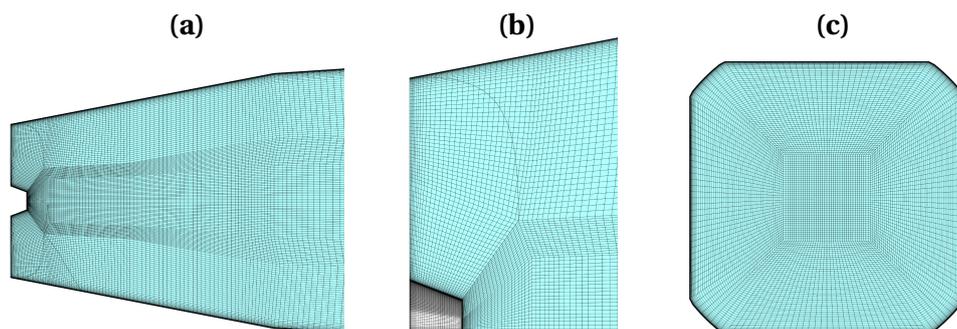


Figura 31 – Detalhe da malha do tubo de sucção. (a) seção longitudinal, (b) detalhe da entrada e (c) plano de saída.

A Tabela 3 mostra a quantidade de elementos em cada malha e os resultados de  $y^+$  médio e máximo na superfície do domínio. Pode ser visto pelos contornos da Fig. 32 que os maiores valores de  $y^+$  encontram-se próximo à entrada, onde a velocidade do escoamento é mais elevada. Entretanto, da malha M03 em diante, esses valores já estão razoavelmente baixos em todo o domínio.

Tabela 3 – Resultados do estudo de convergência das malhas do tubo de sucção.

Malha	Número de Elementos [ $\times 10^6$ ]	$y^+$ Médio	$y^+$ Máximo
M01	0,58	19,4	43,25
M02	1,09	9,6	22,38
M03	2,30	4,7	12,46
M04	3,26	4,7	12,87
M05	4,87	1,9	6,20

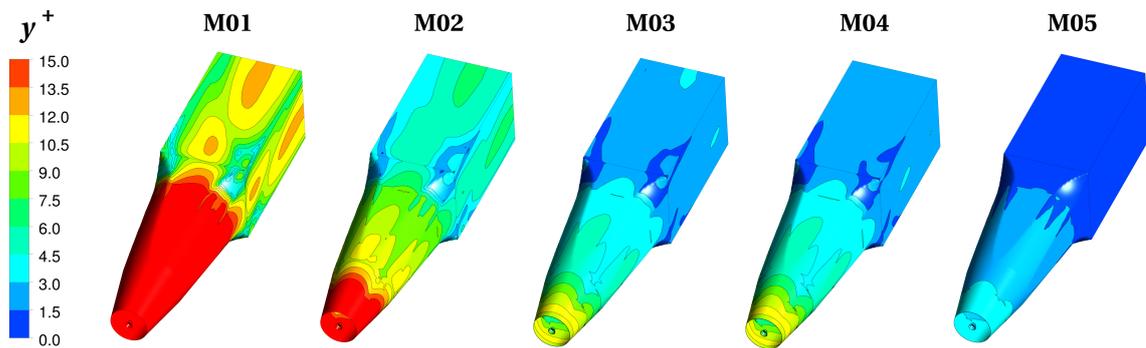


Figura 32 – Gráficos de contorno de  $y^+$  nas cinco malhas de BM estudadas.

Analisando os perfis das três componentes cilíndricas da velocidade nos três planos circulares dentro do tubo de sucção, mostradas nas Figs. 33 a 35, normalizadas pela velocidade média no plano de entrada, nota-se que os resultados de todas as malhas coincidem em todos os planos. A única exceção é a velocidade radial no plano IV, provavelmente devido à utilização de um plano de medição circular numa seção transversal quase quadrada. De todo modo, a velocidade radial é muito menor que as outras componentes, de forma que essas diferenças são insignificantes no resultado final.

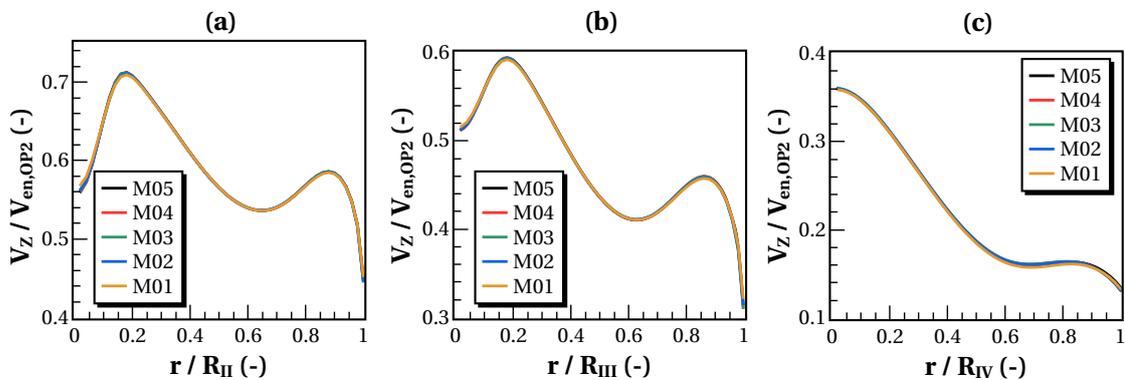


Figura 33 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) II, (b) III e (c) IV, para as cinco malhas de BM estudadas.

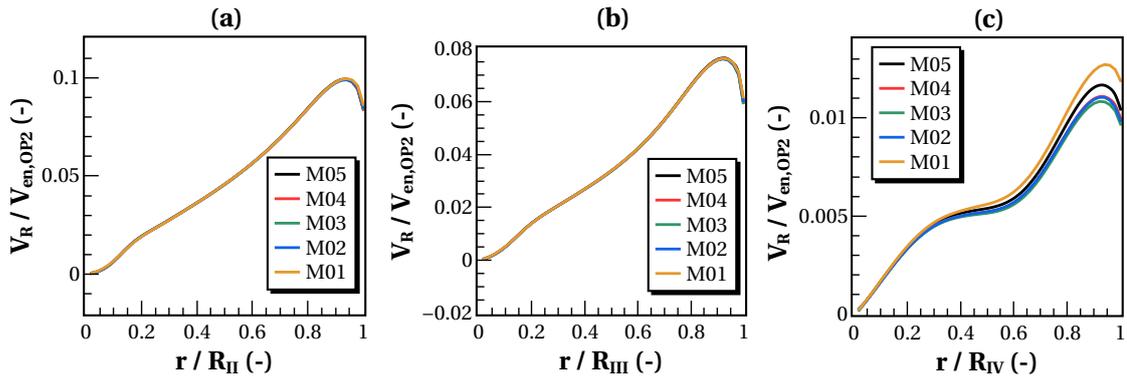


Figura 34 – Distribuição da componente radial do vetor velocidade nos planos (a) II, (b) III e (c) IV, para as cinco malhas de BM estudadas.

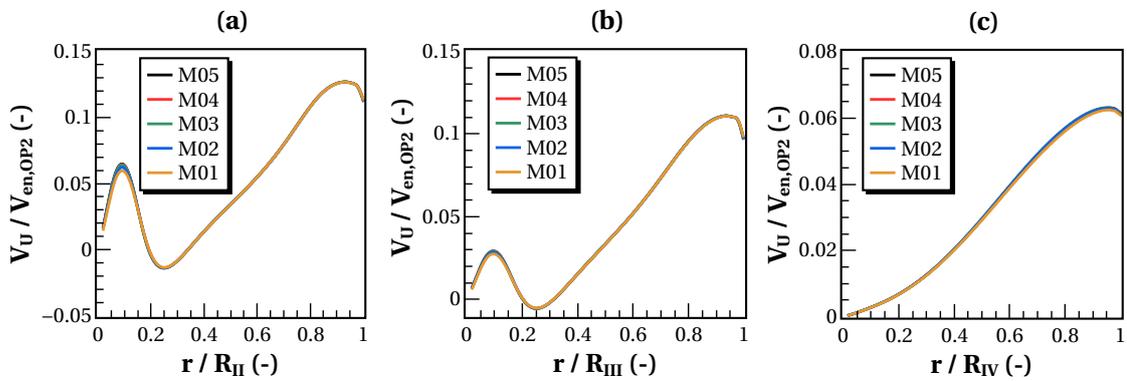


Figura 35 – Distribuição da componente tangencial do vetor velocidade nos planos (a) II, (b) III e (c) IV, para as cinco malhas de BM estudadas.

No caso da discretização espacial da extensão, os resultados são mostrados nas Figs. 36 a 38. Novamente, as únicas diferenças ocorreram na componente radial da velocidade e na região mais próxima às paredes, indicando que o problema deve ter sido realmente a aproximação do plano quadrado por uma seção circular.

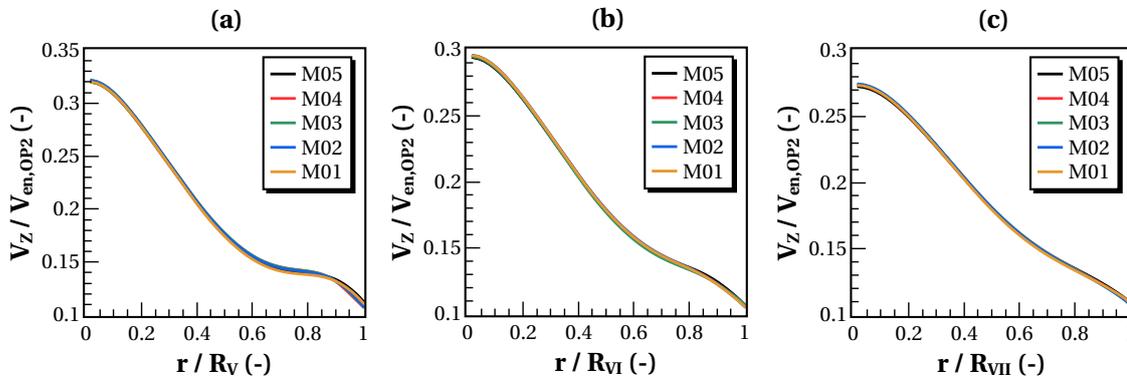


Figura 36 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, para as cinco malhas de BM estudadas.

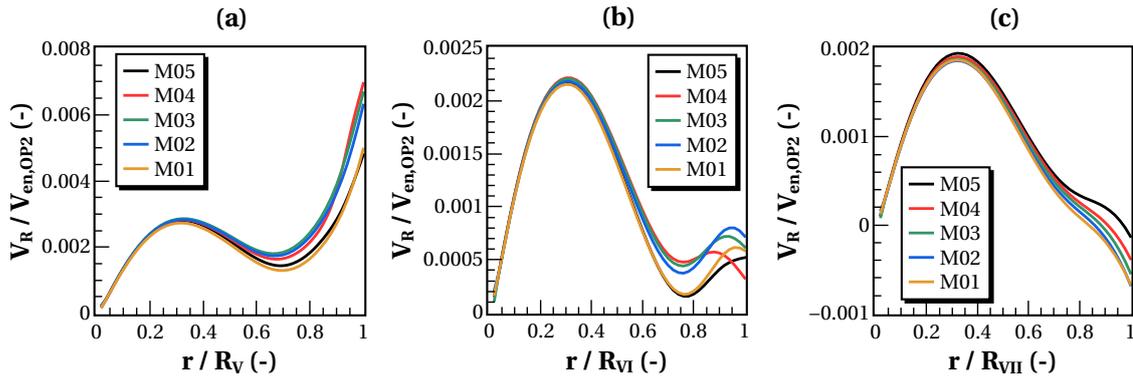


Figura 37 – Distribuição da componente radial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, para as cinco malhas de BM estudadas.

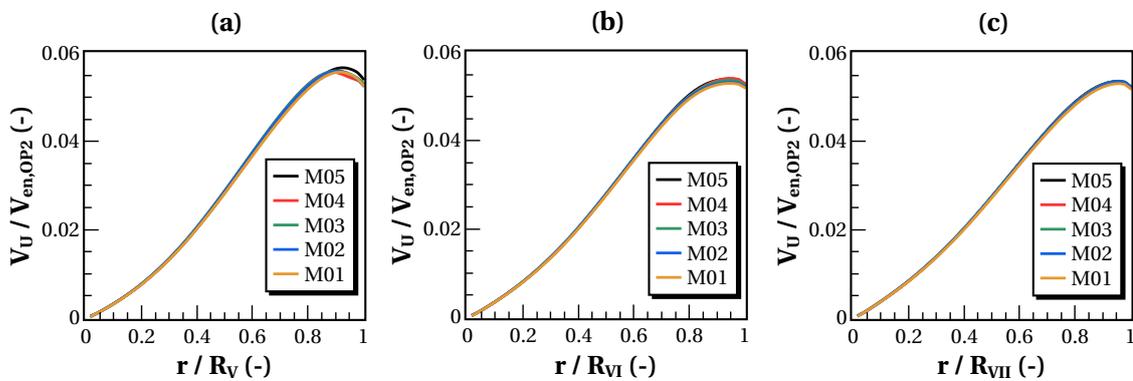


Figura 38 – Distribuição da componente tangencial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, para as cinco malhas de BM estudadas.

Para determinar as perdas de carga no tubo de sucção segundo a metodologia experimental adotada pela *General Electric*, foi necessário calcular a média da pressão estática em doze tomadas de pressão posicionadas na parede do plano IV, conforme a Eq. (6.3). Os seus valores foram monitorados durante a solução e os resultados de cada malha são mostrados na Fig. 39.

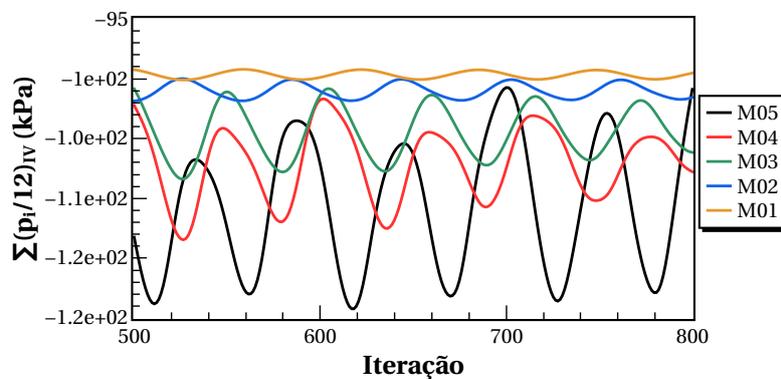


Figura 39 – Evolução da média das pressões estáticas na parede do plano IV.

É possível observar na Fig. 39 que, em todos os casos, as médias da pressão estática

variaram ao longo da simulação, aumentando a amplitude a medida que malha era refinada. Entretanto, analisando as últimas 300 iterações, as flutuações desses valores se mantiveram relativamente estáveis, indicando a convergência da solução. Assim, ao invés de utilizar o valor da média na última iteração na aplicação da Eq. (6.3), foi utilizada a média das últimas 300 iterações. Os resultados para a perda de carga no tubo de sucção segundo a metodologia da norma IEC (1999) são mostrados na Tab. 4.

Tabela 4 – Resultados do estudo de convergência das malhas do tubo de sucção.

Malha	$-\Delta H_{stat, TS}$ [m.c.a.]	$\Delta H_{din, TS}$ [m.c.a.]	$\Delta H_{TS}$ [m.c.a.]	$\eta^*$ [%]
M01	2,2843	2,3678	0,0836	101,58
M02	2,2824	2,3693	0,0869	101,48
M03	2,2827	2,3711	0,0884	101,43
M04	2,2851	2,3729	0,0879	101,45
M05	2,2864	2,3730	0,0866	101,48

As diferenças das perdas de carga no tubo de sucção entre as malhas são pequenas, como mostra a Tab. 4. As eficiências da máquina normalizada por OP2,  $\eta^*$ , também foram muito próximas, até porque a maior parte das perdas veem do conjunto distribuidor e rotor, no melhor ponto de operação. No geral, elas foram superestimadas em 1,5%, mas é possível afirmar que o refinamento da malha teve pouco impacto nos seus resultados.

Por fim, a evolução do coeficiente de perdas,  $\chi$ , ao longo do domínio foi também analisado. Os gráficos da Fig. 40 mostram os resultados tanto em relação ao plano de entrada, I, quanto o plano de saída, IV. Em ambos os casos, o eixo das abcissas representa a distância normalizada para o plano de entrada do tubo de sucção,  $x/L_{TS}$ .

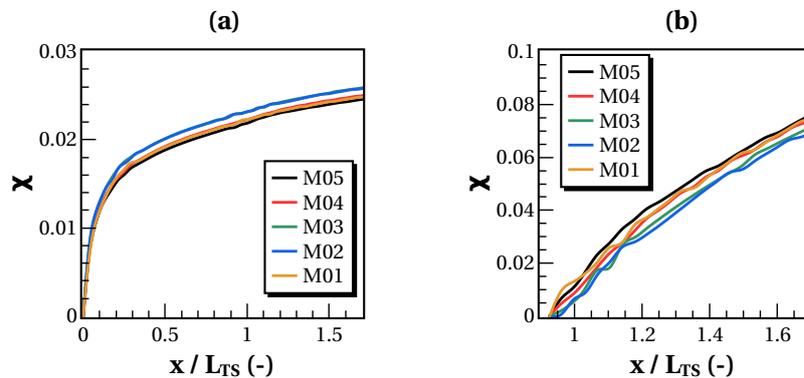


Figura 40 – Evolução do coeficiente de perda adimensional,  $\chi$ , (a) em relação ao plano I e (b) em relação ao plano IV, para as cinco malhas estudadas.

Os gráficos mostram pouca sensibilidade dos resultados para o refinamento da malha, com os maiores desvios ocorrendo nas malhas M02 e M03. Assim, com base no que

foi obtido com diferentes níveis de discretização espacial do domínio, a malha M04 foi escolhida como o padrão para os outros domínios e simulações.

### 6.3 Análise das condições de contorno das extensões

Antes de comparar os resultados obtidos para as diferentes extensões, as simulações iniciais dos escoamentos em cada caso apresentaram algumas características que poderiam ser influenciadas pelas condições de contorno e geometria utilizadas nas extensões dos domínios. De forma semelhante ao que Payette (2008) fez quando analisou o caso do difusor cônico ERCOFTAC, foram realizados alguns estudos das condições de contorno das extensões nos casos TL e ST.

#### 6.3.1 Saída do domínio

Utilizando as mesmas condições de contorno de BM no caso TL, ou seja, paredes externas da extensão sem deslizamento e a saída como *outlet*, com a pressão relativa ajustada para a pressão atmosférica, a solução do ANSYS CFX apresentou alguns problemas durante o processo iterativo, devido, principalmente, à criação de paredes artificiais para barrar a entrada de escoamento pela saída do domínio. Analisando as linhas de contorno no plano longitudinal da turbina, mostradas na Fig. 41, fica claro que as razões desse comportamento foram as zonas de recirculação na parte externa da região cilíndrica.

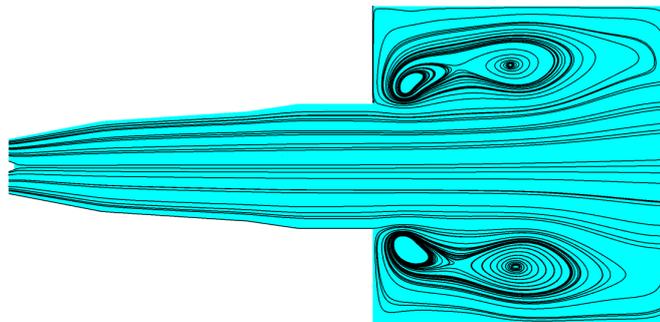


Figura 41 – Linhas de contorno no plano longitudinal de TL com as mesmas condições de contorno de BM, operando em OP2.

As zonas de recirculação eram esperadas, sendo um efeito da mudança de área repentina do escoamento. Contudo, a preocupação foi que a inserção de paredes artificiais influenciasse os resultados. Optou-se, então, por utilizar uma condição *opening* na saída da extensão. Em relação à condição *outlet*, a vantagem de se utilizar *opening* é que esta última permite que o escoamento flua em ambos os sentidos, tanto para dentro quanto para fora do domínio (ANSYS, 2016). A Fig. 42 mostra a comparação do campo de velocidade utilizando cada uma dessas condições.

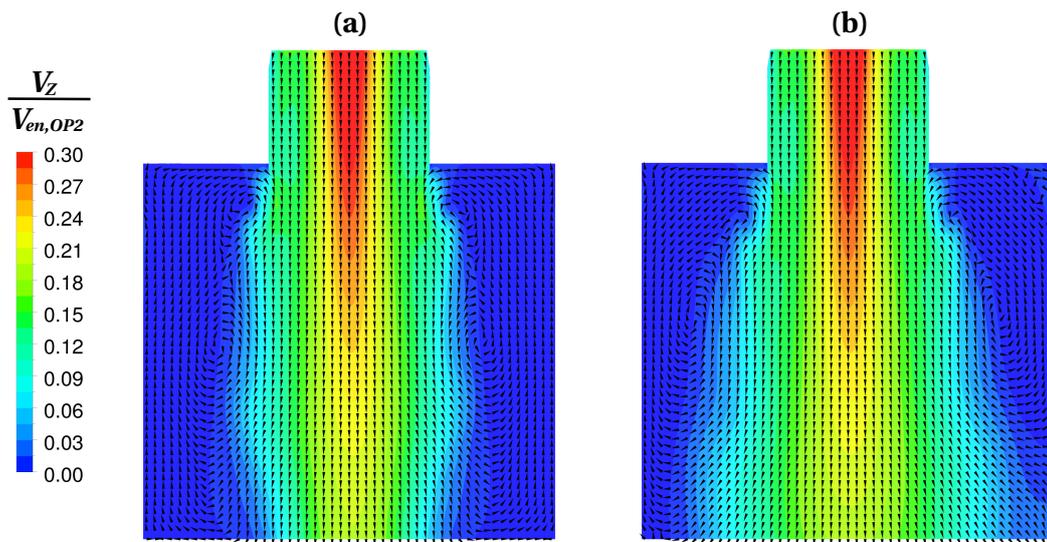


Figura 42 – Campo de velocidade no plano longitudinal da extensão TL utilizando tanto (a) *outlet* quanto (b) *opening*, na condição de operação OP2.

É possível observar na Fig. 42 que a topologia do escoamento mudou consideravelmente com a condição de contorno na saída. Por exemplo, o caso *outlet* restringiu a expansão do escoamento na extensão, justamente por causa do posicionamento da zona de recirculação. No caso *opening*, as setas indicam que a recirculação atravessa a superfície.

Para entender a influência das condições da saída na região central do jato d'água que deixa o tubo de sucção, foram analisados os gráficos da distribuição das médias de cada componente da velocidade nos planos V, VI e VII, como mostram as Figs. 43 a 45. Neles, fica claro que apesar dos campos de velocidade serem diferentes, o impacto de se utilizar *outlet* ou *opening* na parte central do escoamento é bem reduzida. A maior diferença ocorreu justamente na componente radial da velocidade, mas mais próximo às zonas de recirculação.

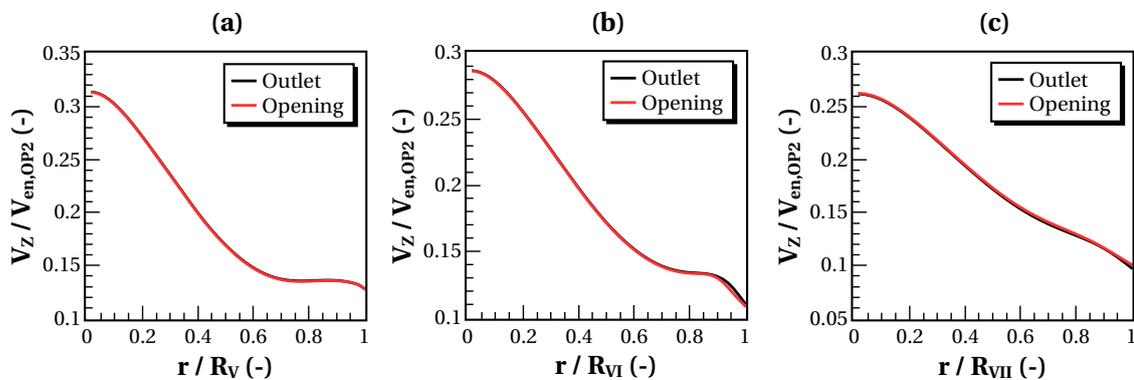


Figura 43 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, para as condições *outlet* e *opening* no domínio TL em OP2.

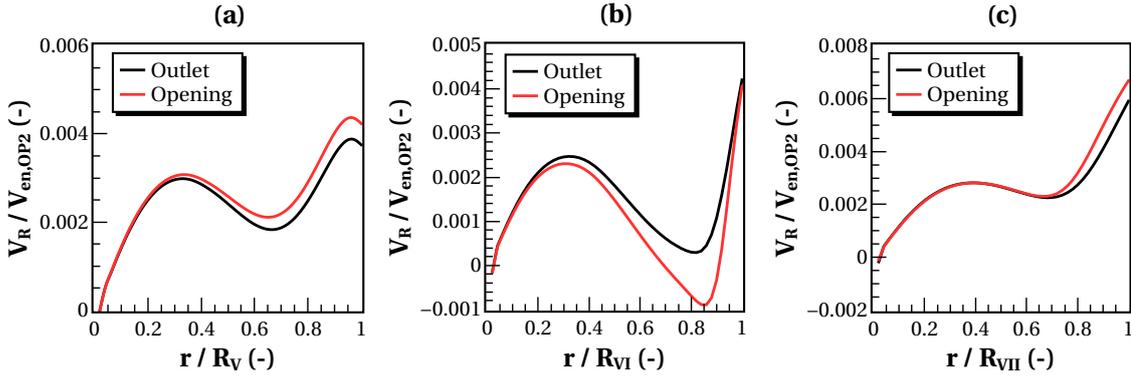


Figura 44 – Distribuição da componente radial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, para as condições *outlet* e *opening* no domínio TL em OP2.

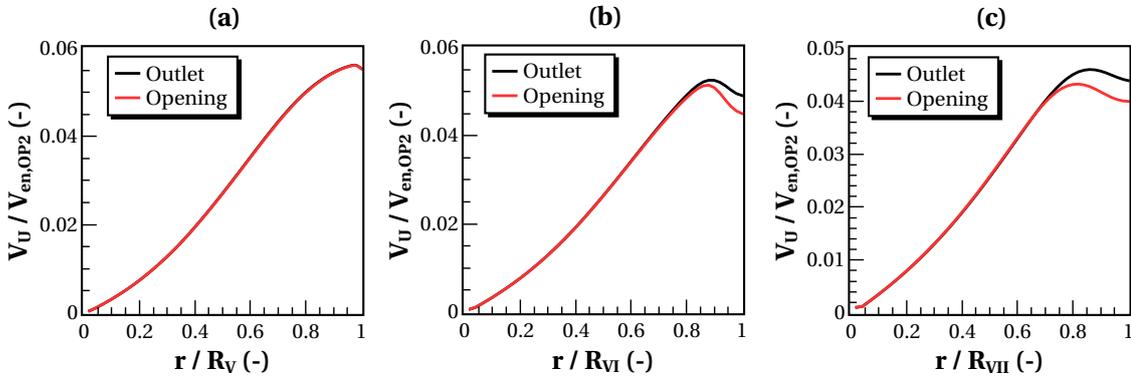


Figura 45 – Distribuição da componente tangencial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas condições *outlet* e *opening* no domínio TL em OP2.

Os resultados das perdas de carga e sua eficiência são mostrados na Tab. 5, enquanto que a evolução do coeficiente  $\chi$ , em relação ao plano I e IV, são mostrados na Fig. 46.

Tabela 5 – Perdas de carga e eficiência da máquina nos casos TL, em OP2, em duas condições de contorno na saída.

Caso	$-\Delta H_{stat, TS}$ [m.c.a.]	$\Delta H_{din, TS}$ [m.c.a.]	$\Delta H_{TS}$ [m.c.a.]	$\eta^*$ [%]
<i>Outlet</i>	2,2962	2,3729	0,0768	101,81
<i>Opening</i>	2,2976	2,3729	0,0754	101,85

As perdas de carga e eficiência da máquina ficaram bem próximas, assim como a evolução das perdas ao longo do domínio. Como o cálculo das perdas na Tab. 5 seguem a metodologia de IEC (1999),  $\Delta H_{din, TS}$  é constante, dependendo apenas do OP. Então, as diferenças são devido às flutuações de  $p$  no plano IV. De todo modo, apesar da influência das condições da contorno na saída terem sido desprezíveis, principalmente no que se refere às perdas de carga da turbina, a condição *opening* evitaria eventuais problemas na solução do problema pelo ANSYS CFX, sendo utilizada nas simulações que seguem.

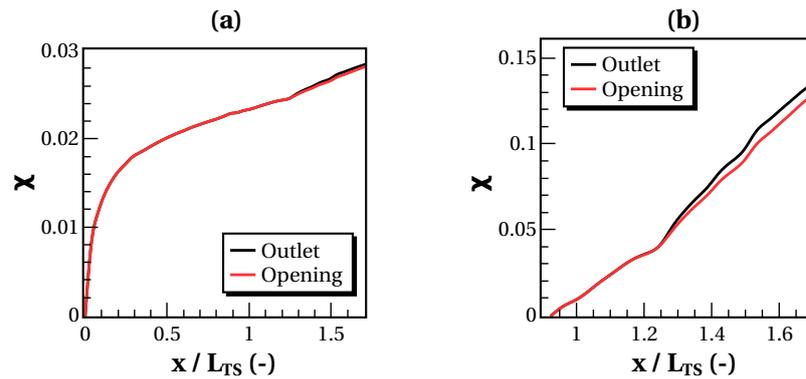


Figura 46 – Evolução do coeficiente  $\chi$  (a) em relação ao plano I e (b) em relação ao plano IV, nas condições *outlet* e *opening* no domínio TL em OP2.

### 6.3.2 Laterais do domínio

Nos casos BM e TL, os domínios são essencialmente simétricos em relação ao eixo da turbina e o escoamento é restringido pelas paredes em todas as direções. Contudo, no caso ST, similar ao que ocorre na realidade, a única restrição ao movimento é do fundo da barragem ou do rio. Na parte superior, existe uma interface água/ar, *não* modelada, e nas laterais, podem existir outras paredes ou a interação com outras turbinas.

Foram estudadas duas possibilidades para as condições de contorno nas superfícies laterais do caso ST: *deslizamento livre* (do inglês, *free slip*), que corresponderia ao caso do escoamento de duas turbinas adjacentes se somarem de forma que a velocidade resultante na interface fosse puramente axial; e o caso de *periodicidade*, que seria o mesmo de haverem várias turbinas, *iguais*, operando lado a lado. A Figura 47 mostra o campo de velocidade no plano longitudinal da extensão ST utilizando essas duas condições.

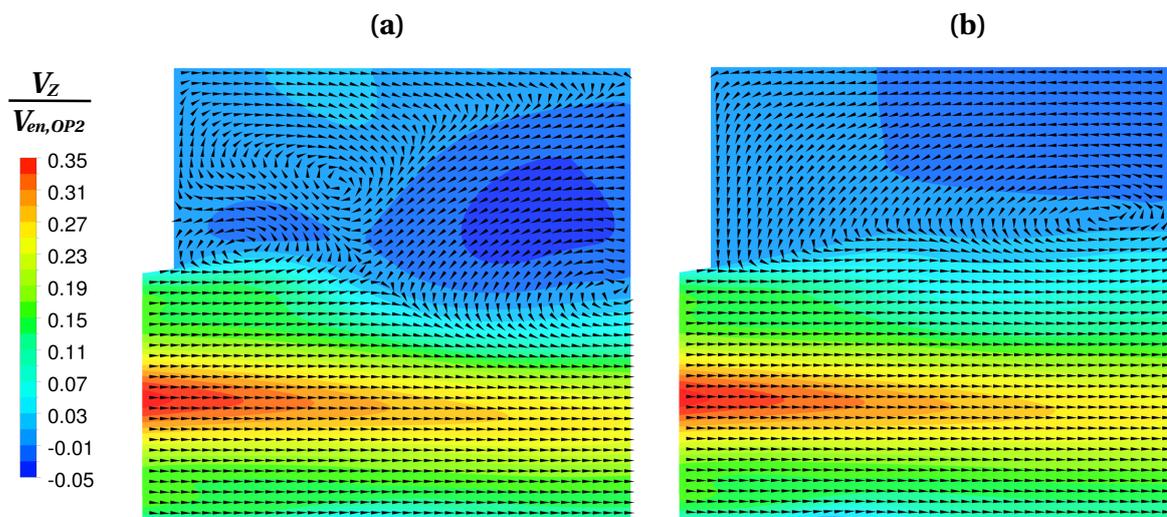


Figura 47 – Campo de velocidade no plano longitudinal da extensão ST utilizando tanto (a) *deslizamento livre* quanto (b) *periodicidade*, operando em OP2.

Nota-se da Fig. 47 que a região superior da extensão possui um escoamento bem mais complexo no caso com deslizamento livre. Por exemplo, é possível perceber ao menos três regiões de recirculação nesse caso, enquanto que com condições de periodicidade, existe apenas uma grande zona de recirculação acima do jato que deixa o tubo de sucção, como era de se esperar após a expansão abrupta. Em última análise, essa diferença alterou a expansão do escoamento à jusante, e possivelmente os resultados de perda de carga. Para entender as possíveis razões para isso, foi analisado o campo de velocidade no plano transversal correspondente a  $V$ , como mostra a Fig. 48.

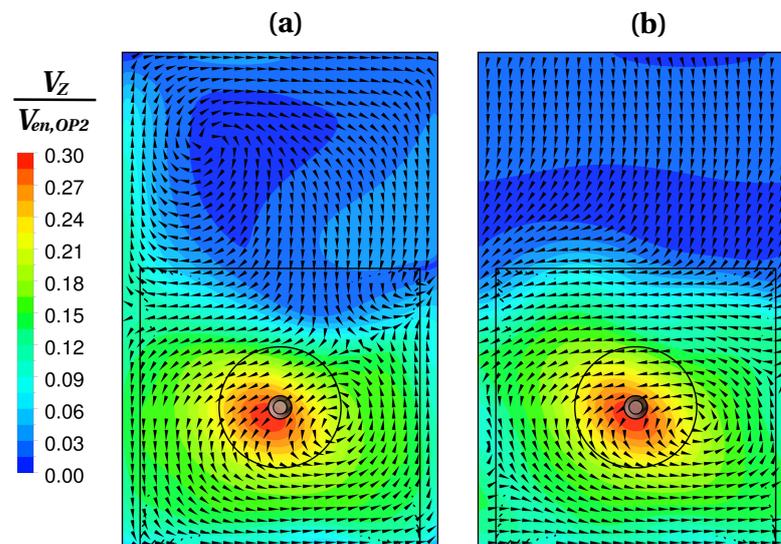


Figura 48 – Campo de velocidade no plano transversal  $V$  da extensão ST utilizando tanto (a) *deslizamento livre* quanto (b) *periodicidade*, operando em OP2.

A partir da Fig. 48, fica claro que o *swirl* é a razão para as diferenças encontradas. O movimento de rotação do escoamento, no caso com condições de periodicidade, criou uma região de troca de massa na parte superior e inferior do tubo de sucção, interagindo fracamente com a recirculação na parte de cima. Já as paredes no outro caso impuseram uma restrição a esse movimento lateral, de forma que surgiu um ponto de estagnação na superfície esquerda, e a rotação anti-horária do jato induziu uma rotação horária do escoamento na parte superior do domínio.

Essas condições de contorno também impactaram na distribuição da velocidade na região central do escoamento, como pode ser visto nas Figs. 49 a 51. Contrário ao que ocorreu no item 6.3.1, os valores médios de todas as componentes da velocidade se mostraram diferentes. Percebe-se que, via de regra, as velocidades são menores nas regiões mais externas do jato quando se utilizam condições de periodicidade, devido, provavelmente, ao movimento lateral nesse escoamento.

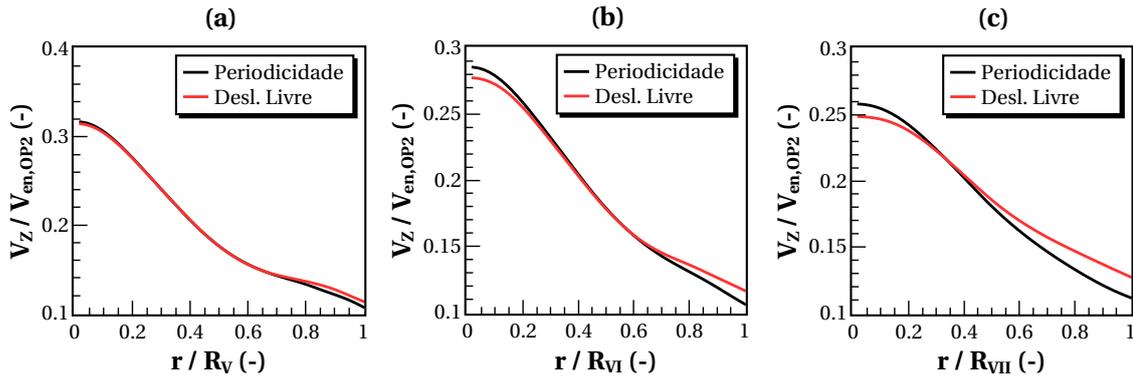


Figura 49 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas condições de *deslizamento livre* e *periodicidade* no domínio ST em OP2.

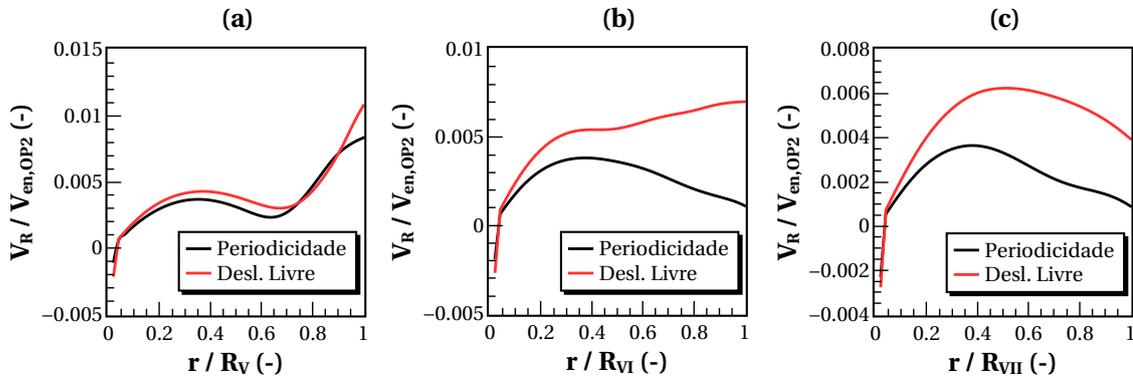


Figura 50 – Distribuição da componente radial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas condições de *deslizamento livre* e *periodicidade* no domínio ST em OP2.

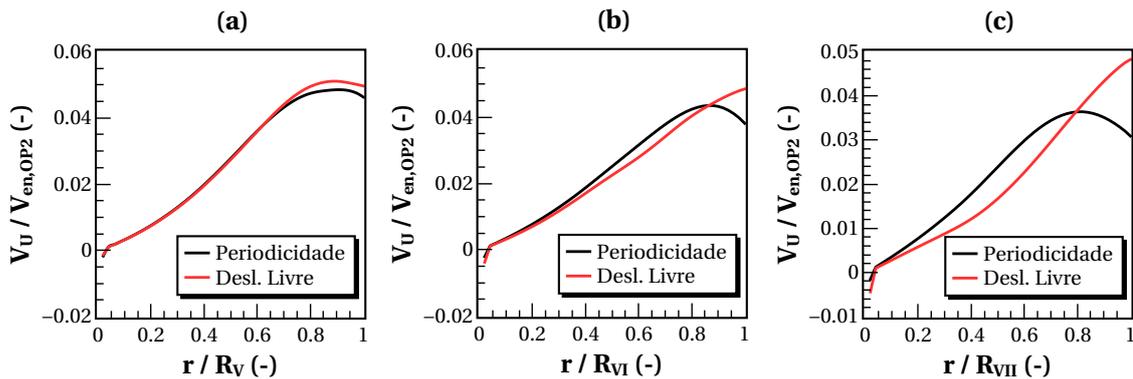
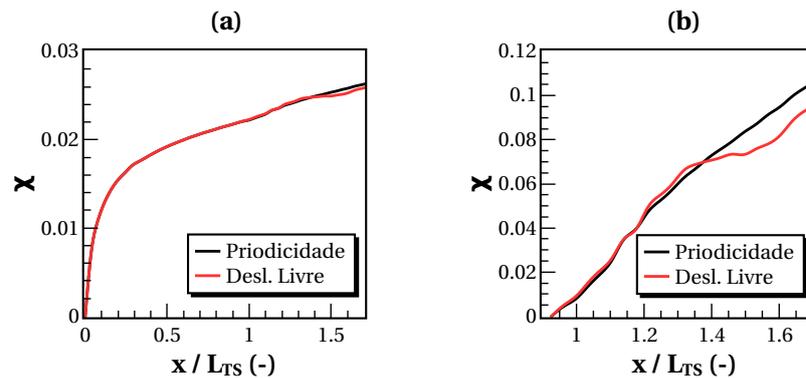


Figura 51 – Distribuição da componente tangencial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas condições de *deslizamento livre* e *periodicidade* no domínio ST em OP2.

No que se refere às perdas de carga, entretanto, os resultados foram similares aos do item 6.3.1, como mostra a Tab. 6 e os gráficos da evolução de  $\chi$  na Fig. 52. Contudo, tomando o plano IV como referência, a evolução de  $\chi$  apresenta algumas oscilações próximo ao plano de saída, possivelmente por causa da complexidade do escoamento.

Tabela 6 – Perdas de carga e eficiência da máquina nos casos ST, em OP2, em duas condições de contorno nas laterais.

Caso	$-\Delta H_{stat, TS}$ [m.c.a.]	$\Delta H_{din, TS}$ [m.c.a.]	$\Delta H_{TS}$ [m.c.a.]	$\eta^*$ [%]
<i>Deslizamento livre</i>	2,2846	2,3729	0,0883	101,46
<i>Periodicidade</i>	2,2851	2,3729	0,0878	101,48

Figura 52 – Evolução do coeficiente de perda adimensional,  $\chi$ , (a) em relação ao plano I e (b) em relação ao plano IV, nas duas condições de saída de ST em OP2.

De toda maneira, embora as perdas pareçam não ter sido afetadas pelas condições de contorno nas laterais, o caso de periodicidade foi utilizado nas comparações futuras devido à sua maior semelhança com a realidade de uma turbina inserida numa usina hidrelétrica, capturando inclusive as interações entre turbinas adjacentes.

### 6.3.3 Distância entre turbinas

Quando estudando as condições de contorno na seção anterior, a largura da extensão, que determina a distância entre turbinas adjacentes, foi mantida constante e igual a  $2,5 D$ . Contudo, essa dimensão pode influenciar no comportamento do escoamento, uma vez que os jatos que deixam os tubos de sucção estarão mais próximos ou distantes uns dos outros. Assim, duas outras larguras foram analisadas:  $2,8 D$  e  $3,1 D$ . Os resultados para o campo de velocidade no plano longitudinal *horizontal* são mostrados na Fig. 53.

Como esperado, o aumento da largura da extensão aumentou as zonas de separação do escoamento na saída do tubo de sucção. Isso influenciou o comportamento do jato a jusante, principalmente na interface entre as turbinas. Além disso, a topologia do *swirl* do escoamento foi alterada, como mostra a Fig. 54.

É possível observar na Fig. 54 que o fluxo de massa trocado na região inferior do domínio nos casos  $2,5 D$  e  $3,1 D$ , direcionado para a direita, interagiu com o próprio jato que deixa o tubo de sucção, criando um ponto de estagnação na parte de baixo da extensão e um vórtice entre as turbinas, que alterou a topologia do escoamento.

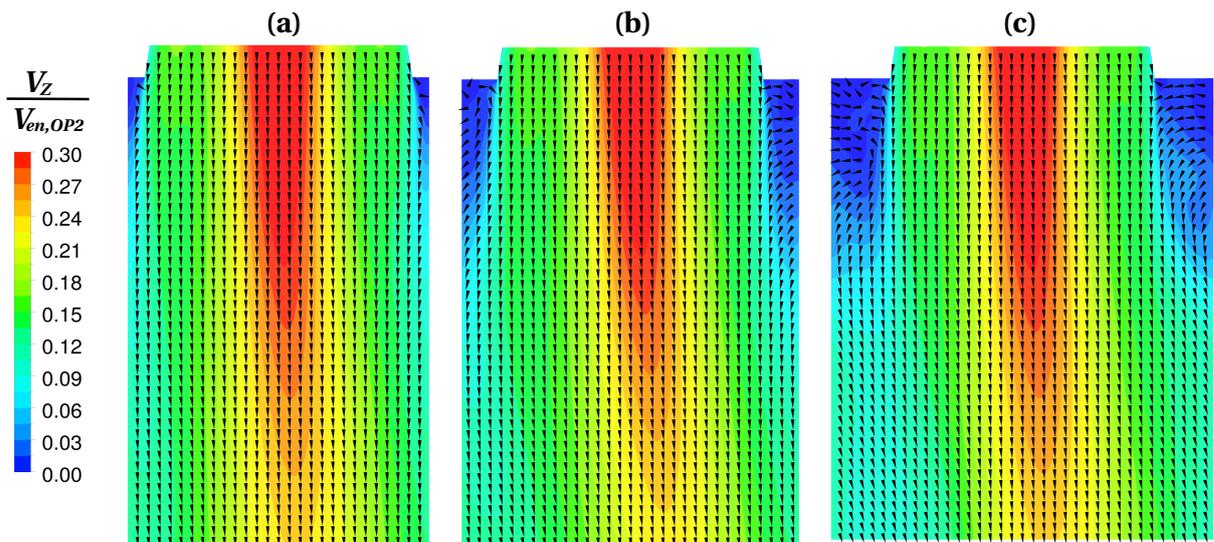


Figura 53 – Campo de velocidade no plano longitudinal horizontal da extensão ST com largura (a)  $2,5 D$ , (b)  $2,8 D$  e (c)  $3,1 D$ , operando em OP2.

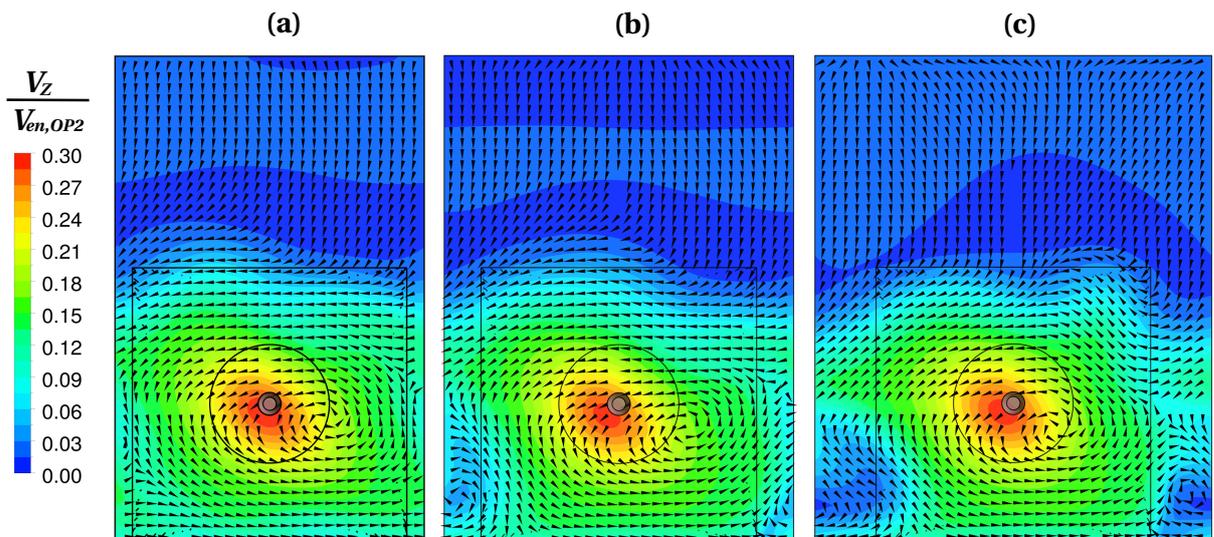


Figura 54 – Campo de velocidade no plano transversal V da extensão ST com largura (a)  $2,5 D$ , (b)  $2,8 D$  e (c)  $3,1 D$ , operando em OP2.

As médias das velocidades, mostradas nas Figuras 55 a 57, não apresentam uma tendência clara entre o aumento da largura do domínio e a suas distribuições. Por exemplo, a componente axial da velocidade decresceu mais rapidamente no centro do jato na distância intermediária  $2,8 D$ , e na parte mais externa, em  $3,1 D$ .

O mesmo não ocorre com os resultados das perdas de carga, que mostram uma relação mais clara com a largura da extensão. Dos dados da Tab. 7, nota-se que à medida que a distância entre as turbinas aumentou, as perdas de carga diminuíram, embora marginalmente.

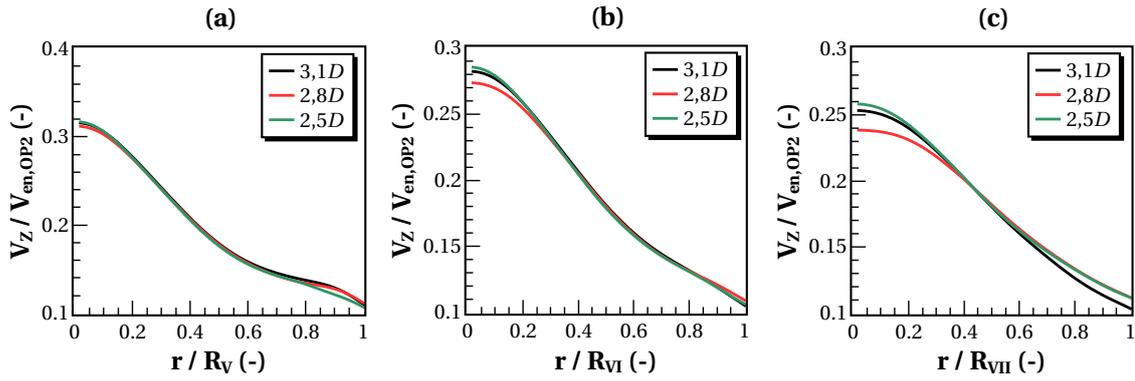


Figura 55 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas larguras 2,5  $D$ , 2,8  $D$  e 3,1  $D$  do domínio ST em OP2.

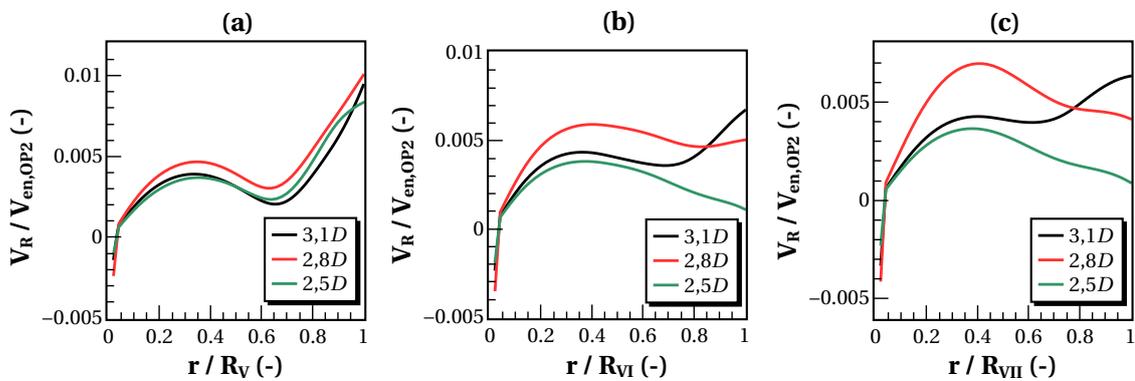


Figura 56 – Distribuição da componente radial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas larguras 2,5  $D$ , 2,8  $D$  e 3,1  $D$  do domínio ST em OP2.

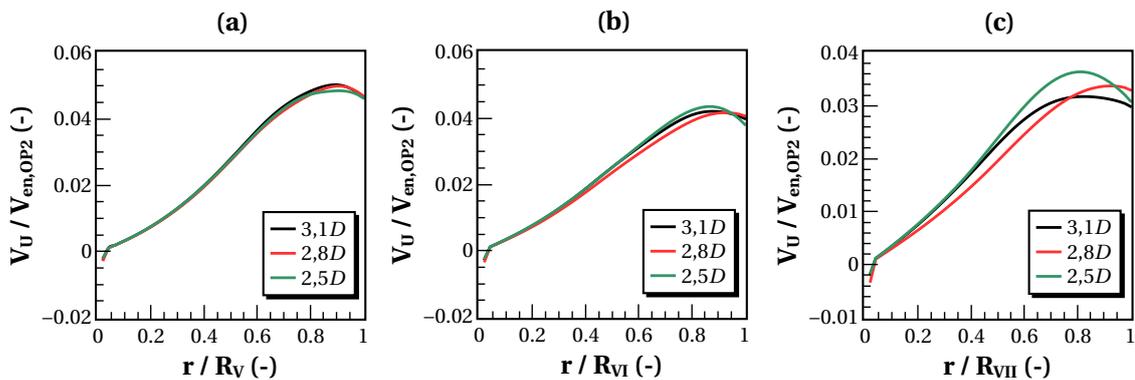
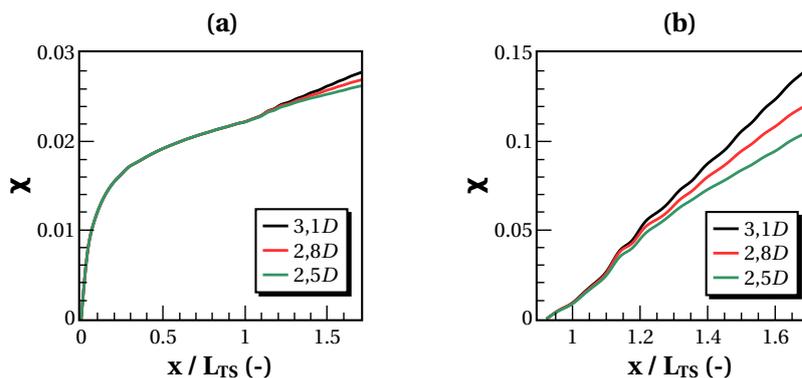


Figura 57 – Distribuição da componente tangencial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas larguras 2,5  $D$ , 2,8  $D$  e 3,1  $D$  de ST em OP2.

Analisando a evolução das perdas de carga no domínio na Fig. 58, entretanto, nota-se que quanto maior a largura, maiores as perdas de carga. Esse resultado é condizente com a teoria de Borda-Carnot, uma vez que o aumento da largura também aumenta a variação da área da seção transversal do escoamento. Assim, nas comparações entre as diferentes extensões, foi utilizada a distância 2,5  $D$ .

Tabela 7 – Perdas de carga e eficiência da máquina nos casos ST, em OP2, em três larguras diferentes da extensão.

Caso	$-\Delta H_{stat, TS}$ [m.c.a.]	$\Delta H_{din, TS}$ [m.c.a.]	$\Delta H_{TS}$ [m.c.a.]	$\eta^*$ [%]
2,5 D	2,2851	2,3729	0,0878	101,48
2,8 D	2,2855	2,3729	0,0875	101,49
3,1 D	2,2860	2,3729	0,0870	101,50

Figura 58 – Evolução do coeficiente de perda adimensional,  $\chi$ , (a) em relação ao plano I e (b) em relação ao plano IV, nas três larguras do domínio ST em OP2.

## 6.4 Comparação dos casos com um único tubo de sucção

Comparados os efeitos das condições de contorno nos resultados das extensões TL e ST, o passo seguinte do trabalho foi comparar os resultados de diferentes casos, nos três pontos de operação da Tab. 1. Nesta seção, serão estudados apenas os casos com um tubo de sucção, ou seja, BM, TL e ST, começando pelo melhor ponto de operação.

### 6.4.1 Melhor ponto de operação

Os primeiros dados analisados ao comparar as três geometrias de extensão da turbina foram as distribuições das componentes de velocidade dentro do tubo de sucção, ou seja, nos planos II, III e IV. Os resultados são mostrados nas Figs. 59 a 61, juntamente com os pontos experimentais disponíveis.

É possível perceber que não houve diferença entre os casos nos dois primeiros planos do tubo. Além disso, comparando com os dados experimentais, as velocidades axial e radial foram bem previstas pela simulação, a não ser nos picos de velocidade próximos à parede e ao centro do escoamento. A velocidade tangencial, no entanto, assim como no caso das condições de entrada, estudadas no Capítulo 5, foram consideravelmente subestimadas na primeira metade do plano II, mas obtiveram uma concordância maior no plano III.

No plano de saída, IV, as diferenças entre os casos nas componentes axial e tangencial

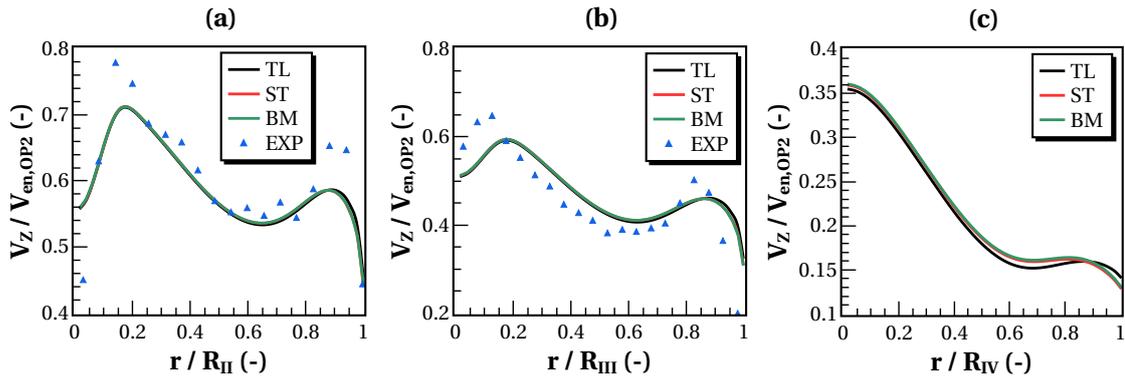


Figura 59 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) II, (b) III e (c) IV, nas extensões BM, TL e ST em OP2.

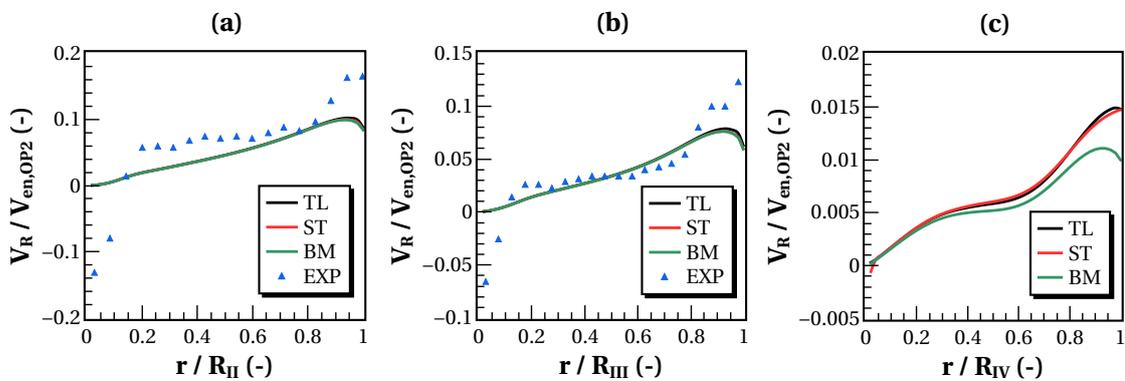


Figura 60 – Distribuição da componente radial do vetor velocidade nos planos (a) II, (b) III e (c) IV, nas extensões BM, TL e ST em OP2.

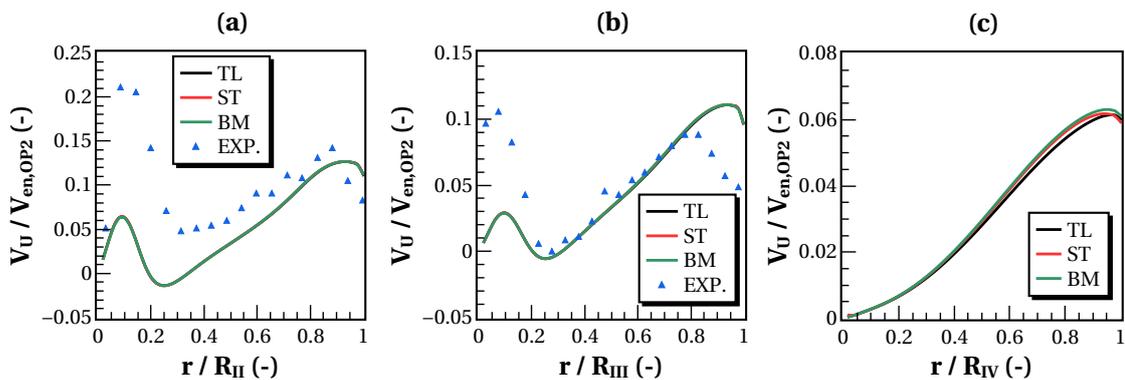


Figura 61 – Distribuição da componente tangencial do vetor velocidade nos planos (a) II, (b) III e (c) IV, nas extensões BM, TL e ST em OP2.

da velocidade foram sutis. Mas na componente radial existiu uma clara redução da componente radial próxima à parede no caso BM, provavelmente devido às restrições impostas ao escoamento pelas paredes logo após o tubo de sucção.

Seguindo com as análises, foram comparados os perfis médios de velocidade nos planos circulares nas extensões. Os resultados são mostrados nas Figs. 62 a 64.

Observando os resultados da velocidade axial na Fig. 62, percebe-se que a geometria

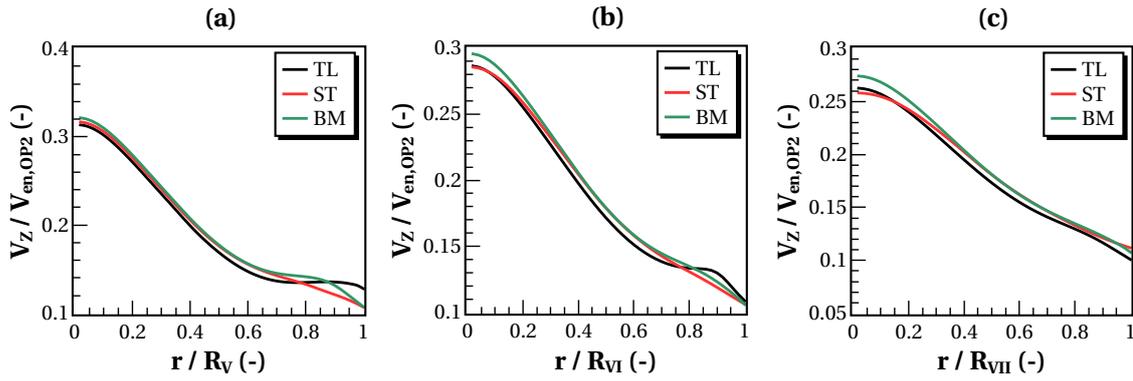


Figura 62 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas extensões BM, TL e ST em OP2.

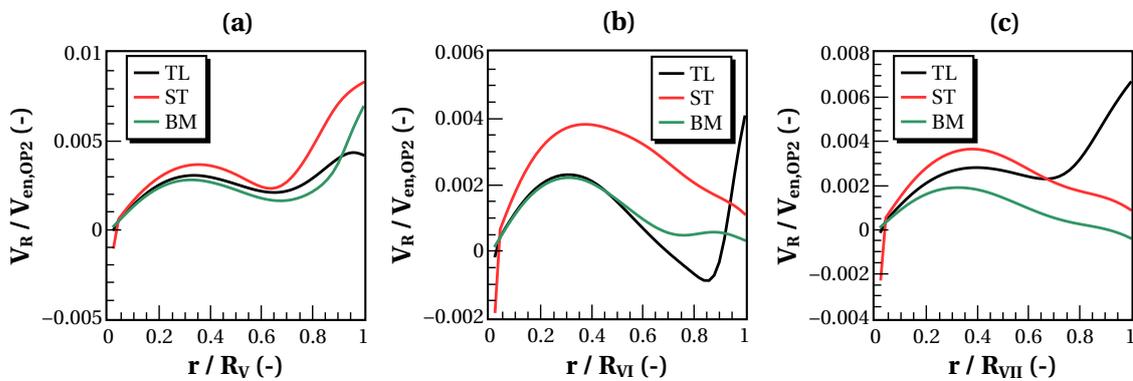


Figura 63 – Distribuição da componente radial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas extensões BM, TL e ST em OP2.

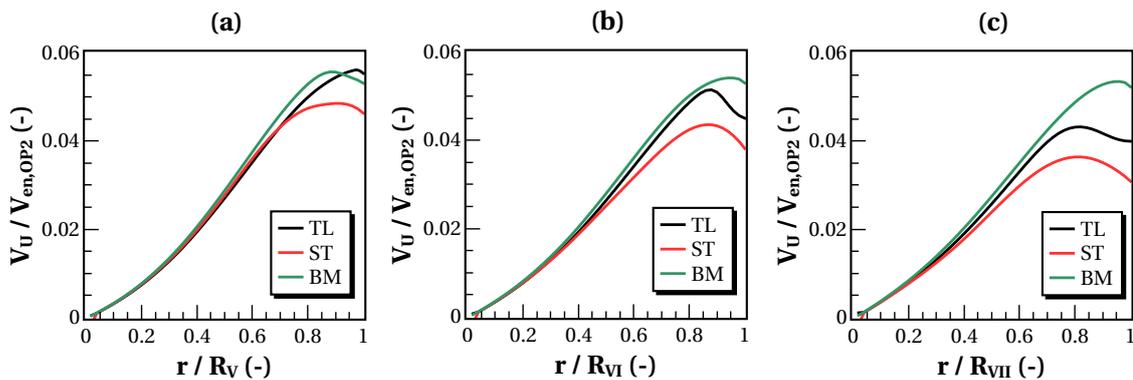


Figura 64 – Distribuição da componente tangencial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas extensões BM, TL e ST em OP2.

BM apresentou valores ligeiramente mais elevados ao longo da extensão, enquanto que TL e ST se mostraram similares. Já a velocidade radial, vista na Fig. 63, teve valores mais baixos no caso BM, embora o perfil de distribuição de ST tenha sido semelhante.

Resultados interessantes foram obtidos com a velocidade tangencial, entretanto. Na Figura 64, os perfis médios de  $V_U$  no caso BM ficaram praticamente estáveis e sempre mais elevados que os outros ao longo do domínio, enquanto que em TL e, principalmente,

ST eles reduziram gradualmente próximos às extremidades dos planos circulares.

Essas diferenças podem ser explicadas pelas geometrias e condições contorno de cada extensão. No caso BM, a rotação do escoamento é restrita pelas paredes da extensão, e a única forma de dissipar esse movimento é pelo atrito com as paredes e internamente por ação da viscosidade. Já em ST, além da possibilidade do fluido expandir para a parte superior, parte do movimento de rotação é convertido em movimento lateral nas regiões de troca de massa entre as turbinas. O efeito da expansão pode ser visto na Fig. 65.

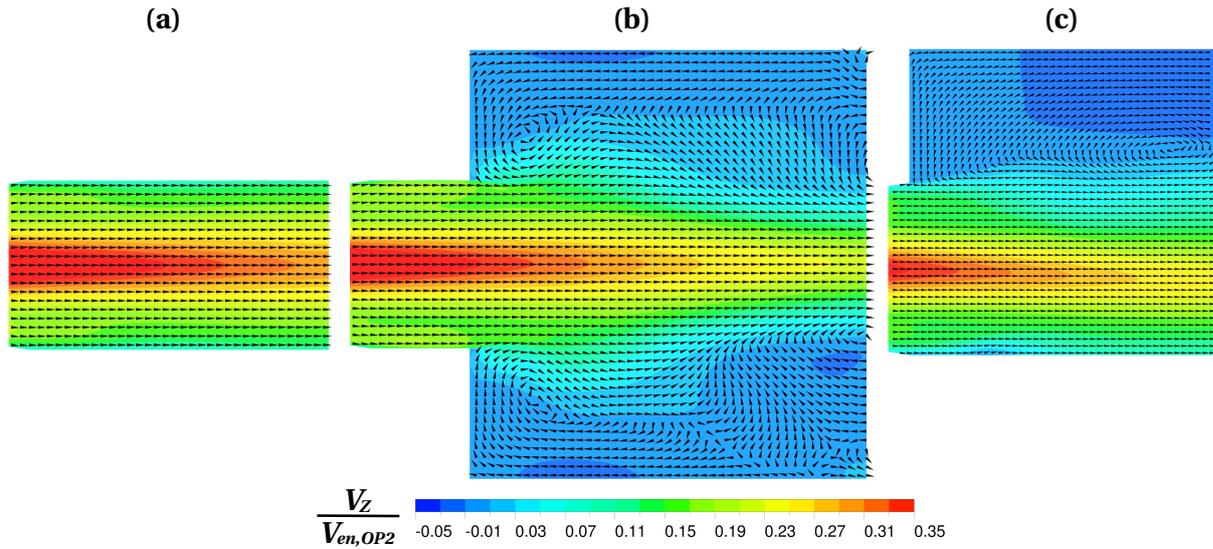


Figura 65 – Campo de velocidade no plano longitudinal das extensões (a) BM, (b) TL e (c) ST operando em OP2.

Enquanto que no caso BM o escoamento foi essencialmente reto ao longo da extensão, ele interagiu com as zonas de recirculação nos casos TL e ST, expandindo e deformando após sair do tubo de sucção, o que pode alterar as perdas de carga nessa região. Algo semelhante é obtido no plano longitudinal horizontal, mostrado na Fig. 66.

Além da clara expansão do escoamento no caso TL, a Fig. 66 mostra um comportamento interessante na geometria ST. Nesse caso é possível notar que o escoamento foi ligeiramente desviado para a esquerda. Embora pequeno, esse desvio pode ser um resultado direto da das condições de contorno periódicas utilizadas nas superfícies laterais da extensão, causadas pela ação da rotação do escoamento. Para visualizar melhor esse feito, foi observado o campo de velocidade no plano transversal correspondente ao plano V, mostrado na Fig. 67.

Os resultados do caso BM mostraram um escoamento simétrico em relação ao eixo da turbina, tanto na distribuição da velocidade axial quanto na localização do centro de rotação. O caso TL apresentou resultados semelhantes, mas as mudanças de área e forma da geometria inseriram algumas instabilidades no escoamento. Nota-se também, em TL, que o fluido em toda a região mais externa da extensão sofreu ação da rotação jato que deixa o tubo de sucção. Em ST, contudo, a topologia do escoamento foi bem

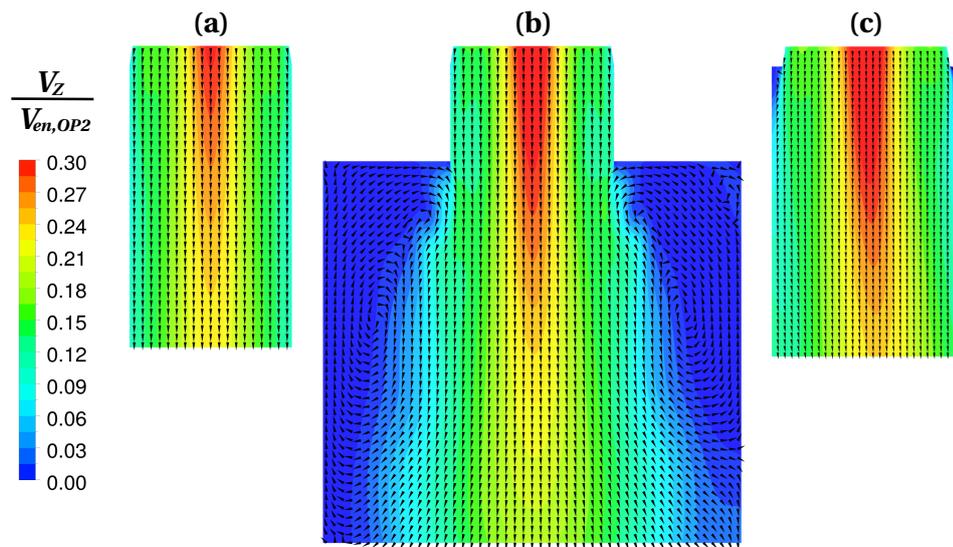


Figura 66 – Campo de velocidade no plano longitudinal horizontal das extensões (a) BM, (b) TL e (c) ST operando em OP2.

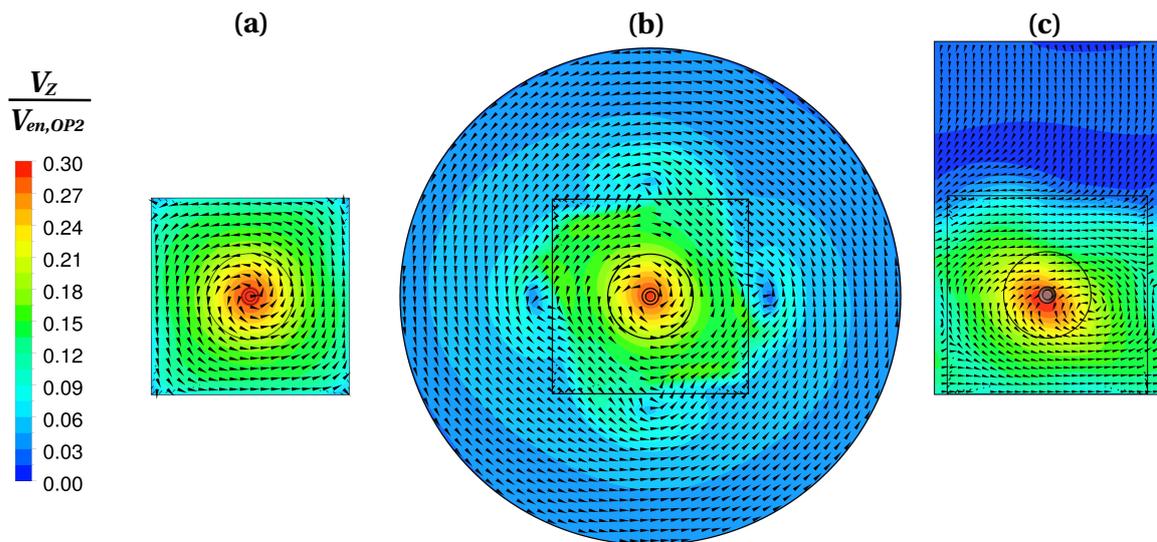


Figura 67 – Campo de velocidade no plano transversal V das extensões (a) BM, (b) TL e (c) ST operando em OP2.

diferente, por exemplo, ela não foi simétrica como nos outros casos e tanto o centro de rotação quanto o local de maior velocidade axial estavam deslocados em relação ao eixo da turbina. Isso pode ser explicado pelo movimento de rotação do fluido e as condições de contorno impostas, periódicas nas laterais e sem deslizamento na parte de baixo.

As perdas de carga no tubo de sucção calculados segundo a metodologia da norma IEC (1999) são apresentadas na Tab. 8. Delas, nota-se que tanto BM quanto ST apresentaram valores similares de  $\Delta H_{TS}$  e, conseqüentemente,  $\eta^*$ , indicando que a utilização de uma geometria mais próxima do real não alterou o escoamento dentro do tubo de sucção a ponto de oferecer melhorias na predição da eficiência da máquina. No entanto, o caso

TL apresentou valores significativamente menores de perda de carga e conseqüentemente uma maior eficiência. Uma explicação foi a diferença no comprimento da extensão, que pode ter alterado o campo de pressão avaliado pelo ANSYS CFX.

Tabela 8 – Perda de carga e eficiência da máquina nas extensões BM, TL e ST em OP2.

Caso	$-\Delta H_{stat, TS}$ [m.c.a.]	$\Delta H_{din, TS}$ [m.c.a.]	$\Delta H_{TS}$ [m.c.a.]	$\eta^*$ [%]
BM	2,2851	2,3729	0,0879	101,48
TL	2,2976	2,3729	0,0754	101,85
ST	2,2851	2,3729	0,0878	101,48

Também foram analisados os dados da evolução do coeficiente de perda de carga,  $\chi$ , ao longo das extensões, como mostram os gráficos da Fig. 68.

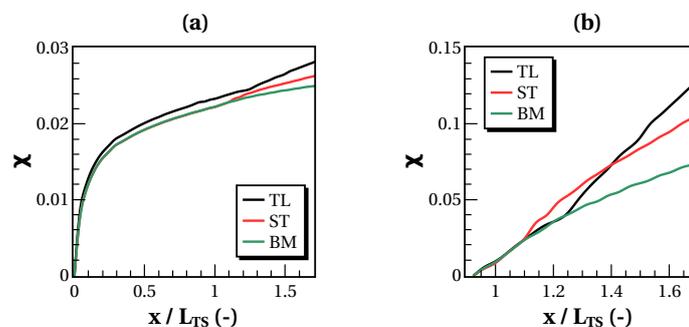


Figura 68 – Evolução do coeficiente de perda adimensional,  $\chi$ , (a) em relação ao plano I e (b) em relação ao plano IV, nas extensões BM, TL e ST em OP2.

Tomando o plano de entrada como referência, como mostra a Fig. 68(a), a curva de  $\chi$  no caso TL, aparentemente, estava transladada para cima se comparada a BM e ST, indicando um campo de pressão diferente nesse caso. As diferenças chegaram a ser de 15% entre TL e BM, e 6% entre ST e BM. Se o plano de saída é tomado como referência (Figura 68(b)), nota-se que a evolução do coeficiente de perdas de carga é suave em BM, mas tiveram uma mudança repentina em TL e ST, provavelmente devido à mudança repentina da área do escoamento. Nesses casos, as diferenças entre os valores de  $\chi$  foram de 75% entre TL e BM e 36% entre ST e BM.

#### 6.4.2 Operação em alta carga

A segunda condição de operação foi o ponto OP3 ou em alta carga. Comparado a OP2, o escoamento nessa condição possui um *swirl* menor, uma vez que a vazão é significativamente maior e, por isso, a velocidade axial também. Outra diferença é o sentido de rotação, contrário a OP2 como mostraram os resultados na Fig. 21. As Figs. 69 a 71 mostram os perfis médios de velocidade dentro do tubo de sucção.

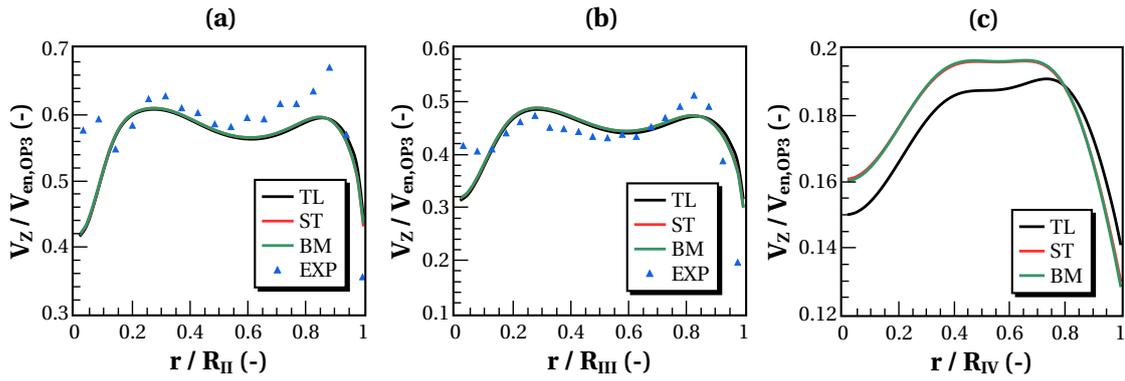


Figura 69 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) II, (b) III e (c) IV, nas extensões BM, TL e ST em OP3.

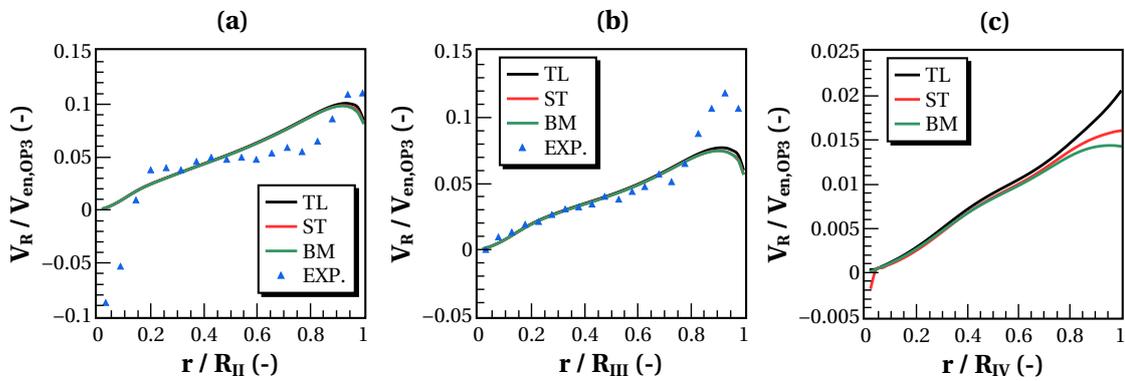


Figura 70 – Distribuição da componente radial do vetor velocidade nos planos (a) II, (b) III e (c) IV, nas extensões BM, TL e ST em OP3.

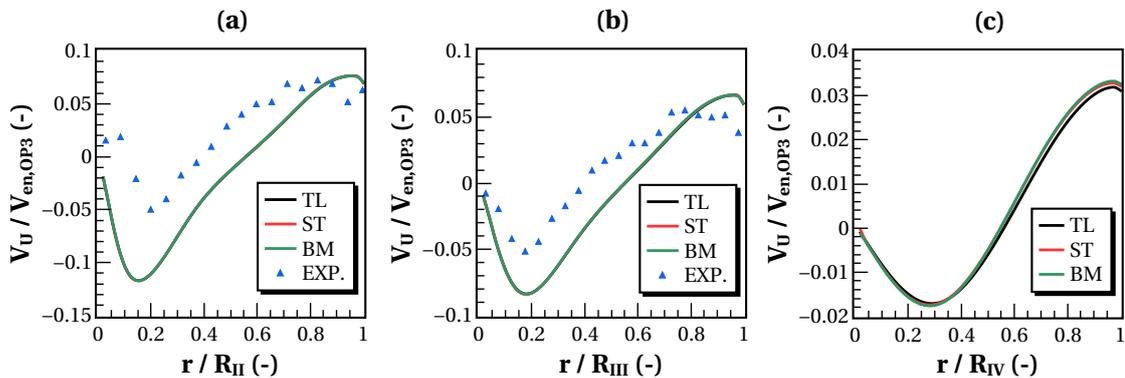


Figura 71 – Distribuição da componente tangencial do vetor velocidade nos planos (a) II, (b) III e (c) IV, nas extensões BM, TL e ST em OP3.

Percebe-se que no plano mais próximos à entrada, plano I, não houveram diferenças entre as extensões, como aconteceu em OP2. Além disso, a distribuição de  $V_Z$  e  $V_R$  foram bem capturadas pela simulação comparada aos dados experimentais, a não ser nas extremidades e próximo ao centro do plano. Mais uma vez,  $V_U$  foi subestimada, possivelmente devido aos problemas com seus valores na entrada. No plano de saída, contudo, além de pequenas diferenças nas velocidades radiais, houve uma redução significativa de  $V_Z$  no

caso TL, que pode impactar no desempenho da máquina.

Nos planos circulares na extensão, os resultados foram bem diferentes em relação a OP2 e, inclusive, entre as geometrias, como mostram as Figs. 72 a 74.

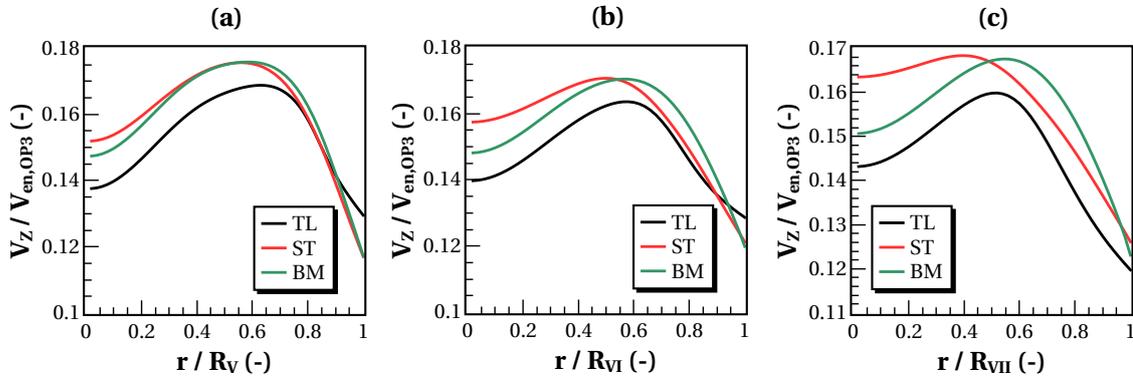


Figura 72 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas extensões BM, TL e ST em OP3.

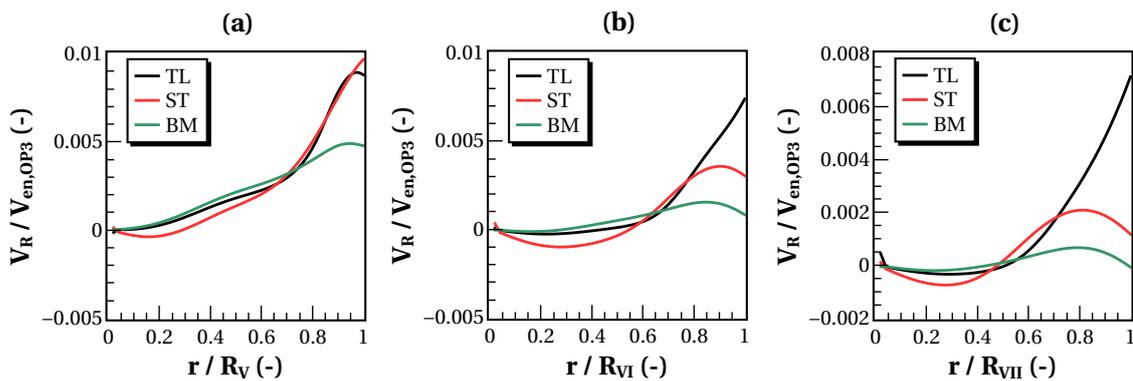


Figura 73 – Distribuição da componente radial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas extensões BM, TL e ST em OP3.

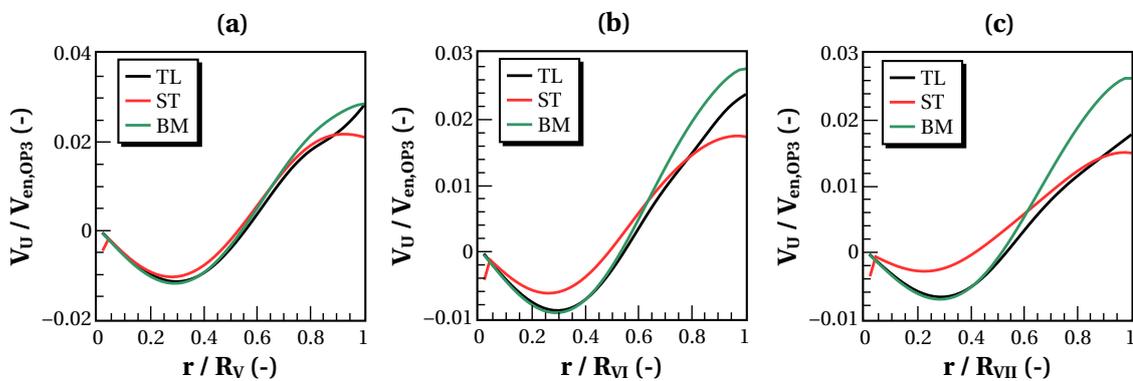


Figura 74 – Distribuição da componente tangencial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas extensões BM, TL e ST em OP3.

No caso da velocidade tangencial, Fig. 72, além de TL prever valores médios menores,  $V_Z$  no centro do escoamento em ST aumentou gradualmente entre os planos V e VII. Os

perfis de  $V_R$ , vistos na Fig. 73, mostraram uma forte expansão do escoamento em ST, no plano V, e em TL, nos três planos a jusante. Por fim, na Fig. 74,  $V_U$  novamente não se alterou no caso BM entre V e VII, ao contrário de TL e ST. Contudo, neste último caso houve uma redução da intensidade da rotação próximo ao centro do escoamento.

O efeito da expansão do escoamento em TL e do aumento da velocidade axial na região central em ST podem ser visualizados em mais detalhes considerando o campo de velocidade no plano longitudinais mostrados nas Figs. 75 e 76.

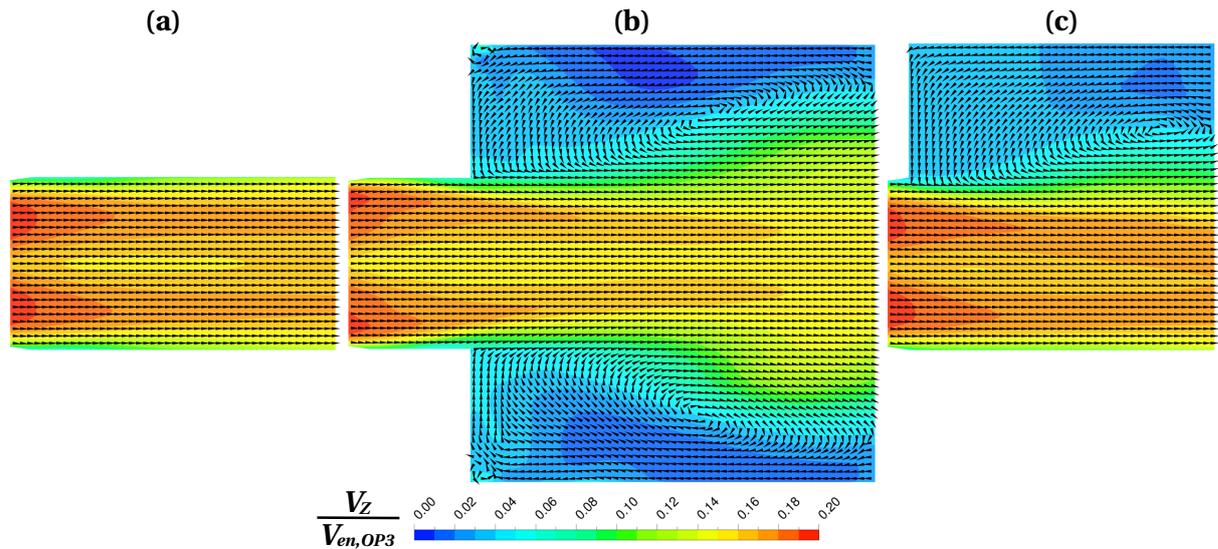


Figura 75 – Campo de velocidade no plano longitudinal das extensões (a) BM, (b) TL e (c) ST operando em OP3.

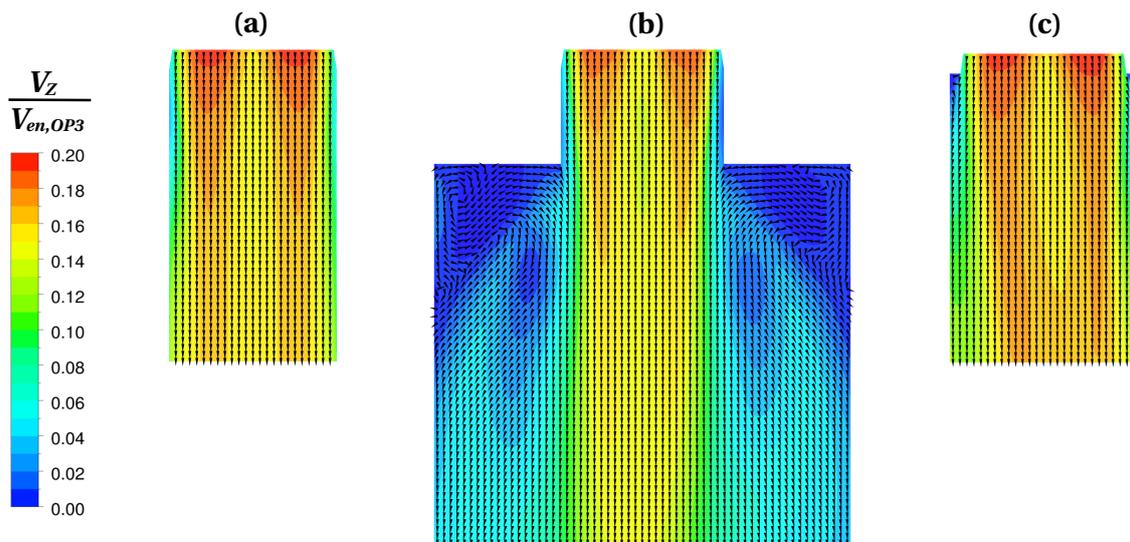


Figura 76 – Campo de velocidade no plano longitudinal horizontal das extensões (a) BM, (b) TL e (c) ST operando em OP3.

Nas duas figuras, percebe-se novamente as zonas de recirculação do fluido nas partes

mais externas dessas extensões. Analisando o campo de velocidade no plano longitudinal horizontal na Fig. 76, além dos efeitos da expansão e do aumento de  $V_z$ , também é possível perceber um claro desvio para a esquerda do escoamento que deixa o tubo de sucção no caso ST, novamente, indicando a influência de uma turbina sobre a outra.

O efeito da geometria da extensão na distribuição de velocidade tangencial também pode ser melhor visualizado num plano transversal, como mostra a Fig. 77. Nota-se, primeiramente, que em ambos os casos BM e TL, o centro e a parte externa do escoamento giram em sentidos diferentes, criando, inclusive, alguns vórtices na interface entre essas duas regiões. O mesmo não é visto em ST, como se o vórtice horário na região central do escoamento já tivesse sido dissipado a montante. Além disso, a região de alta velocidade axial estava mais uniformemente distribuída, embora um pouco deslocada para a esquerda, e em comparação a OP2, um ponto de estagnação do escoamento surgiu na parte inferior.

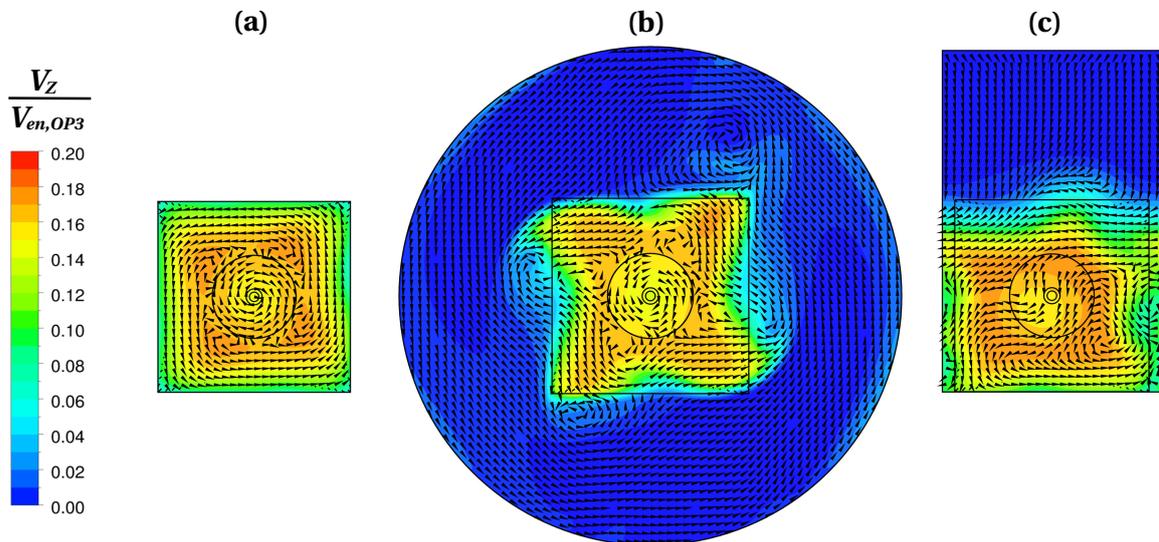


Figura 77 – Campo de velocidade no plano transversal  $V$  das extensões (a) BM, (b) TL e (c) ST operando em OP3.

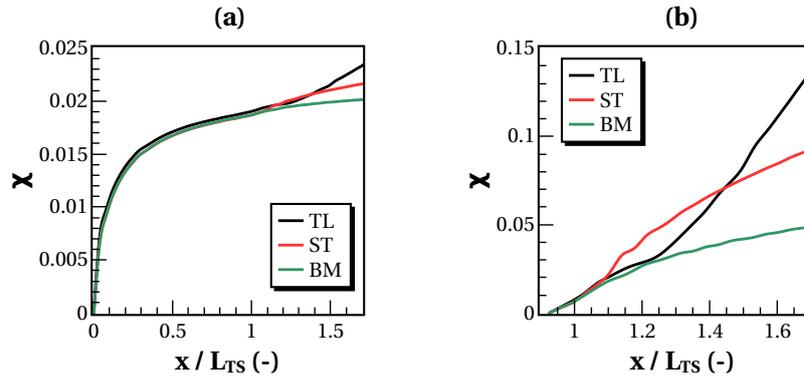
Essas diferenças entre os casos impactaram nas perdas de carga do tubo de sucção, como mostra a Tab. 9. Nota-se que as perdas  $\Delta H_{TS}$  foram ligeiramente maiores no caso ST que em BM, em torno de 0,08%, e significativamente inferiores em TL, em torno de 7%. Isso fez com que a eficiência<sup>1</sup> da máquina, comparada aos dados experimentais, fosse melhor prevista por ST, mas diferindo apenas 0,04% de BM.

Já a evolução do coeficiente de perdas  $\chi$  teve um comportamento semelhante a OP2, como mostra a Fig. 78. Novamente, a curva TL parecia estar deslocada para cima quando foi tomado o plano de entrada, I, e após o tubo de sucção, quando a área do escoamento variou abruptamente em TL e ST,  $\chi$  também aumentou rapidamente, mais que em OP2.

<sup>1</sup> Note que na Tab. 9,  $\eta^*$  é a eficiência normalizada em relação ao valor experimental em OP3.

Tabela 9 – Perda de carga e eficiência da máquina nas extensões BM, TL e ST em OP3.

Caso	$-\Delta H_{stat, TS}$ [m.c.a.]	$\Delta H_{din, TS}$ [m.c.a.]	$\Delta H_{TS}$ [m.c.a.]	$\eta^*$ [%]
BM	5,1315	5,2837	0,1521	101,27
TL	5,1425	5,2837	0,1412	101,62
ST	5,1303	5,2837	0,1534	101,23


 Figura 78 – Evolução do coeficiente de perda adimensional,  $\chi$ , (a) em relação ao plano I e (b) em relação ao plano IV, nas extensões BM, TL e ST em OP3.

### 6.4.3 Operação em baixa carga

A última condição de operação analisada nos casos com apenas um tubo de sucção, foi a operação em baixa carga, OP1. Nesse ponto de operação, a vazão mássica através da turbina é relativamente baixa e por consequência a velocidade axial também. Contudo, como a rotação do rotor é constante em todos os casos (ver Tabela 1), o *swirl* do escoamento é mais elevado. Como foi visto que esse movimento de rotação é a razão de algumas das diferenças entre os casos, OP1 pode ser um caso interessante de se analisar.

O primeiro grupo de resultados analisados foram os perfis médios de velocidade dentro do tubo de sucção, mostrados nas Figs. 79 a 81.

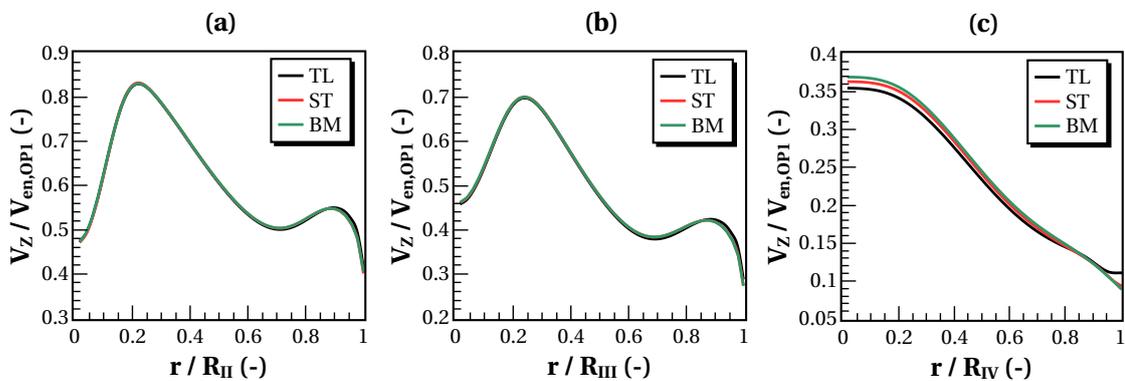


Figura 79 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) II, (b) III e (c) IV, nas extensões BM, TL e ST em OP1.

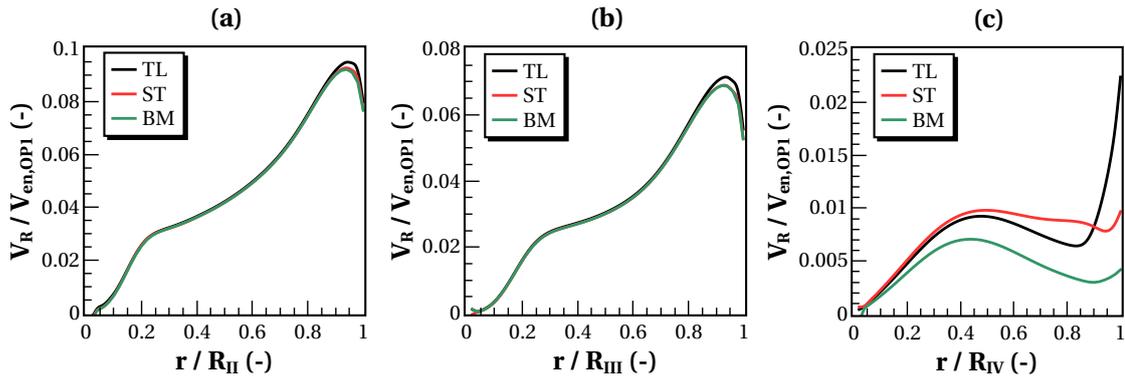


Figura 80 – Distribuição da componente radial do vetor velocidade nos planos (a) II, (b) III e (c) IV, nas extensões BM, TL e ST em OP1.

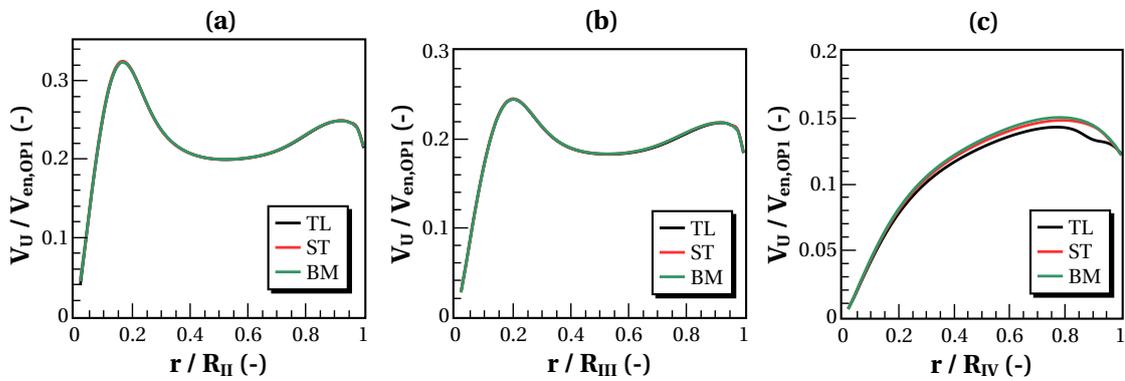


Figura 81 – Distribuição da componente tangencial do vetor velocidade nos planos (a) II, (b) III e (c) IV, nas extensões BM, TL e ST em OP1.

Qualitativamente, os resultados foram bastante semelhantes ao caso OP2. Por exemplo, a velocidade axial e tangencial praticamente não se mudaram com a geometria da extensão nos três planos circulares, II, III e IV, a não ser por uma pequena redução dos valores em TL. Nos gráficos das Figs. 82 a 84, a seguir, são mostrados os resultados nos planos nas extensões.

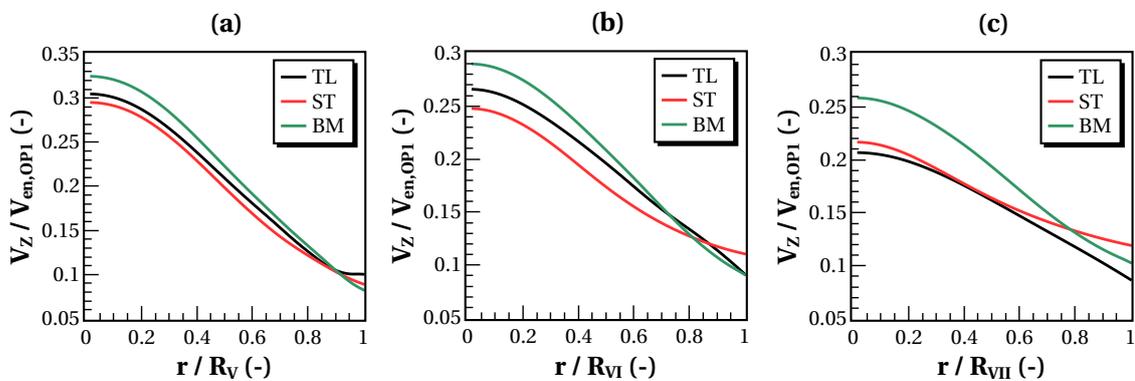


Figura 82 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas extensões BM, TL e ST em OP1.

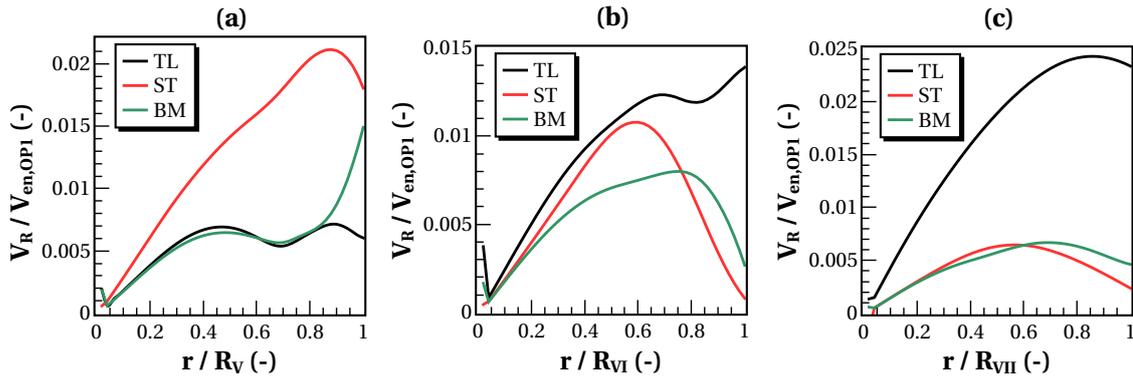


Figura 83 – Distribuição da componente radial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas extensões BM, TL e ST em OP1.

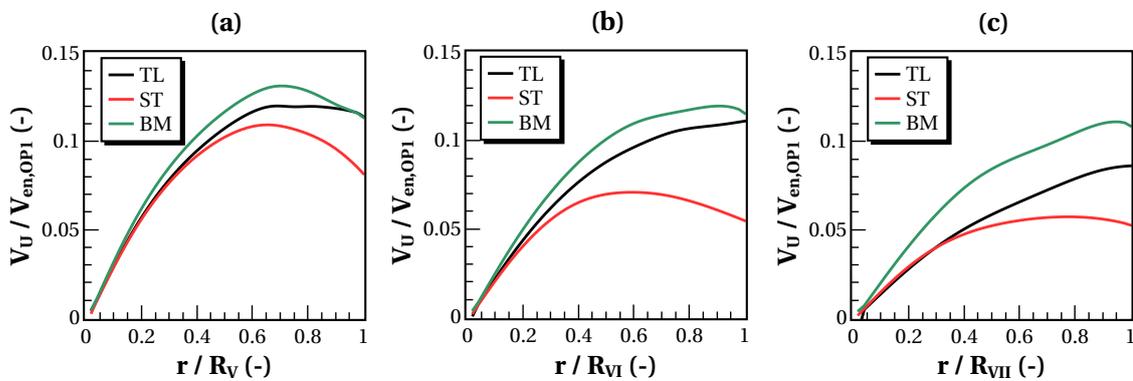


Figura 84 – Distribuição da componente tangencial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII, nas extensões BM, TL e ST em OP1.

Fica claro, nesses gráficos, que em OP1 a geometria e as condições de contorno das extensões tiveram um impacto importante nos resultados. Por exemplo,  $V_Z$  reduziu muito mais rapidamente nos casos TL e ST, embora neste último, os valores nas extremidades dos planos tenham aumentado em relação aos outros casos. As diferenças entre as os picos de  $V_Z$  chegou a ser de mais de 15% no plano VII.

Uma análise semelhante pode ser feita para  $V_U$ , novamente BM sendo mais lento em dissipar a energia de rotação do escoamento. Contudo, as diferenças entre os casos foram mais significativas que em OP2 e OP3, principalmente porque o *swirl* do escoamento é maior em OP1.

De forma geral, a velocidade radial foi menor no caso BM, o que, novamente, era esperado devido às restrições impostas pelas paredes da extensão. No caso de TL, a velocidade radial aumentou gradativamente entre os planos V e VII, enquanto que ela reduziu em ST. O aumento pode ser explicado por uma combinação tanto da expansão abrupta do escoamento quanto da sua rotação, que poderia criar uma ação inercial, contribuindo para sua expansão. Já o comportamento de ST pode ser causado justamente pela possibilidade do escoamento fluir entre as paredes laterais do domínio, dissipando rapidamente a velocidade radial enquanto que se expande a jusante.

Os campos de velocidade nos planos longitudinais também foram feitos para visualizar melhor o comportamento do escoamento nas extensões. Nas Figs. 85 e 86, a seguir, são mostrados os resultados nesses planos nos três casos.

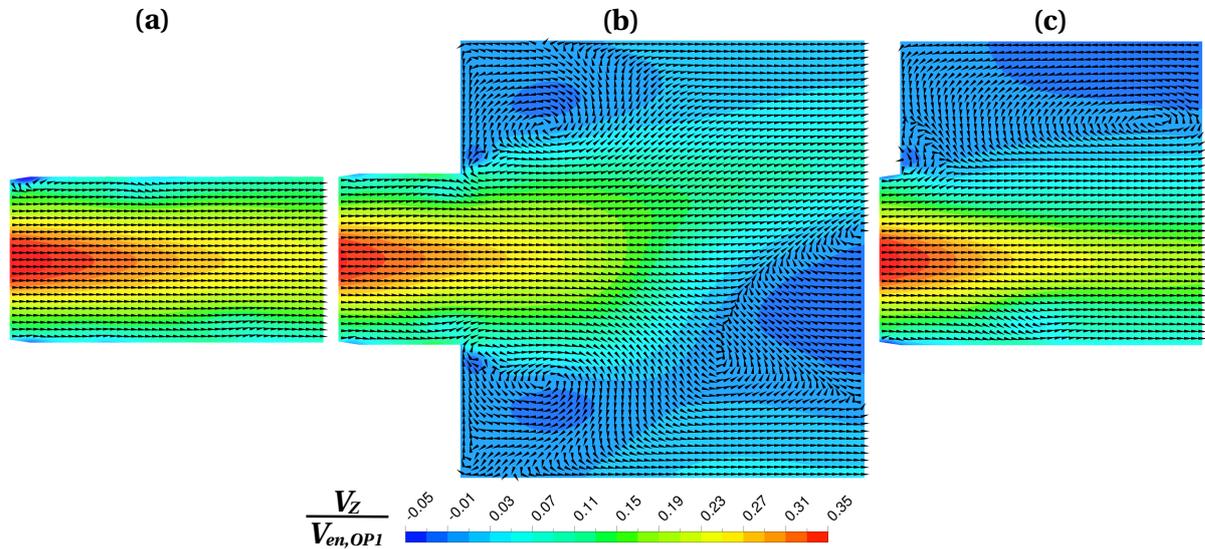


Figura 85 – Campo de velocidade no plano longitudinal das extensões (a) BM, (b) TL e (c) ST operando em OP1.

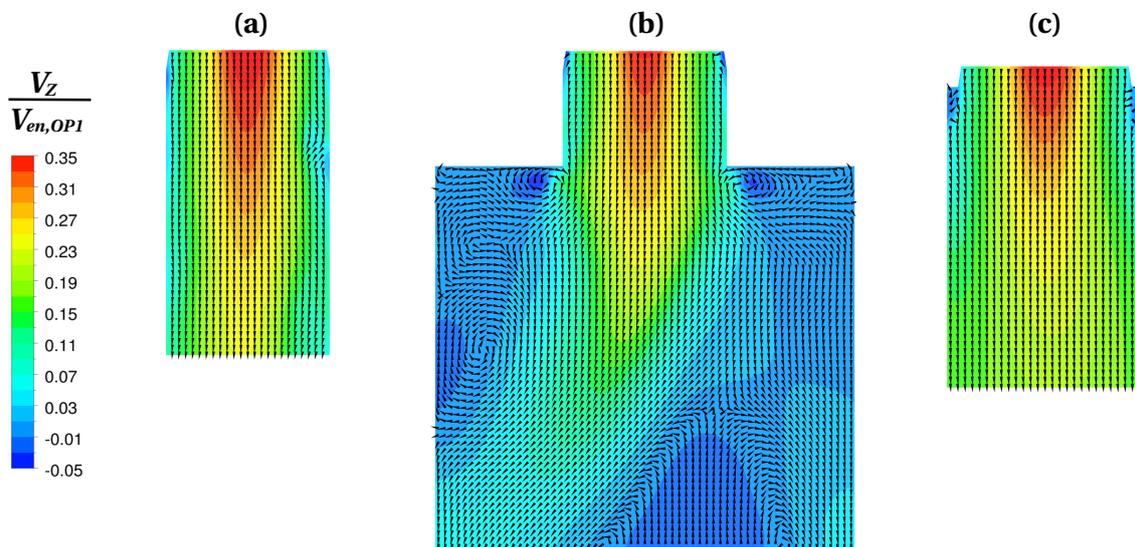


Figura 86 – Campo de velocidade no plano longitudinal horizontal das extensões (a) BM, (b) TL e (c) ST operando em OP1.

É possível perceber nas Figs. 85 e 86 que as zonas de recirculação no caso TL é consideravelmente mais complexo em OP1 que nos outros pontos de operação. Isso ocorreu, provavelmente, devido ao elevado *swirl*, que dificultou a convergência da solução estacionária no ANSYS CFX. Nota-se, ainda, que o jato foi praticamente dissipado antes de chegar ao fim do cilindro. Em relação a BM, percebe-se uma região de baixa velocidade

junto às paredes da extensão e algumas flutuações no escoamento, mas nada muito diferente do que ocorreu em OP2 e OP3. Já no caso ST, a Fig. 85 mostra que a região de maior velocidade axial foi reduzida ao longo da extensão, embora o jato tenha expandido no geral. Na Fig. 86 o comportamento foi o oposto, o que indica que na verdade, a região de maior  $V_Z$  do jato foi, na verdade achatada. Essa hipótese é confirmada pelo campo de velocidade no plano transversal  $V$  mostrado na Fig. 87.

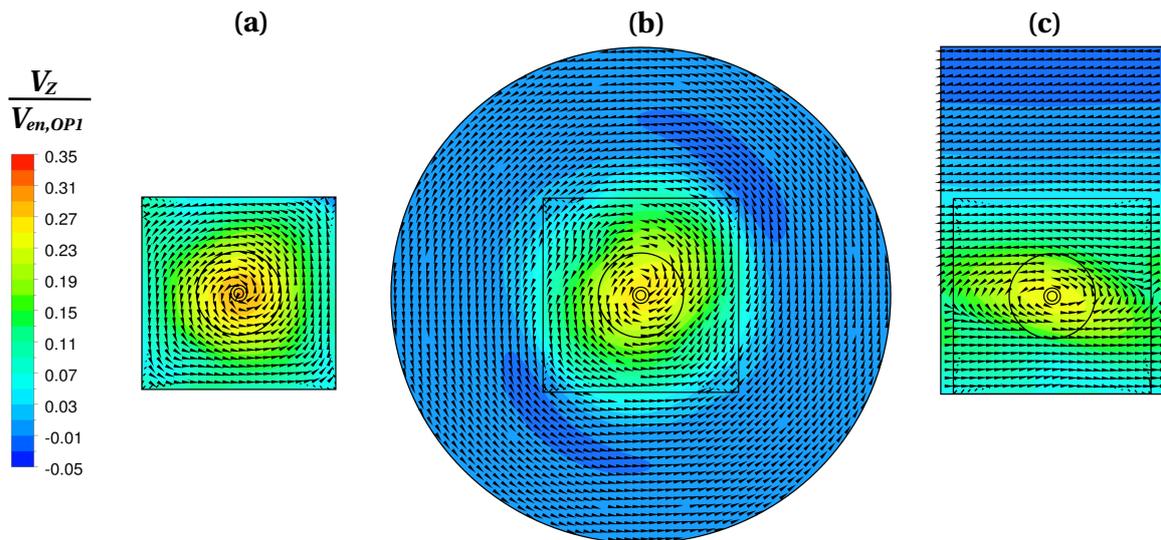


Figura 87 – Campo de velocidade no plano transversal  $V$  das extensões (a) BM, (b) TL e (c) ST operando em OP1.

No plano transversal  $V$ , os escoamentos em BM e TL foram relativamente simétricos em relação ao eixo da turbina, como ocorreu em OP2 e OP3, mantendo todo o fluxo rotacionando no mesmo sentido. No mais, o elevado *swirl* diminuiu as instabilidades causadas pela mudança da seção quadrada para circular no caso TL.

Na extensão ST, fica evidente o achatamento do jato que deixa o tubo de sucção. Provavelmente, isso foi devido às trocas de massa entre as turbinas, já que as faixas onde isso ocorre são mais largas que nos outros pontos de operação. Inclusive, nota-se da Fig. 87 que a zona de recirculação na parte superior de ST mostrada na Fig. 85, também sofreu influência do movimento de rotação do escoamento. O efeito dessas diferenças nas perdas de carga e eficiência são mostradas na Tab. 10 a seguir.

Tabela 10 – Perda de carga e eficiência da máquina nas extensões BM, TL e ST em OP1.

Caso	$-\Delta H_{stat, TS}$ [m.c.a.]	$\Delta H_{din, TS}$ [m.c.a.]	$\Delta H_{TS}$ [m.c.a.]	$\eta^*$ [%]
BM	1,0175	1,0964	0,0789	101,52
TL	1,0243	1,0964	0,0721	101,72
ST	1,0187	1,0964	0,0777	101,55

Como ocorreu em OPe e OP3, as perdas de carga foram similares em BM e ST, e menores em TL. A diferença entre  $\Delta H_{TS}$  nos dois primeiros casos foi de aproximadamente 1,5%, mas isso implicou numa variação de eficiência de apenas 0,03%. As perdas em TL foram subestimadas em 8,6% em relação a BM, o que alterou em 0,2% a eficiência da turbina, mas como essa tendência ocorreu nos outros casos, acredita-se que tenha sido devido à maior extensão do domínio. De todo modo, também foi feita a análise da evolução do coeficiente de perdas de carga,  $\chi$ , mostrado na Fig. 88.

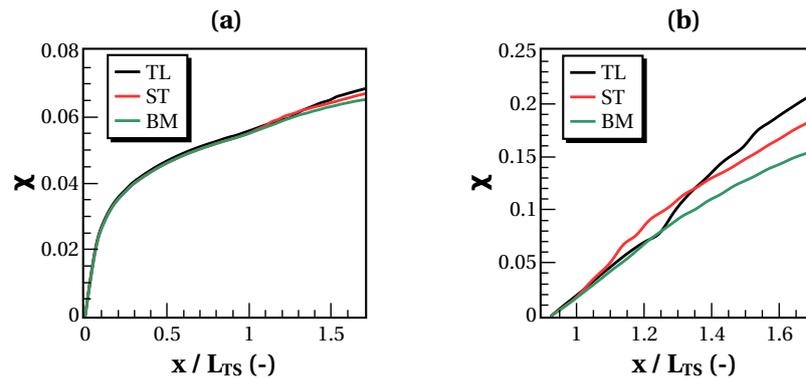


Figura 88 – Evolução do coeficiente de perda adimensional,  $\chi$ , (a) em relação ao plano I e (b) em relação ao plano IV, nas extensões BM, TL e ST em OP1.

Novamente, o efeito das extensões TL e ST em  $\chi$  foi de aumentar as perdas de carga, até por causa da expansão abrupta imposta ao escoamento após o tubo de sucção. Contudo, o que se percebe da Fig. 88 é que as perdas de carga em OP1 foram consideravelmente maiores que em OP2 e OP3. Por exemplo, comparando com os dados da Fig. 68, tomando o plano IV como referência, as perdas de carga na extensão foram 50% maiores para o caso BM em OP1 que em OP2. Além disso, as Fig. 88 mostram que as diferenças entre as extensões diminuiu com a vazão mássica dos ponto de operação. Entre TL e BM, as diferenças foram de 6% em relação ao plano I, e 3% entre ST e BM.

## 6.5 Comparação dos casos com três tubos de sucção

Os resultados dos casos com apenas um tubo de sucção mostraram que o movimento de rotação do jato que deixa a turbina cria uma região de troca de massa entre máquinas adjacentes. Essa tendência, muito forte em OP1, além de deformar a distribuição de velocidades do jato, também pode causar a interferência de uma turbina sobre a outra.

Contudo, quando simulando a extensão com condições de contorno periódicas, como em ST, os resultados ficam limitados ao caso de todas as turbinas estarem operando numa mesma condição, o que não necessariamente é o caso real. Além do mais, dependendo da posição da barragem em relação ao canal de fuga, pode existir um escoamento cruzado a jusante da turbina ou mesmo uma parede em um dos lado da mesma.

Assim, para analisar a influência de uma turbina sobre a outra, principalmente quando em diferentes pontos de operação, e, também, analisar de forma superficial o efeito de um escoamento cruzado ou uma parede no caso real, foi feito o estudo de uma extensão formada pela união de três casos ST lado à lado, como mostrou a Fig. 27.

### 6.5.1 Variação dos pontos de operação

Dependendo das necessidades da usina hidrelétrica, as turbinas podem operar em diferentes níveis de vazão, até mesmo com algumas delas fora de operação. Para estudar esses efeitos na saída do tubo de sucção, principalmente no que se refere à interação entre os escoamentos, foram analisadas nove combinações de OPs na geometria TT: OP111, OP222, OP333, OP212, OP313, OP323, OP202 e OP303, onde O corresponde ao caso de uma turbina fora de operação e os números correspondem, respectivamente, às turbinas da esquerda, centro e direita.

O foco da análise foi no comportamento da velocidade axial e da topologia do escoamento na extensão. Nas Figuras 89 a 91, a seguir, são mostrados os resultados dos perfis médios de velocidade axial nos casos em que as turbinas operavam em OP1.

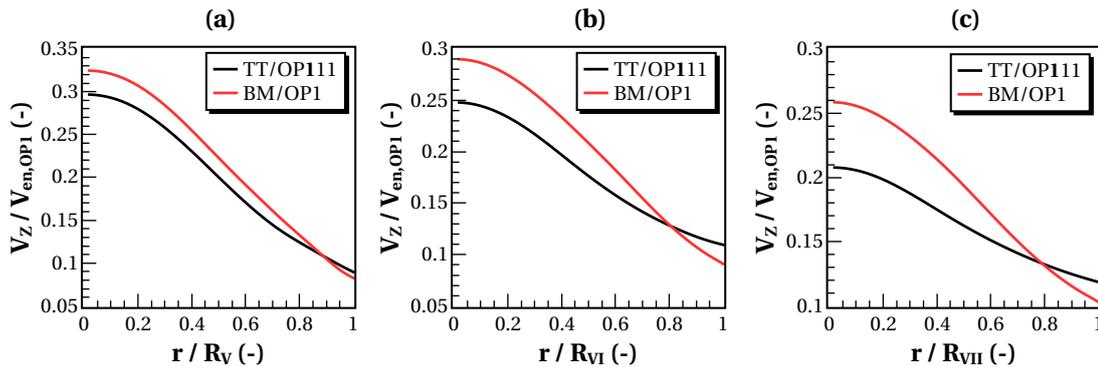


Figura 89 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII da turbina à esquerda do caso TT em OP1.

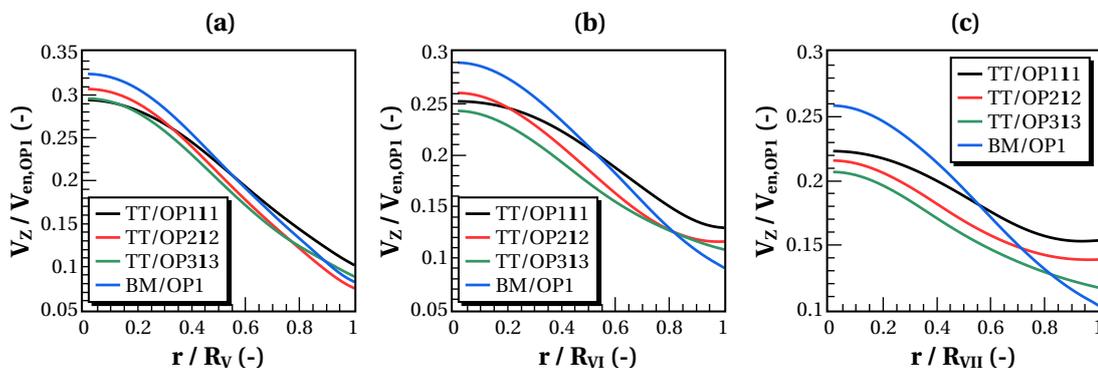


Figura 90 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII da turbina ao centro do caso TT em OP1.

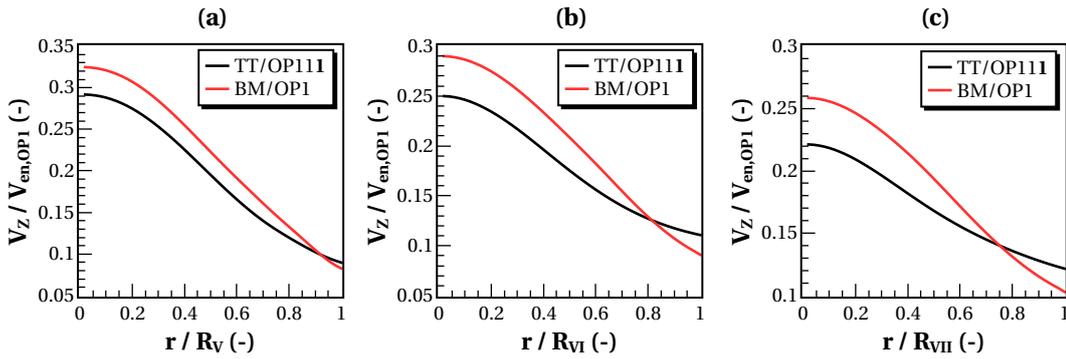


Figura 91 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII da turbina à direita do caso TT em OP1.

Os resultados das figuras acima mostram que o Modelo de Base, BM, previu velocidades axiais maiores na extensão, provavelmente pelos mesmos motivos discutidos anteriormente. Contudo, mais interessante é notar que o fato das turbinas adjacentes operarem em condições diferentes de OP1 afeta a distribuição de  $V_z$  na extensão. Tanto em OP212 quanto OP313, a velocidade axial aumentou ao longo da extensão em relação a OP111.

Os resultados para as turbinas operando em OP2 são mostrados nas Figs. 92 a 94.

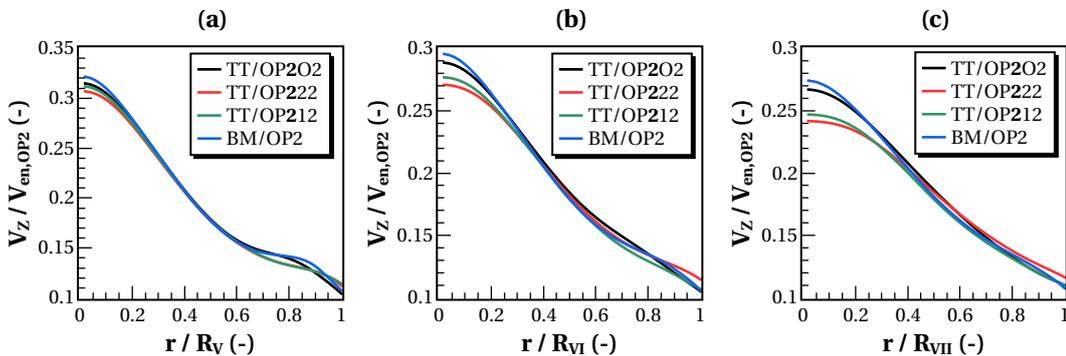


Figura 92 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII da turbina à esquerda do caso TT em OP2.

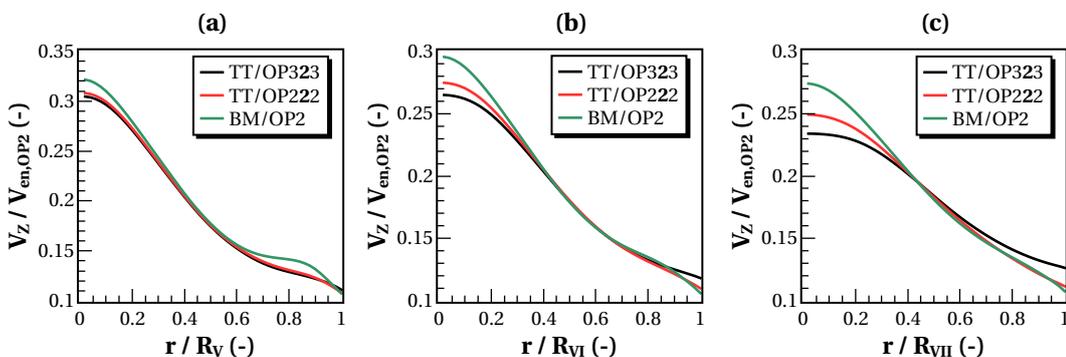


Figura 93 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII da turbina ao centro do caso TT em OP2.

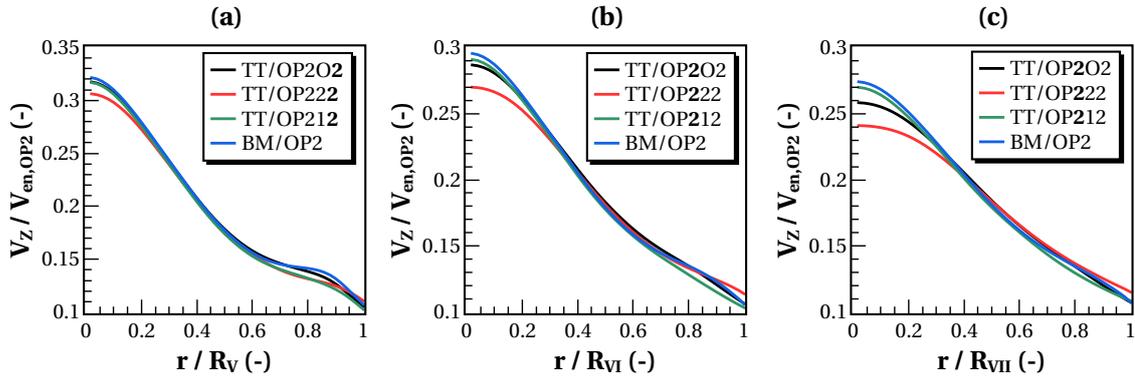


Figura 94 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII da turbina à direita do caso TT em OP2.

BM novamente apresentou valores de  $V_Z$  mais elevados ao longo da extensão, mas dois aspectos foram diferentes em relação aos casos TT em OP1: primeiramente, quando as turbinas adjacentes operavam com uma vazão mássica mais elevada, a velocidade axial no caso OP2 diminuiu e, segundo, os resultados nas turbinas da esquerda e direita foram diferentes. Por exemplo, nos casos em que a turbina central estava fora de operação, os valores de  $V_Z$  foram similares a BM na turbina da esquerda mas menores na da direita. O oposto foi encontrado quando a turbina central operava em OP1, mostrando a importância da influência de uma máquina na outra.

Por fim, os resultados para OP3 são mostrados nas Figs. 95 a 97, a seguir. Os resultados, além de mostrarem uma distribuição similar à geometria ST, também apresentaram a mesma tendência encontrada no caso de TT em OP2, ou seja, das turbinas nas laterais serem influenciadas de maneira desigual. Isso fica bem claro nos casos OP212 e OP313, embora também ocorra em OP303.

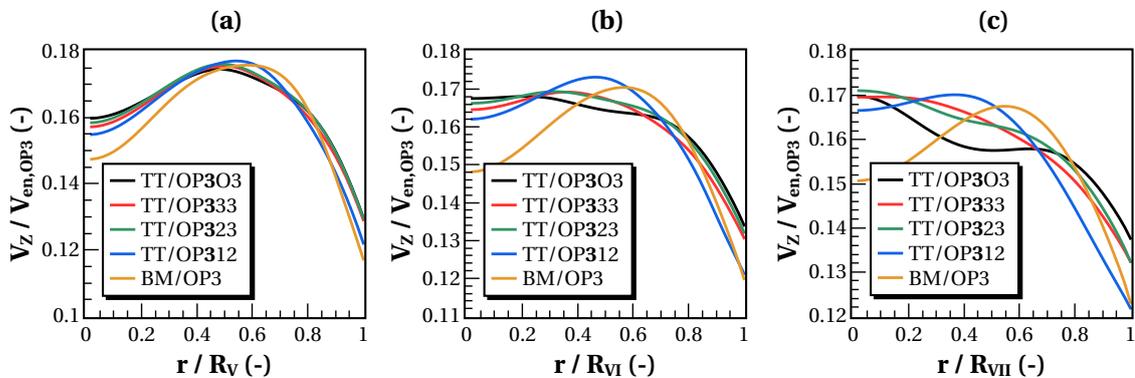


Figura 95 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII da turbina à esquerda do caso TT em OP3.

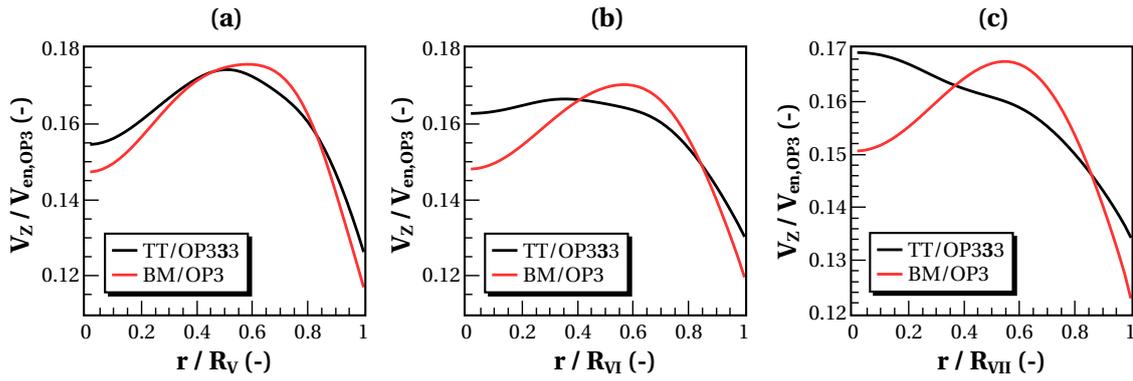


Figura 96 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII da turbina ao centro do caso TT em OP3.

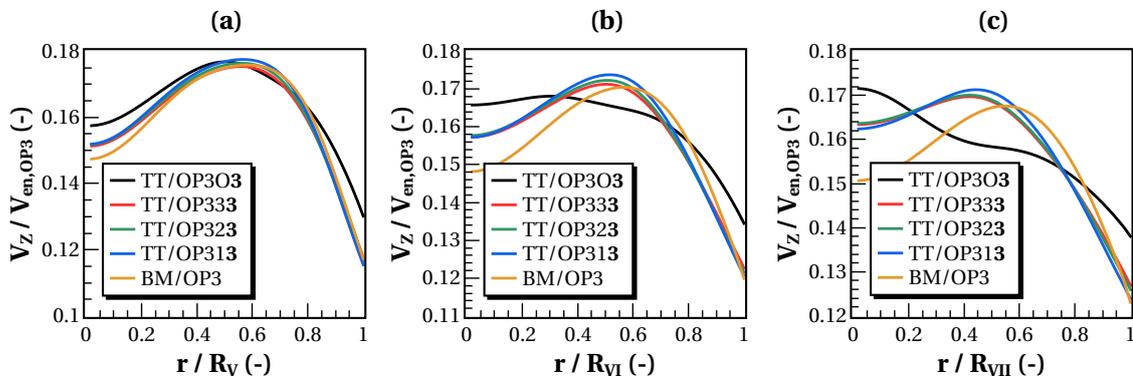


Figura 97 – Distribuição da componente axial do vetor velocidade nos planos (a) V, (b) VI e (c) VII da turbina à direita do caso TT em OP3.

Para tentar entender essas diferenças, foi analisada a topologia do escoamento no plano longitudinal horizontal das extensões. Os resultados são mostrados na Fig. 98. Dessa figura, é possível perceber que o escoamento na interface entre as turbinas variou de caso para caso. Por exemplo, quando todas as turbinas operavam em baixa carga, Fig. 98(a), existiu uma região de baixa velocidade entre as turbinas que se estendeu até a metade da extensão. Daí em diante, o escoamento parece ter se uniformizado numa velocidade intermediária. No caso OP333, Fig. 98(c), essa região de baixa velocidade se estendeu mais, principalmente porque a velocidade axial era maior. Contudo, quando as turbinas trabalham nesses dois pontos de operação, como em OP313 mostrado na Fig. 98(e), as interfaces entre as turbinas foram bem diferentes uma da outra. Enquanto que no lado direito da extensão a interface foi similar a OP333, do lado esquerdo existiu uma grande região de baixa velocidade, que influenciou bastante no escoamento da turbina central, mas nem tanto o da esquerda. Essas influências foram ainda mais pronunciadas nos casos com uma das turbinas fora de operação. Os resultados da Fig. 98 também mostraram um desvio à esquerda dos jatos, analisados na Fig. 99.

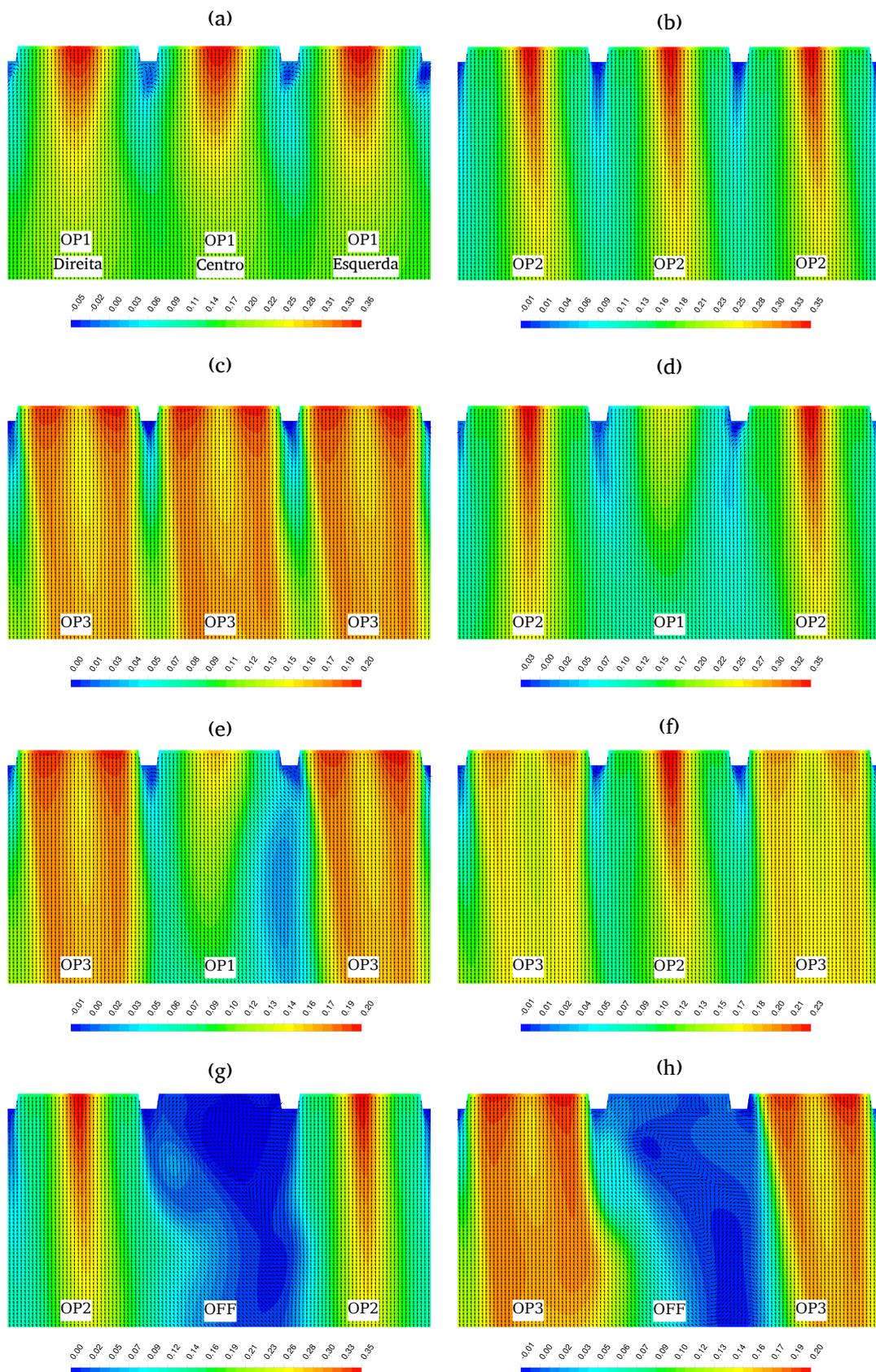


Figura 98 – Campo de velocidade no plano longitudinal de TT operando em (a)OP111, (b)OP222, (c)OP333, (d)OP212, (e)OP313, (f)OP323, (g)OP202 e (h)OP303, e normalizado para a velocidade média na entrada.

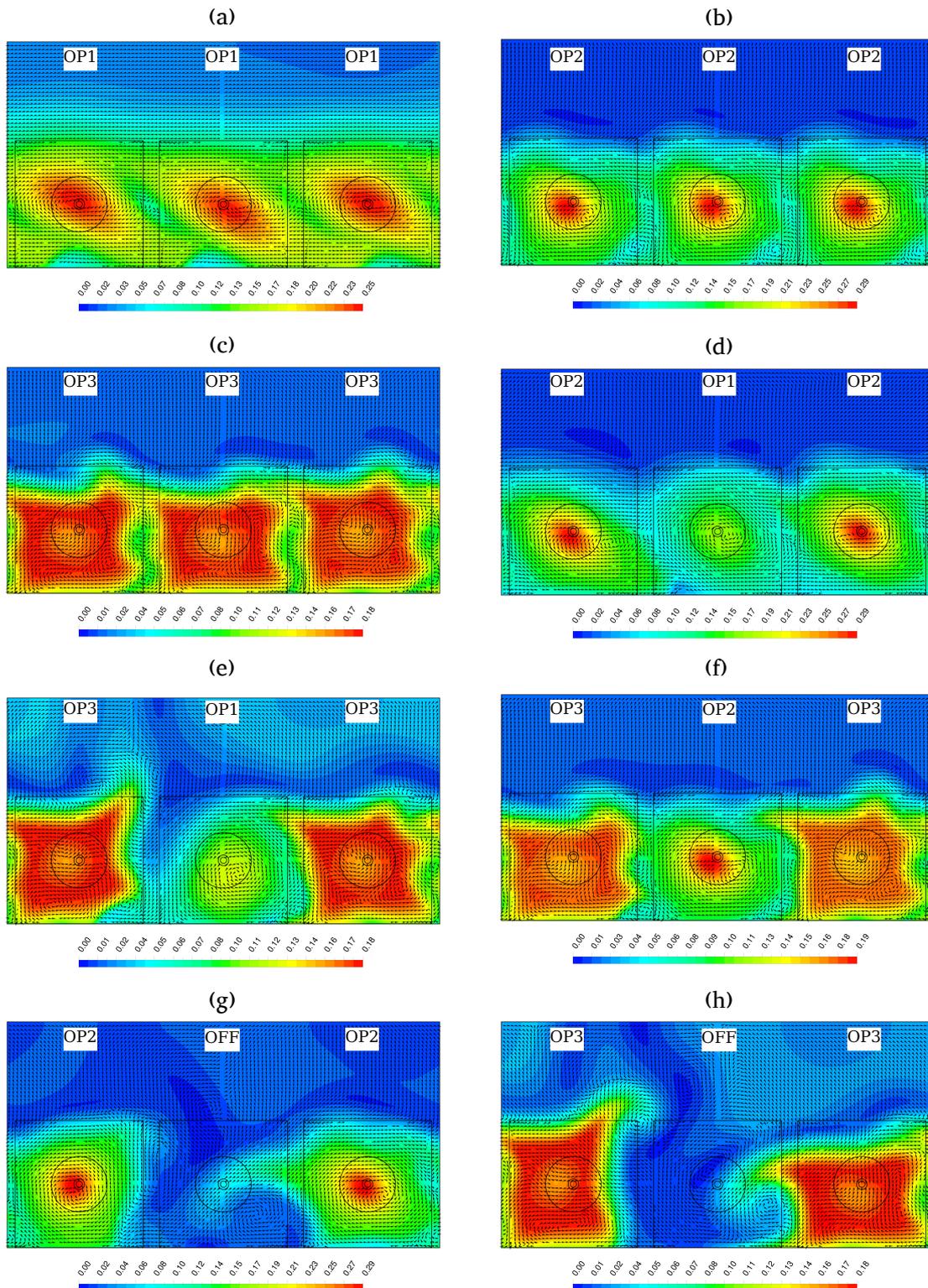


Figura 99 – Campo de velocidade no plano transversal V de TT operando em (a)OP111, (b)OP222, (c)OP333, (d)OP212, (e)OP313, (f)OP323, (g)OP202 e (h)OP303, e normalizado para a velocidade média na entrada.

A Fig. 99 deixa bem claro as interações entre as turbinas, principalmente devido ao movimento de rotação do jato que deixa o tubo de sucção. Assim como em ST operando em OP1, no caso OP111 (Figura 99(a)), a troca de massas entre as turbinas adjacentes deformou o campo de velocidade no plano transversal V, a parte superior indo para a esquerda e a inferior para a direita. Nos casos sem tanto *swirl*, como OP222 e OP333 (respectivamente, Figuras 99(b) e 99(c)), essa deformação foi bem menos pronunciada. Entretanto, em OP212, o escoamento da turbina central induziu o mesmo efeito nas turbinas adjacentes, enquanto em OP313, o mesmo não ocorreu. Nesse último caso, a alta velocidade axial do jato deve ter mitigado os efeitos de *swirl* da turbina central.

É necessário notar, em ambas as Figs. 98 e 99, que no caso da turbina central não estar operando, existem grandes estruturas visíveis no campo de velocidade do escoamento. Isso pode estar atrelado a comportamentos transientes que *não* podem ser capturados pelas simulações RANS.

Os resultados das perdas de carga no tubo de sucção e eficiência da turbina são mostrados na Tab. 11 a seguir.

Tabela 11 – Perda de carga e eficiência da máquina na extensão TT em diferentes OPs.

Caso	$-\Delta H_{stat, TS}$ [m.c.a.]	$\Delta H_{din, TS}$ [m.c.a.]	$\Delta H_{TS}$ [m.c.a.]	$\eta^*$ [%]
TT/OP111 (Cen.)	-1,0183	1,0964	0,0780	101,54
TT/OP212 (Cen.)	-1,0197	1,0964	0,0767	101,58
TT/OP313 (Cen.)	-1,0178	1,0964	0,0786	101,52
TT/OP323 (Cen.)	-2,2861	2,3729	0,0869	101,51
TT/OP222 (Cen.)	-2,2858	2,3729	0,0871	101,50
TT/OP212 (Esq.)	-2,2841	2,3729	0,0888	101,45
TT/OP212 (Dir.)	-2,2862	2,3729	0,0867	101,51
TT/OP333 (Cen.)	-5,1299	5,2837	0,1538	101,22
TT/OP313 (Esq.)	-5,1286	5,2837	0,1551	101,18
TT/OP313 (Dir.)	-5,1291	5,2837	0,1545	101,20
TT/OP323 (Esq.)	-5,1274	5,2837	0,1563	101,14
TT/OP323 (Dir.)	-5,1291	5,2837	0,1545	101,20

Os resultados da Tab. 11 mostram que, em termos de perda de carga, houveram algumas diferenças entre os casos. Por exemplo, comparando com OP111, a variação da perda de carga,  $\Delta H_{TS}$ , no caso OP212 foi 1,6% menor, mas menos de 1% maior em OP313. Nos casos no melhor ponto de operação, a variação entre a maior e a menor perda de carga foi de quase 2,5%, e nos casos em alta carga, aproximadamente 1,6%. Contudo, quando se analisa a eficiência da turbina, essas diferenças são menos importantes, uma vez que  $\eta^*$  variou não mais que 0,08%.

### 6.5.2 Variação das condições de contorno na lateral do domínio

Algumas vezes, dependendo da posição da usina hidrelétrica em relação ao canal de fuga ou mesma das turbinas em relação à barragem, as condições de contorno periódicas utilizadas até aqui nas superfícies laterais da extensão TT não capturam corretamente a realidade do escoamento.

Neste item, serão analisados quatro casos diferentes, dois com as três turbinas operando em OP1 e dois com elas operando em OP3. Nos dois primeiros, será analisado a diferença de se ter um fluxo cruzado *uniforme* à direita ou à esquerda da extensão, respectivamente, OP111D e OP111E. Nos outros, serão analisados um caso de fluxo cruzado, OP333E, e um caso com uma parede sem deslizamento, OP333P.

O fluxo cruzado vindo de um dos lado da extensão foi definido de forma bastante simples. Uma das superfícies laterais foi configurada com uma entrada e a superfície oposta como *outlet*. O escoamento na entrada foi modelado como uniforme, perpendicular à superfície e a turbulência padrão do ANSYS CFX utilizada, ou seja, 5% de intensidade. A magnitude do vetor velocidade foi definida com base na velocidade axial média no plano de saída do tubo de sucção,  $\dot{Q}/S_{IV}$ , como mostra a Fig. 100 a seguir.

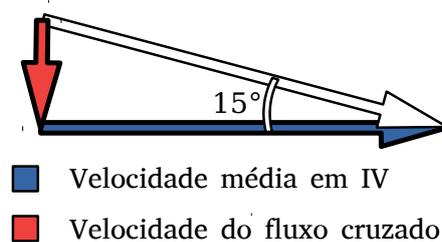


Figura 100 – Definição do vetor de velocidade no plano de entrada na lateral do domínio.

No caso OP333P, a condição de não deslizamento em uma das paredes laterais impossibilita o uso de condições de periodicidade na outra, de forma que foi imposta uma condição de deslizamento livre na parede oposta da extensão. O problema dessa abordagem é que as regiões de troca de massa, como visto no item 6.3.2, não são modeladas, e a solução do problema prejudicada.

O campo de velocidade no plano longitudinal das extensões são mostrados na Fig. 101 a seguir. Iniciando a análise pelo caso OP333P (Figura 101(d)), ficou claro que adicionar uma parede sem deslizamento em um dos lados não alterou fortemente a topologia do escoamento, comparado à OP333, na Figura 98(c). Mas, vale notar que OP3 possui o menor *swirl* dentre todos os OPs, de forma que o escoamento é fortemente axial. Nos casos com um fluxo cruzado na extensão, entretanto, grandes alterações na topologia foram observadas. Por exemplo, o jato da turbina à esquerda no caso OP333E foi bastante desviado pelo fluxo cruzado, o que fez os jatos no centro e, principalmente, à direita seguissem reto (ao invés de desviados à esquerda, como no caso OP333).

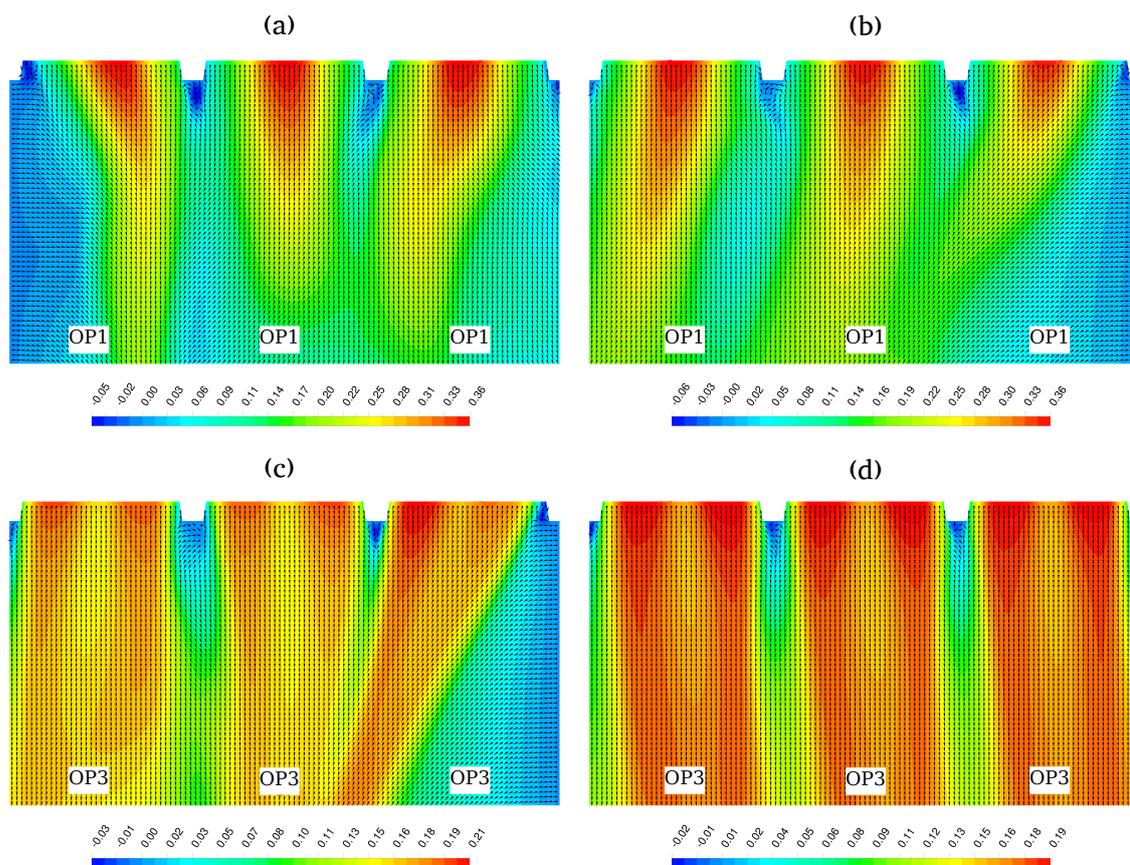


Figura 101 – Campo de velocidade, normalizado para  $V_{en,OP}$ , no plano longitudinal de TT operando em (a)OP111D, (b)OP111E, (c)OP333E e (d)OP333P.

Os resultados mais interessantes na Fig. 101 foram, contudo, em OP111. Ficou claro nas Figs. 101(a) e 101(b) que a direção do fluxo cruzado na extensão impacta o comportamento do escoamento na saída do tubo de sucção. Por exemplo, quando vindo da esquerda, no caso OP111E, algo semelhante a OP333E foi encontrado, isto é, o jato da turbina à esquerda foi desviado para a direita e os outros dois foram levemente modificados, embora mais que no caso de alta carga. Contudo, em OP111D, a turbina mais à direita teve seu jato desviado para a esquerda, *enquanto* que a turbina da esquerda teve seu jato desviado para a direita.

As razões por trás dessas diferenças entre OP111D e OP111E devem ser, novamente devido à elevada helicidade dos escoamentos que deixam os tubos de sucção nesses casos. De alguma forma, o movimento de rotação deve ter interagido de forma diferente com o fluxo cruzado da extensão. Nesse sentido, foram analisados os campos de velocidade no plano transversal  $V$  nos quatro casos analisados, como mostra a Fig. 102 a seguir.

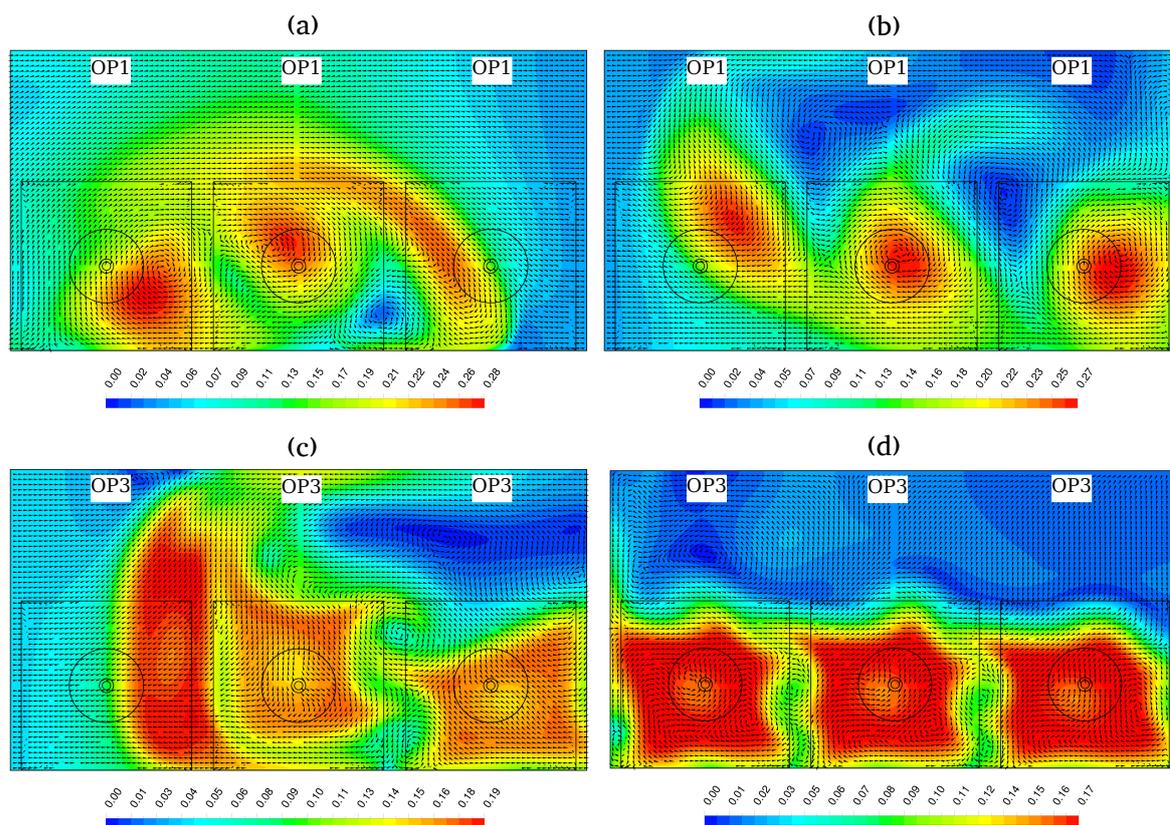


Figura 102 – Campo de velocidade, normalizado para  $V_{en,OP}$ , no plano transversal V de TT operando em (a)OP111D, (b)OP111E, (c)OP333E e (d)OP333P.

Comparado com o caso periódico, a maior diferença no caso OP333P foi a recirculação na região superior do domínio, que pode ser explicada de forma similar ao discutido no item 6.3.2. No caso OP333E, o fluxo cruzado empurrou o jato que saía da turbina à esquerda e o achatou, alongando-o para cima como consequência. Em ambos os casos, nota-se uma clara interferência da fronteira superior do domínio.

Nos casos de operação em baixa carga, Figs. 102(a) e 102(b), o fluxo cruzado interagiu com a rotação do jato de forma diferente. Em OP111E, ambos se somaram na parte de baixo do domínio, o que aumentou a velocidade nessa região e tendeu a levantar o escoamento que deixava o tubo de sucção. Na parte superior, devido aos fluxos em direções opostas, além de um ponto de estagnação próximo à lateral direita, várias zonas de recirculação se formaram.

Já em OP111D, os fluxos cruzados e os jatos se somaram na parte superior do domínio, de forma que o escoamento nessa região foi praticamente todo direcionado para a esquerda. Na parte inferior, os escoamentos possuíam sentidos opostos, o que criou um ponto de estagnação na superfície inferior do domínio, abaixo do centro da turbina. Essas duas interações deformaram o escoamento da turbina à direita, que foi alongado até acima da turbina à esquerda e desviado para baixo pelo movimento de rotação do jato nessa região.

Um ponto interessante nos casos OP111D e E foi o deslocamento do centro de rotação do jato d'água que deixa o tubo de sucção. Na parede próxima à entrada do fluxo cruzado, ele foi deslocado para baixo em OP111D e para cima em OP111E. Isso pode alterar o atrito entre o escoamento e a parte de baixo do domínio, e em último caso, as perdas de carga nessa região. Os resultados para as perdas de carga e eficiência de cada máquina são mostrados na Tab. 12 a seguir, mas apenas os dados da turbina central são apresentados, uma vez que elas são as mais distantes de ambas as fronteiras laterais.

Tabela 12 – Perda de carga e eficiência da máquina na extensão TT em diferentes OPs.

Caso	$-\Delta H_{stat, TS}$ [m.c.a.]	$\Delta H_{din, TS}$ [m.c.a.]	$\Delta H_{TS}$ [m.c.a.]	$\eta^*$ [%]
TT/OP111 (Cen.)	-1,0183	1,0964	0,0780	101,54
TT/OP111E (Cen.)	-1,0176	1,0964	0,0787	101,52
TT/OP111D (Cen.)	-1,0200	1,0964	0,0764	101,59
TT/OP333 (Cen.)	-5,1299	5,2837	0,1538	101,22
TT/OP333E (Cen.)	-5,1303	5,2837	0,1534	101,23
TT/OP333P (Cen.)	-5,1372	5,2837	0,1465	101,45

Nos casos das turbinas operando em baixa carga, as perdas de carga variaram até 2% comparadas ao caso com fronteiras periódicas, OP111. Em termos de eficiência da máquina, essas variações foram mais limitadas, não chegando a mais de 0,05%. Contudo, vale notar que o sentido do fluxo influenciou nas perdas, pois, quando ele foi direcionado para a esquerda, elas aumentaram, enquanto que quando ele foi direcionado para a direita, as perdas diminuíram em relação a OP111. Isso se deve às diferenças na topologia do escoamento discutidas anteriormente. Na operação em alta carga, as variações na perda de carga e eficiência entre OP333E e OP333 foram insignificantes. Porém, no caso com as paredes sem/com deslizamento, as perdas de carga foram quase 5% menor que no caso periódico, e a eficiência 0,23% maior.

## 6.6 Considerações finais

Nas duas seções anteriores, foram discutidos os resultados dos casos com um e três tubos de sucção. Além de terem sido observadas algumas diferenças entre os casos, principalmente na topologia do escoamento na parte da extensão, a análise das perdas de carga foi limitada ao cálculo dentro do tubo de sucção pelo método de IEC (1999) e pela avaliação de  $\chi$  nos cinquenta planos transversais.

Contudo, um aspecto que não foi discutido nessas seções foi a importância das perdas de carga, tanto nos tubos de sucção, quanto nas nas extensões, em relação à quantidade total de energia disponível na turbina. Assim, *utilizando os resultados dos cinquenta planos transversais*, foi feita a Tab. 13 a seguir:

Tabela 13 – Importância da perda de carga no tubo de sucção e extensão.

Caso	$\Delta H_{TS}^*$ [%]	$\Delta H_{ext}^*$ [%]	$\Delta H_{ext}/\Delta H_{tot}$ [%]	$\Delta H_{ext}/H_n$ [%]
BM/OP1	102,92	21,72	3,19	0,32
TL/OP1	107,12	27,37	3,99	0,40
ST/OP1	102,92	25,36	3,71	0,37
BM/OP2	100,00	13,69	2,15	0,20
TL/OP2	111,13	27,37	3,76	0,36
ST/OP2	100,00	19,89	3,10	0,29
BM/OP3	190,51	16,24	1,87	0,24
TL/OP3	206,75	48,91	5,52	0,72
ST/OP3	190,33	31,39	3,63	0,46

onde  $\Delta H_{TS}^*$  e  $\Delta H_{ext}^*$  são as perdas de carga no tubo de sucção e na extensão, respectivamente, divididas por  $\Delta H_{TS}$  no caso BM em OP2,  $\Delta H_{tot}$  é a perda de carga total da máquina, incluindo o tubo de sucção, a extensão e o conjunto distribuidor mais rotor, e  $H_n$  é a energia disponível para a turbina.

Fica claro da Tab. 13, que a perda de carga dentro do tubo de sucção dos casos BM e ST são iguais em qualquer ponto de operação, enquanto que TL sempre previu valores de  $\Delta H_{TS}^*$  mais elevados. Contudo, quando se analisam as extensões, até por causa dos efeitos da expansão, as perdas de carga em TL foram maiores que em ST, que por sua vez foram maiores que em BM. Mas é interessante notar que  $\Delta H_{ext}^*$  foi mais alta em OP3 e mais baixa em OP2. Pela teoria de Borda-Carnot, Equação (2.13), em um escoamento confinado, como é o caso estudado, essas perdas deveriam ser função apenas da razão entre as áreas, o que, claramente, não foi o caso, embora a expansão de TL seja maior que ST, da mesma forma que suas perdas. Esses resultados indicam que a complexidade do escoamento, principalmente seu *swirl*, prejudicam a aplicação da teoria de conservação da quantidade de movimento linear, Equação (2.13).

Essas diferenças entre os casos se traduz em uma elevação razoável da participação das perdas da extensão em relação às perdas totais da turbina. Por exemplo, pela Tabela 13, em OP3,  $\Delta H_{ext}^*$  representou 1,87% de  $\Delta H_{tot}$  em BM e 3,63% em ST, uma diferença de quase 2%. Mas, quando comparada à energia disponível para a máquina em cada um dos casos,  $H_n$ , essas diferenças se tornam quase insignificantes, como mostram os resultados na última coluna da Tab. 13. O problema é que a maior parte da energia é convertida e/ou perdida no conjunto distribuidor mais rotor, e outra grande parte é recuperada e/ou perdida na porção inicial do tubo de sucção, de forma que a importância das perdas na saída e na extensão são pequenas.

## 7 Conclusão

A finalidade do presente trabalho foi estudar a influência de diferentes parâmetros nas perdas de carga na saída e na eficiência de um tubo de sucção de uma turbina hidráulica do tipo bulbo para operações em baixas quedas d'água. Para tanto, o problema foi abordado numericamente, utilizando o programa ANSYS CFX para obter as soluções, e, quando possível, os resultados foram validados com base em dados experimentais.

Dentre os parâmetros estudados, estavam a geometria da extensão posicionada logo após a saída do tubo de sucção, o ponto de operação da máquina, as condições de contorno impostas na superfície de saída do domínio e a interação do escoamento entre turbinas adjacentes, todos variados de forma sistemática para obter comparações significativas.

O primeiro passo do estudo, explicado no Capítulo 5, foi calcular os perfis de velocidade na entrada do tubo de sucção, em três pontos de operação distintos, classificados de acordo com suas vazões mássicas. Foi utilizado um domínio reduzido, composto apenas pelo distribuidor e rotor, o modelo de turbulência  $k - \omega$  SST e cinco malhas para avaliar o nível de discretização espacial do modelo.

Os resultados dos perfis das componentes axial e radial da velocidade se mostraram condizentes com os dados experimentais, exceto próximo às paredes. Já a distribuição da componente tangencial apresentou uma séria diferença em relação aos experimentos, principalmente próximo ao cubo do rotor. Isso motivou um estudo paramétrico onde foram variados o ângulo da pá e a velocidade de rotação do rotor. Como não foram encontradas melhoras consistentes nos resultados numéricos em relação aos experimentais e como *todos* os casos estariam sujeitos aos mesmos *erros* nas condições de entrada, foi decidido manter os perfis de velocidade inalterados.

Ao todo, foram analisadas quatro geometrias principais do domínio tubo de sucção mais extensão no Capítulo 6. Todas as simulações empregaram o modelo de turbulência  $k - \omega$  SST e a discretização espacial foi analisada a partir de cinco malhas diferentes. Antes de iniciar as comparações dos casos, foi estudada a influência das condições de contorno na extensão em TL e ST. De forma geral, os resultados mostraram que definir a condição de contorno na saída como *opening* e nas laterais de ST como *periódicas* faria o escoamento ficar mais próximo da realidade, embora o impacto nas perdas de carga e eficiência da turbina tenha sido pequeno.

Definidas as condições de contorno para todos os casos, as análises foram divididas, primeiro, de acordo com o número de tubos de sucção, e, segundo, de acordo com o ponto de operação da turbina. Nos casos onde a comparação com dados experimentais foi possível, a concordância dos perfis de velocidade se mostrou aceitável, pois, embora os resultados numéricos das componentes axial e radial tenham piorado um pouco em relação aos obtidos na entrada, a componente tangencial foi bem prevista no plano III.

O foco das comparações entre os casos foram as diferenças nos perfis de velocidade na extensão do tubo de sucção, as perdas de carga dentro dele e a evolução do coeficiente de perdas ao longo do domínio. De modo geral, as geometrias TL e ST modificaram o comportamento do escoamento em relação ao modelo de base, BM, principalmente nas regiões próximas às zonas de recirculação, causadas pela expansão abrupta depois do tubo de sucção.

Em relação às perdas de carga e eficiência do tubo de sucção, a geometria da extensão teve pouco impacto nos resultados, as diferenças em TL sendo atribuídas ao maior comprimento desse caso. A evolução do coeficiente de perdas de carga, por outro lado, se mostrou bastante sensível à geometria utilizada, o que era esperado devido às mudanças repentinas da área do escoamento.

Contudo, um dos resultados mais interessantes foi a constatação da interação entre turbinas adjacentes vista nos casos ST, causadas pelo movimento de rotação do jato que deixa o tubo de sucção e pelo fato das condições de contorno nas laterais do domínio serem periódicas. Essas interações, na forma de zonas de troca de massa entre as turbinas, alteraram de forma significativa os perfis de velocidade na extensão.

Essas interações ainda motivaram o estudo de um domínio composto por três tubos de sucção, de forma que mais combinações de pontos de operação pudessem ser analisadas e as interações entre as turbinas melhor compreendidas. Além do mais, um domínio maior permitiria estudar a influência de um fluxo cruzado vindo de um dos lados da extensão sobre o conjunto de turbinas ou mesmo a presença de uma parede sem deslizamento somente em uma das laterais.

Os resultados mostraram, novamente, que as interações entre as turbinas tiveram um impacto importante na topologia do escoamento da extensão, principalmente quando uma delas operava em condições diferente das outras, inclusive desligada. Nos casos com fluxo cruzado, a interação do jato que deixava os tubos de sucção foi diferente dependendo do lado de entrada do fluxo. No que se refere às perdas de carga, os três tubos de sucção dificultaram a avaliação do coeficiente de perdas na extensão, devido às variações nas condições de operação das turbinas. Contudo, foram verificadas algumas diferenças nas perdas dentro do tubo de sucção e que podem influenciar a eficiência das máquinas.

Por fim, embora tenha ficado claro a influência da geometria da extensão, das condições de contorno e das turbinas adjacentes no campo de velocidades e evolução das perdas de carga ao longo do domínio, o impacto dessas diferenças nas perdas no total de energia disponível para a turbina foi mínimo, principalmente porque a maior parte delas ocorre entre o distribuidor e a porção inicial do tubo de sucção, de forma que, na extensão, menos de 1% da energia disponível é perdida. Assim, apesar das diferenças entre os casos estudados, seus efeitos foram bastante limitados.

## 7.1 Trabalhos futuros

Apesar das conclusões terem sido de que a influência das geometrias nas perdas de carga são insignificantes, ainda existem alguns pontos interessantes que podem ser explorados em trabalhos futuros. Por exemplo, uma sugestão seria aprofundar os estudos sobre as condições de entrada do tubo de sucção, principalmente, por causa dos problemas encontrados com a sua componente tangencial. Além de afetarem diretamente os cálculos das perdas de carga, foi visto que o movimento de rotação resultante da componente tangencial do escoamento foi a grande responsável pela interação entre as turbinas.

Outra sugestão seria localizar as zonas onde ocorrem a maior parte das perdas, similar ao que foi feito por Wilhelm et al. (2016). Isso permitiria não apenas analisar as diferenças impostas pelas geometrias da extensão, mas também avaliar e propor mudanças a essas geometrias de forma a mitigar as perdas de carga.

Uma terceira sugestão seria realizar simulações transientes do problema. Como foi visto, existiram fortes interações entre as turbinas adjacentes, principalmente quando elas operavam de forma diferente. Essas interações foram um dos aspectos principais dos resultados, mas as simulações RANS não são capazes de capturá-las de forma completa. Nesse sentido, podem ser realizadas, num primeiro momento, simulações do tipo URANS por serem mais rápidas e menos trabalhosas, mas uma simulação LES ofereceria resultados mais completos e precisos.

Contudo, simulações transientes também necessitariam de condições de contorno mais realistas, o que leva à última sugestão para trabalhos futuros: estudar em mais detalhes as condições de contorno da extensão, por exemplo, no escoamento com fluxo cruzado, utilizar um perfil de velocidade ao invés de um valor constante e, na fronteira superior da extensão, avaliar a influência da altura dessa região e, se possível, a possibilidade de modelar a superfície livre da água.

## Referências

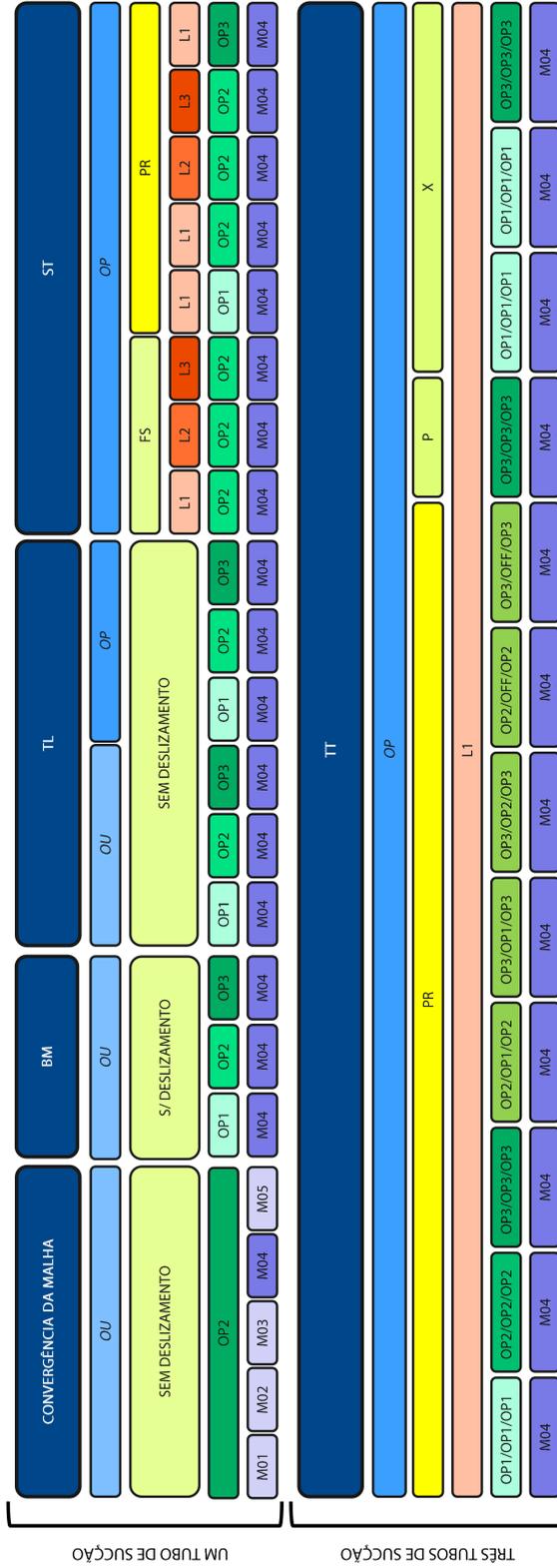
- ANSYS. Solver theory guide. *Ansys CFX Release*, v. 17, 2016.
- ARMPFIELD, S.; FLETCHER, C. Comparison of k-e and algebraic reynolds stress models for swirling diffuser flow. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Wiley Online Library, v. 9, n. 8, p. 987–1009, 1989.
- AVELLAN, F. Flow investigation in a francis draft tube: the flindt project. In: *Proceedings of the 20th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*. [S.l.: s.n.], 2000.
- BATCHELOR, G. K. *An introduction to fluid dynamics*. [S.l.]: Cambridge university press, 2000.
- BÉLANGER-VINCENT, P. *Simulations avancées de l'écoulement turbulent dans les aspirateurs de turbines hydrauliques*. Dissertação (Mestrado) — Université Laval, Quebec, Canadá, 2010.
- BRASIL, A. C. et al. *Turbinas Axiais Tipo Bulbo-Hidrodinâmica e Avanços Tecnológicos*. 2007. Disponível em: <<http://www2.aneel.gov.br/biblioteca/citenel2007/pdf/it45.pdf>>.
- BRUGIÈRE, O. *Fiabilité et évaluation des incertitudes pour la simulation numérique de la turbulence: application aux machines hydrauliques*. Tese (Doutorado) — Université Grenoble Alpes (UGA), Grenoble, França, 2015.
- CERVANTES, M.; ENGSTRÖM, T. F. *Turbine-99 III: Proceedings of the third IAHR/ERCOFTAC workshop on draft tube flow*. [S.l.: s.n.], 2005. (Forskningsrapport / Lulea tekniska universitet).
- CHEVALIER, J.; GIRAUD, H. Études théoriques et expérimentales de l'évolution de l'énergie dans les ouvrages aval des installations hydroélectriques de basse chute. *La Houille Blanche*, n. 2-3, p. 155–166, 1968.
- CLAUSEN, P.; KOH, S.; WOOD, D. Measurements of a swirling turbulent boundary layer developing in a conical diffuser. *Experimental Thermal and Fluid Science*, Elsevier, v. 6, n. 1, p. 39–48, 1993.
- COELHO, J. G. *Estudo numérico de tubos de sucção de turbinas hidráulicas tipo bulbo*. Dissertação (Mestrado) — Universidade de Brasília (UnB), 2006.
- DESCHÊNES, C. et al. General overview of the axialt project: a partnership for low head turbine developments. In: IOP PUBLISHING. *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*. [S.l.], 2010. v. 12, n. 1, p. 012043.
- DESCHÊNES, C. et al. Modern challenges for flow investigations in model hydraulic turbines on classical test rig. In: IOP PUBLISHING. *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*. [S.l.], 2014. v. 22, n. 2, p. 022013.

- DUPRAT, C. *Simulation numérique instationnaire des écoulements turbulents dans les diffuseurs des turbines hydrauliques en vue de l'amélioration des performances*. Tese (Doutorado) — Institut National Polytechnique de Grenoble (INPG), Grenoble, France, 2010.
- DUQUESNE, P. et al. Pressure probe with five embedded flush-mounted sensors: unsteady pressure and velocity measurements in hydraulic turbine model. *Experiments in fluids*, Springer, v. 54, n. 1, p. 1425, 2013.
- DUQUESNE, P. et al. Draft tube flow phenomena across the bulb turbine hill chart. In: IOP PUBLISHING. *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*. [S.l.], 2014. v. 22, n. 3, p. 032003.
- EPE. Balanço Energético Nacional 2017: Ano base 2016. *Rio de Janeiro*, 2017.
- FERZIGER, J. H.; PERIC, M. *Computational methods for fluid mechanics*. [S.l.: s.n.], 2002. v. 5. 85–127 p.
- FREIRE, A. P. S.; MENUT, P. P.; SU, J. Turbulência. *Associação Brasileira de Ciências Mecânicas (ABCM)*, *Rio de Janeiro*, 2002.
- GOKHMAN, A. *Two-way generation tidal power plant with one-way turbines*. [S.l.]: Google Patents, 2007. US Patent App. 11/395,967.
- GUBIN, M. F. *Draft tubes of hydro-electric stations*. [S.l.]: Published for the Bureau of Reclamation, US Dept. of the Interior and National Science Foundation, Washington, DC by Amerind Pub. Co., 1973.
- GUÉNETTE, V. et al. Numerical prediction of a bulb turbine performance hill chart through rans simulations. In: IOP PUBLISHING. *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*. [S.l.], 2012. v. 15, n. 3, p. 032007.
- GÜNEY, M.; KAYGUSUZ, K. Hydrokinetic energy conversion systems: A technology status review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, Elsevier, v. 14, n. 9, p. 2996–3004, 2010.
- HIRSCH, C. *Numerical computation of internal and external flows: The fundamentals of computational fluid dynamics*. [S.l.]: Butterworth-Heinemann, 2007.
- HOUDE, S. et al. Numerical analysis of a measured efficiency hysteresis on a bulb turbine model. In: IOP PUBLISHING. *IOP conference series: earth and environmental science*. [S.l.], 2014. v. 22, n. 2, p. 022009.
- IEC. International electrotechnical commission - IEC 60193: 1999. *Geneva, Switzerland*, 1999.
- JOŠT, D.; ŠKERLAVAJ, A. Efficiency prediction for a low head bulb turbine with sst and zonal les turbulence models. In: IOP PUBLISHING. *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*. [S.l.], 2014. v. 22, n. 2, p. 022007.
- KJØLLE, A. Mechanical equipment. *Waterpower laboratory, NTNU*, 2001.
- KOLMOGOROV, A. Equations of motion of an incompressible turbulent fluid. *Izv Akad Nauk SSSR Ser Phys*, v. 6, n. 6, p. 56–58, 1942.

- KOLMOGOROV, A. N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. In: *Dokl. Akad. Nauk SSSR*. [S.l.: s.n.], 1941. v. 30, n. 4, p. 299–303.
- KOVALEV, N. N. *Hydroturbines: Design and Construction*. [S.l.]: Israel Programme for Scientific Translations, 1965.
- LAUNDER, B.; SPALDING, D. The numerical computation of turbulent flows. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, v. 3, n. 2, p. 269 – 289, 1974.
- LESIEUR, M. Turbulence in fluids, fluid mechanics and its applications. *Springer*, v. 84, n. 1-537, p. 2–2, 2008.
- MALISKA, C. R. *Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional*. [S.l.]: Grupo Gen-LTC, 2003.
- MAURI, S. *Numerical simulation and flow analysis of an elbow diffuser*. Tese (Doutorado), 2002.
- MENTER, F. R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA journal*, v. 32, n. 8, p. 1598–1605, 1994.
- MENTER, F. R.; KUNTZ, M.; LANGTRY, R. Ten years of industrial experience with the sst turbulence model. *Turbulence, heat and mass transfer*, v. 4, n. 1, p. 625–632, 2003.
- MÖLLER, S.; SILVESTRINI, J.-T. fundamentos. iv escola de transição e turbulência. *Porto Alegre, RS, Brasil*, 2004.
- PATANKAR, S. *Numerical heat transfer and fluid flow*. [S.l.]: CRC press, 1980.
- PAYETTE, F.-A. *Simulation de l'écoulement turbulent dans les aspirateurs de turbines hydrauliques: impact des paramètres de modélisation*. Dissertação (Mestrado) — Université Laval, Quebec, Canadá, 2008.
- PELZ, P. F.; FROELICH, T. Free surface influence on low head hydro power generation. In: IOP PUBLISHING. *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*. [S.l.], 2016. v. 49, n. 10, p. 102005.
- POPE, S. B. *Turbulent flows*. [S.l.]: IOP Publishing, 2001.
- RHIE, C.; CHOW, W. L. Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation. *AIAA journal*, v. 21, n. 11, p. 1525–1532, 1983.
- SMAGORINSKY, J. General circulation experiments with the primitive equations: I. the basic experiment. *Monthly weather review*, v. 91, n. 3, p. 99–164, 1963.
- TAHERI, A. *Detached eddy simulation of unsteady turbulent flows in the draft tube of a bulb turbine*. Tese (Doutorado) — Université Laval, Quebec, Canadá, 2015.
- TENNEKES, H.; LUMLEY, J. L. *A first course in turbulence*. [S.l.]: MIT press, 1972.
- TRIDON, S. *Etude expérimentale des instabilités tourbillonnaires dans les diffuseurs de turbomachines hydrauliques*. Tese (Doutorado) — Institut National Polytechnique de Grenoble (INPG), Grenoble, France, 2010.

- VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. *An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method*. [S.l.]: Pearson Education, 2007.
- VU, T. C. et al. Cfd analysis of a bulb turbine and validation with measurements from the bulbt project. *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*, v. 22, n. 2, p. 022008, 2014.
- WHITE, F. M. *Fluid Mechanics 4th Ed University of Rhode Island*. [S.l.]: Rio de Janeiro: McGraw-Hill Companies, 1999.
- WILCOX, D. C. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA journal*, v. 26, n. 11, p. 1299–1310, 1988.
- WILHELM, S. *Étude des pertes de charge dans un aspirateur de turbine bulbe par simulations numériques instationnaires*. Tese (Doutorado) — Université Grenoble Alpes (UGA), Grenoble, França, 2017.
- WILHELM, S. et al. Analysis of head losses in a turbine draft tube by means of 3d unsteady simulations. *Flow, Turbulence and Combustion*, Springer, v. 97, n. 4, p. 1255–1280, 2016.
- 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.

# APÊNDICE A – Resumo dos casos



MC	Convergência da Malha	OP	Opening (para as condições de contorno no plano de saída)
BM	Modelo Base	OU	Outlet (para as condições de contorno no plano de saída)
TL	Tanque Longo	FS	Deslizamento livre (para as condições de contorno nas laterais do domínio)
ST	Tubo de sucção Simples	PR	Periodicidade (para as condições de contorno nas laterais do domínio)
TT	Três tubos de Sucção	P	Parede com/sem deslizamento (para as condições nas laterais do domínio)
OP1	Operação em carga baixa	X	Fluxo cruzado (para as condições de contorno nas laterais do domínio)
OP2	Operação no ponto de melhor eficiência	L1	Distância Lateral de 0.3 D
OP3	Operação em alta carga	L2	Distância Lateral de 0.6 D
OFF	Fora de operação	L3	Distância Lateral de 1.0 D
M0x	Número da Malha	D1	Profundidade do domínio de 0.3 D