

JONATAS EMMANUEL BORGES

**MODELAGEM E SIMULAÇÃO NUMÉRICA
DE ESCOAMENTOS SIMPLIFICADOS NO
FUNDO DE POÇOS EM PERFURAÇÃO**



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
2020**

JONATAS EMMANUEL BORGES

**MODELAGEM E SIMULAÇÃO NUMÉRICA
DE ESCOAMENTOS SIMPLIFICADOS NO
FUNDO DE POÇOS EM PERFURAÇÃO**

Tese apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia, como parte dos requisitos para a obtenção do título de **DOUTOR EM ENGENHARIA MECÂNICA**.

Área de concentração: Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos.

Orientador: Prof. Dr. Francisco José de Souza
Coorientador: Prof. Dr. Elie Luis Martínez Padilla

Uberlândia - MG
2020

Ficha Catalográfica Online do Sistema de Bibliotecas da UFU
com dados informados pelo(a) próprio(a) autor(a).

B732	Borges, Jonatas Emmanuel, 1985-
2020	MODELAGEM E SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ESCOAMENTOS SIMPLIFICADOS NO FUNDO DE POÇOS EM PERFURAÇÃO [recurso eletrônico] / Jonatas Emmanuel Borges. - 2020.
<p>Orientadora: Francisco José de Souza. Coorientadora: Elie Luis Martínez Padilla. Tese (Doutorado) - Universidade Federal de Uberlândia, Pós-graduação em Engenharia Mecânica. Modo de acesso: Internet. Disponível em: http://doi.org/10.14393/ufu.te.2020.162 Inclui bibliografia. Inclui ilustrações.</p>	
<p>1. Engenharia mecânica. I. Souza, Francisco José de, 1973-, (Orient.). II. Padilla, Elie Luis Martínez, 1967-, (Coorient.). III. Universidade Federal de Uberlândia. Pós-graduação em Engenharia Mecânica. IV. Título.</p>	
CDU: 621	

Bibliotecários responsáveis pela estrutura de acordo com o AACR2:

Gizele Cristine Nunes do Couto - CRB6/2091
Nelson Marcos Ferreira - CRB6/3074



UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA

Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica
 Av. João Naves de Ávila, nº 2121, Bloco 1M, Sala 212 - Bairro Santa Mônica, Uberlândia-MG, CEP 38400-902
 Telefone: (34) 3239-4282 - www.posgrad.mecanica.ufu.br - secposmec@mecanica.ufu.br



ATA DE DEFESA - PÓS-GRADUAÇÃO

Programa de Pós-Graduação em:	Engenharia Mecânica				
Defesa de:	Tese de Doutorado, nº 296, COPEM				
Data:	24/04/2020	Hora de início:	13:00	Hora de encerramento:	17:30
Matrícula do Discente:	11623EMC007				
Nome do Discente:	Jonatas Emmanuel Borges				
Título do Trabalho:	Modelagem e Simulação Numérica de Escoamentos Simplificados no Fundo de Poços de Perfuração				
Área de concentração:	Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos				
Linha de pesquisa:	Dinâmica dos Fluidos e Transferência de Calor				
Projeto de Pesquisa de vinculação:					

Reuniu-se na sala de reuniões do Bloco 5P, Campus Santa Mônica, da Universidade Federal de Uberlândia, a Banca Examinadora, designada pelo Colegiado do Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica, assim composta: Professores Doutores: Elie Luis Martínez Padilla (coorientador - FEMEC/UFU), Marcelo Braga dos Santos (FEMEC/UFU), Daniel Dall'Onder dos Santos (FEMEC/UFU), Leandro Franco de Souza (USP/São Carlos), Francisco Ricardo da Cunha (UnB) e Francisco José de Souza (FEMEC/UFU), orientador do candidato. Ressalta-se que os Prof. Leandro Franco de Souza, Francisco Ricardo da Cunha, Marcelo Braga dos Santos e Daniel Dall'Onder dos Santos, participaram da defesa por meio de videoconferência desde a cidade de São Carlos, Brasília e Uberlândia/MG, respectivamente, em atendimento a Portaria nº 36, de 19 de março de 2020 e o orientador, coorientador e aluno participaram *in loco*.

Iniciando os trabalhos o presidente da mesa, Dr. Francisco José de Souza, apresentou a Comissão Examinadora e o candidato, agradeceu a presença do público, e concedeu ao Discente a palavra para a exposição do seu trabalho. A duração da apresentação do Discente e o tempo de arguição e resposta foram conforme as normas do Programa.

A seguir o senhor(a) presidente concedeu a palavra, pela ordem sucessivamente, aos(as) examinadores(as), que passaram a arguir o(a) candidato(a). Ultimada a arguição, que se desenvolveu dentro dos termos regimentais, a Banca, em sessão secreta, atribuiu o resultado final, considerando o(a) candidato(a):

Aprovado.

Esta defesa faz parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor.

O competente diploma será expedido após cumprimento dos demais requisitos, conforme as normas do Programa, a legislação pertinente e a regulamentação interna da UFU.

Nada mais havendo a tratar foram encerrados os trabalhos. Foi lavrada a presente ata que após lida e achada conforme foi assinada pela Banca Examinadora.



Documento assinado eletronicamente por **Francisco José de Souza, Professor(a) do Magistério Superior**, em 24/04/2020, às 19:04, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Leandro Franco de Souza, Usuário Externo**, em 24/04/2020, às 21:37, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Francisco Ricardo da Cunha, Usuário Externo**, em 25/04/2020, às 02:54, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Elie Luis Martinez Padilla, Professor(a) do Magistério Superior**, em 26/04/2020, às 15:29, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Daniel Dall'Onder dos Santos, Professor(a) do Magistério Superior**, em 28/04/2020, às 11:05, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



Documento assinado eletronicamente por **Marcelo Braga dos Santos, Professor(a) do Magistério Superior**, em 28/04/2020, às 11:07, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 6º, § 1º, do [Decreto nº 8.539, de 8 de outubro de 2015](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site https://www.sei.ufu.br/sei/controlador_externo.php?acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0, informando o código verificador **2012984** e o código CRC **CC3E4C8B**.

AGRADECIMENTOS

A Deus por todas as bênçãos que me permitiu finalizar este trabalho;

Aos meus amados pais Wellington e Elizabete (*in memoriam*), irmãos Wellington Júnior e Queren Daniela, querida esposa Renata e filha Elisa, pelo apoio incondicional, paciência, incentivo e companhia em todos os momentos;

Ao Professor Dr. Elie Luis Martínez Padilla pela amizade, orientação e ensinamento;

Ao Professor Dr. Francisco Jóse de Sousa pela orientação e apoio;

Aos amigos do MFlab, em especial, Sammy e ao professor, amigo de longa data, Dr. Marcos Lourenço, que muito contribuiu neste trabalho;

À Universidade Federal de Uberlândia e ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica pela oportunidade de realizar esta tese;

À Universidade Federal de Mato Grosso e ao Instituto de Ciências exatas e da terra por possibilitar meu afastamento para realização deste trabalho;

Ao programa Erasmus Mundus (EBW+) por financiar parte deste trabalho na Universidade de Malta e ao professor Christopher Micallef por supervisionar o trabalho neste período.

BORGES, J. E., **Modelagem e Simulação Numérica de Escoamentos Simplificados no Fundo de Poço em Perfuração** 2020. 185 f. Tese de Doutorado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia.

RESUMO

Na presente tese apresenta-se a modelagem e simulação de escoamentos turbulentos no fundo de poço, utilizando o método de fronteira imersa para modelar a geometria proposta. Neste escoamento o fluido de perfuração é bombeado através da coluna de perfuração e ejetado pelo bocal, representado por uma contração abrupta. O jato proveniente do bocal impacta o fundo de poço, escoa radialmente sobre a superfície do fundo do poço e retorna pelo canal anular. Uma estrutura toroidal característica do problema é formada no fundo do poço. Como ferramenta de estudo, foi empregada uma plataforma numérica em desenvolvimento com estrutura de dados paralela para solução das equações de Navier-Stokes. As equações foram discretizadas espacialmente pelo método de volumes finitos, com as derivadas dos termos difusivos aproximadas por diferenças-centradas (segunda ordem). A discretização temporal empregou o esquema de *Adams-Bashforth* de segunda ordem (explícito). O acoplamento pressão-velocidade foi realizado através do método do passo fracionado composto de dois passos. A metodologia de *simulação das grandes escalas* foi também empregada para simulação numérica de escoamentos turbulentos, considerando o modelo sub-malha dinâmico. Partículas foram adicionadas ao fundo de poço através da abordagem euleriana-lagrangiana considerando o acomplamento de *uma via*. Foram analisadas a influência da vazão volumétrica e da rotação no escoamento de fundo de poço. Os resultados evidenciaram que no domínio interno o perfil característico da *velocidade overshoot* é encontrado no plano da contração e a jusante deste plano, sendo este perfil modificado com o aumento da rotação e deixando de existir para maiores valores de rotação. A estrutura toroidal no fundo do poço tem sua dimensão aumentada com o incremento de Reynolds e devido a essa estrutura, o escoamento encontra-se limitado a canais estreitos sobre a superfície do fundo do poço e paredes laterais. Houve incremento do pico da pressão sobre a superfície impactada e da força de impacto com o aumento da vazão volumétrica. O aumento da rotação não traduziu em um aumento do pico de pressão e da força de impacto, pois as linhas de corrente se expandem rapidamente quando o jato é ejetado.

Palavras Chave: Escoamento no fundo de poço, método de fronteira imersa, simulação de grandes escalas, abordagem euleriana–lagrangiana, acomplamento de uma via.

BORGES, J. E., **Modeling and Numerical Simulation of a simplified downhole flow** 2020. 185
f. Doctor Thesis, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia.

ABSTRACT

In the present thesis the modeling and simulations of turbulent in downhole flow are presented, using the immersed boundary method to model immersed bodies. In this work, the fluid is injected through the drill pipe and then accelerated by the nozzle. As the fluid discharges from the nozzle, a high speed jet is generated in the downhole region, the fluid then impinges the bottomhole surface and finally flows out the downhole region through the annulus. The nozzle is represented by a sudden contraction. Due to the geometry of the problem, a toroidal vortex takes place. The numerical platform which has a parallel distributed-memory implementation to solve the Navier-Stokes equations. The equations are discretized using the finite volume method. Both advective and diffusive terms are advanced explicitly using and Adams-Bashforth scheme, and the spatial derivatives are discretized using central differencing scheme in a staggered arrangement. The pressure and velocity are coupled using an explicit fractional time-step method. The dynamic subgrid-scale used in large-eddy simulation was implemented. Particles were added in the sidewall near bottomhole surface through the euler-lagrange approach considering one-way coupling. The influence of the flow rates and rotational speeds was evaluated. The characteristic *velocity overshoot* was found in the contraction plane and immediately downstream. In the rotating cases, the velocity profiles at the contraction plane changes; additionally, for high rotational speeds, the characteristic *velocity overshoot* does not exhibit neither at the contraction plane nor immediately downstream of it. Due to the geometry of the problem, a toroidal vortex takes place and it grows as the Reynolds number increases and narrow channels are formed on bottomhole surface and near the sidewall; The impact force and the peak pressure on the impacted surface increases with increasing flow rates. As the fluid approaches the bottomhole the streamlines are overlapping and the impact force decreases with increasing rotational speeds.

Keywords: *Downhole flow, immersed boundary method, large eddy simulation, euler–lagrange approach, one-way coupling.*

Lista de Figuras

1.1	Esboços de escoamentos turbulentos por Leonardo da Vinci.	1
1.2	Evolução temporal da profundidade de perfuração de poços.	3
1.3	Contrações encontradas durante o processo de perfuração.	5
2.1	Representação de uma contração abrupta através dos pontos lagrangianos no domínio euleriano.	14
2.2	Representação esquemática do escoamento de um fluido newtoniano em uma contração abrupta: (a) escoamento característico do problema, (b) distribuição da pressão.	17
2.3	Arranjo experimental utilizado por Sánchez (2011)	19
2.4	Representação esquemática do jato colidindo em uma placa plana: (a) configuração do experimento e (b) escoamento característico do problema em análise.	20
2.5	Ilustração da ação do jato no fundo de poço.	23
2.6	Brocas simplificadas utilizadas no trabalho de Puelles (2019): (a) PDC e (b) Tricônica. .	26
4.1	Volume de controle elementar utilizado para discretização das equações.	39
5.1	Cavidade tridimensional com tampa deslizante.	48
5.2	Domínio computacional partitionado em 32 processadores para $Re = 3.200$	49
5.3	Perfis de velocidade média para o modelo sub-malha de Smagorinsky considerando $Re = 3.200$: (a) u/U e (b) v/U	50

5.4 Desenvolvimento temporal da componente u do vetor velocidade em diferentes posições do escoamento para $Re = 10.000$, $x/L = 0,5$, $z/L = 0,5$. (a) Deshpande e Milton (1998) e (b) presente resultado.	51
5.5 Perfis de velocidade média para o modelo sub-malha de Smagorinsky considerando $Re = 10.000$: (a) u/U e (b) v/U	51
5.6 Perfis da intensidade turbulenta para o modelo sub-malha de Smagorinsky considerando $Re = 10.000$: (a) u_{rms}/U e (b) v_{rms}/U	52
5.7 Perfis de velocidade média para o modelo sub-malha dinâmico considerando $Re = 3.200$: (a) u/U e (b) v/U	53
5.8 Perfis de velocidade média para o modelo sub-malha dinâmico considerando $Re = 10.000$: (a) u/U e (b) v/U	54
5.9 Espectro da energia cinética turbulenta para o modelo sub-malha dinâmico considerando $Re = 10.000$: (a) Deshpande e Milton (1998) e (b) presente resultado.	54
5.10 Perfis da intensidade turbulenta para o modelo sub-malha dinâmico considerando $Re = 10.000$: (a) u_{rms}/U e (b) v_{rms}/U	55
5.11 Iso-superfícies de vorticidade para $Re = 3200$: (a) Melo (2017) e (b) presente trabalho.	56
5.12 Escoamento em um canal de seção quadrada: (a) esquema e (b) perfil da velocidade axial adimensional w/W	57
5.13 Representação da contração abrupta: (a) ilustração e (b) esquema.	59
5.14 Campo de velocidade axial adimensional, w/W , para os diferentes números de Reynolds laminar, Re_D	60
5.15 Campo da velocidade radial adimensional v/W para os diferentes números de Reynolds laminar, Re_D	60
5.16 Linha de correntes para os diferentes números de Reynolds laminar, Re_D	62
5.17 Linhas de corrente e vetor velocidade para $Re_D = 365$, sendo: (a) resultado experimental de Sánchez (2011) e (b) presente trabalho.	63
5.18 Vetor velocidade adimensional, \vec{V}/W , para $Re_D = 365$	63

5.19 Linhas de corrente sobrepostas ao campo do módulo da velocidade adimensional, $ \vec{V} /W$ para $Re_D = 365$: (a) resultado experimental de Sánchez (2011) e (b) presente trabalho.	64
5.20 Perfis da velocidade axial: (a) ao logo do eixo axial ($r/D = 0$) e (b) no plano da contração ($z/D = 0$).	65
5.21 Perfis da velocidade axial adimensional, w/W , considerando $Re_D = 365$, nas posições: (a) $z/D = -0,288$, (b) $z/D = -0,236$, (c) $z/D = -0,076$, (d) $z/D = -0,026$, (e) $z/D = 0,049$ e (f) $z/D = 0,784$	67
5.22 Perfis do módulo da velocidade radial adimensional, $ v /W$, considerando $Re_D = 365$, nas posições: (a) $z/D = -0,183$, (b) $z/D = -0,104$, (c) $z/D = -0,052$ e (d) $z/D = -0,039$	69
5.23 Perfis da velocidade axial adimensional, w/W , considerando $Re_D = 993$, nas posições: (a) $z/D = -1,047$, (b) $z/D = -0,288$, (c) $z/D = -0,183$, (d) $z/D = -0,052$, (e) $z/D = 0,074$ e (f) $z/D = 0,274$	71
5.24 Perfis do módulo da velocidade radial adimensional, $ v /U$, considerando $Re_D = 993$, nas posições: (a) $z/D = -0,183$, (b) $z/D = -0,079$, (c) $z/D = 0,052$ e (d) $z/D = 0,039$	72
5.25 Pressão adimensionalizada ao longo do eixo axial, $r/D = 0$, para vários números de Reynolds.	74
5.26 Campo de pressão: (a) $Re_D = 365$, (b) $Re_D = 993$ e (c) evidência da <i>vena contracta</i> para $Re_D = 993$	74
5.27 Representação esquemática do escoamento no fundo de poço: (a) esquema e (b) particionamento do domínio em 32 processadores.	78
5.28 Comparação entre perfis da velocidade axial na linha de centro: (a) $Re_D = 5.300$ e (b) $Re_D = 40.065$	80
5.29 Comparação do perfil no escoamento completamente desenvolvido: (a) $Re_D = 5.300$ em $z/D = -1,254$ e (b) $Re_D = 40.065$ em $z/D = -1,233$	81
5.30 Comparação do perfis da velocidade axial média para $Re_D = 5.300$, nas posições: (a) $z/D = -1,254$, (b) $z/D = -0,347$, (c) $z/D = -0,1517$, (d) $z/D = -0,0947$, (e) $z/D = -0,0037$ e (f) $z/D = 0,074$	82

5.31 Comparação entre os perfis da velocidade axial média para $Re_D = 5.300$: (a) $z/D = -0,0947$ -sem modificação, (b) $z/D = -0,0947$ -normalizado, (c) $z/D = -0,0377$ -sem modificação e (d) $z/D = -0,0377$ -normalizado.	83
5.32 Comparação do perfis da velocidade axial média para $Re_D = 40.065$, nas posições: (a) $z/D = -1,233$, (b) $z/D = -0,219$, (c) $z/D = -0,155$, (d) $z/D = -0,091$, (e) $z/D = -0,00362$ e (f) $z/D = 0,074$	85
5.33 Comparação entre os perfis da velocidade axial média para $Re_D = 40.065$: (a) $z/D = -0,091$ -sem modificação, (b) $z/D = -0,091$ -normalizado, (c) $z/D = -0,0362$ -sem modificação e (d) $z/D = -0,0362$ -normalizado.	86
5.34 Perfis da módulo da velocidade radial adimensional para $Re_D = 40.065$, nas posições: (a) $z/D = -0,219$, (b) $z/D = -0,155$, (c) $z/D = -0,091$ e (d) $z/D = -0,0362$	87
5.35 Perfis da intensidade turbulenta, w_{rms}/W , para $Re_D = 5.300$, nas posições: (a) $z/D = -0,0377$ e (b) $z/D = -0,0092$	88
5.36 Perfis da intensidade turbulenta, w_{rms}/W , para $Re_D = 40.065$, nas posições: (a) $z/D = -0,0362$ e (b) $z/D = -0,0088$	88
5.37 Perfis ao longo da linha de centro para $Re_D = 40.065$: (a) w/W e (b) P/P_{max}	89
5.38 Campos médios para $Re_D = 40.065$: (a) $ \vec{u} /W$, (b) w/W , (c) v/W e (d) P/P_{max}	91
5.39 Campos médios para $Re_D = 40.065$: (a) ω_x , (b) w_{rms}/W , (c) v_{rms}/W e (d) v_t/v	92
5.40 Pressão para $Re_D = 40.065$ em $z/D = 3$: (a) P/P_{max} e (b) iso-superfície de $P = 1,5\text{Pa}$	93
5.41 Desenvolvimento do jato espacial: lado esquerdo - Yu et al. (2005) - $Re_d = 8.500$ e lado direito - presente trabalho - $Re_d = 10.196$	95
5.42 Iso-superfície da velocidade axial $w = \pm 0,4\text{m/s}$ para $Re_d = 10.196$, evidenciando o desenvolvimento do escoamento.	97
5.43 Iso-superfície do módulo de vorticidade para $ \omega = 30\text{s}^{-1}$ para $Re_d = 10.196$, evidenciando o desenvolvimento do escoamento.	98
5.44 Perfis ao longo do eixo axial ($r/D = 0$) para a influência da vazão volumétrica: (a) w e (b) P/P_{max}	100

5.45 Perfis no plano da contração ($z/D = 0$) para a influência da vazão volumétrica: (a) P/P_{max} , (b) w , (c) u e (d) v	101
5.46 Perfis na saída do bocal ($z/D = 2$) para a influência da vazão volumétrica: (a) P/P_{max} , (b) w , (c) u e (d) v	102
5.47 Perfis da velocidade média radial v em todo o domínio para a influência da vazão volumétrica: (a) $z/D = 2,75$ e (b) $z/D = 2,97$	103
5.48 Perfis da velocidade média axial w em todo o domínio para a influência da vazão volumétrica: (a) $z/D = 2,0$, (b) $z/D = 2,25$, (c) $z/D = 2,5$ e (d) $z/D = 2,75$	104
5.49 Comparação do campo do módulo do vetor velocidade adimensionalizado na região do fundo do poço: (a) Guo et al. (2017) - $Re_d = 9.000$ e (b) presente trabalho - $Re_d = 7.208$	105
5.50 Efeito da vazão volumétrica na dimensão da recirculação: (a) $Re_d = 7.208$, (b) $Re_d = 10.196$, (c) $Re_d = 11.555$ e (d) $Re_d = 15.448$	106
5.51 Campos de pressão (Pa) para a influência da vazão volumétrica: (a) $Re_d = 7.208$, (b) $Re_d = 10.196$, (c) $Re_d = 12.358$, (d) $Re_d = 15.448$ e (e) $Re_d = 19.279$	107
5.52 Relevo dos campos médios de pressão (Pa) para a influência da vazão volumétrica: (a) $Re_d = 7.208$, (b) $Re_d = 10.196$, (c) $Re_d = 12.358$, (d) $Re_d = 15.448$ e (e) $Re_d = 19.279$	107
5.53 Relevo dos campos médios de pressão normalizados pela pressão máxima do fundo do poço ($z/D = 3,0$) para a influência da vazão volumétrica: (a) $Re_d = 7.208$, (b) $Re_d = 10.196$, (c) $Re_d = 12.358$, (d) $Re_d = 15.448$ e (e) $Re_d = 19.279$	108
5.54 Perfis em $z/D = 2,5$ para a influência da vazão volumétrica: (a) u_{rms} , (b) v_{rms} , (c) w_{rms} e (d) k	109
5.55 Iso-superfícies instantâneas de $Q = 200\text{s}^{-1}$ e 10s para a influência da vazão volumétrica: (a) $Re_d = 7.208$, (b) $Re_d = 10.196$, (c) $Re_d = 12.358$, (d) $Re_d = 15.448$ e (e) $Re_d = 19.279$	110
5.56 Iso-superfícies instantâneas da viscosidade turbulenta, considerando $v_t/v = 4$ e 10s para a influência da vazão volumétrica: (a) $Re_d = 7.208$, (b) $Re_d = 10.196$, (c) $Re_d = 12.358$, (d) $Re_d = 15.448$ e (e) $Re_d = 19.279$	111
5.57 Comparação do escoamento entre os casos: (a) $N_d = 0$ e (b) $N_d = 0,98$	113

5.58 Perfis ao longo do eixo axial ($r/D = 0$) para a influência da rotação: (a) w e (b) P/P_{max} .	114
5.59 Perfis no plano da contração ($z/D = 0$) para a influência da rotação: (a) P/P_{max} , (b) w , (c) u e (d) v .	116
5.60 Perfis na saída do bocal ($z/D = 2$) para a influência da rotação: (a) P/P_{max} , (b) w , (c) u e (d) v .	118
5.61 Perfis em diferentes posições no fundo do poço para a influência da rotação: (a) $u - z/D = 2,75$, (b) $v - z/D = 2,75$, (c) $u - z/D = 2,97$ e (d) $v - z/D = 2,97$.	120
5.62 Perfis médios da velocidade axial w em todo o domínio para a influência da rotação: (a) $z/D = 2,0$, (b) $z/D = 2,25$, (c) $z/D = 2,5$ e (d) $z/D = 2,75$.	121
5.63 Efeito da rotação na recirculação: (a) $N_d = 0$, (b) $N_d = 0,25$, (c) $N_d = 0,74$ e (d) $N_d = 0,98$.	122
5.64 Campos médios de pressão (Pa) para a influência da rotação: (a) $N_d = 0$, (b) $N_d = 0,25$, (c) $N_d = 0,49$, (d) $N_d = 0,74$ e (e) $N_d = 0,98$.	123
5.65 Relevo dos campos médios de pressão (Pa) para a influência da rotação: (a) $N_d = 0$, (b) $N_d = 0,25$, (c) $N_d = 0,49$, (d) $N_d = 0,74$ e (e) $N_d = 0,98$.	123
5.66 Relevo dos campos médios de pressão normalizados pela pressão máxima do fundo do poço ($z/D = 3,0$) para a influência da rotação: (a) $N_d = 0$, (b) $N_d = 0,25$, (c) $N_d = 0,49$, (d) $N_d = 0,74$ e (e) $N_d = 0,98$.	124
5.67 Perfis em $z/D = 2,5$ para a influência da rotação: (a) u_{rms} , (b) v_{rms} , (c) w_{rms} e (d) k .	125
5.68 Iso-superfícies instantâneas em 10s para a influência da rotação: (a) $N_d = 0$ - $u = \pm 0,5\text{m/s}$, (b) $N_d = 0$ - $v = \pm 0,5\text{m/s}$, (c) $N_d = 0$ - $w = \pm 0,35\text{m/s}$, (d) $N_d = 0,98$ - $u = \pm 0,5\text{m/s}$, (e) $N_d = 0,98$ - $v = \pm 0,5\text{m/s}$ e (f) $N_d = 0,98$ - $w = \pm 0,35\text{m/s}$.	126
5.69 Iso-superfícies instantâneas de $Q = 200\text{s}^{-1}$ e 10s para a influência da rotação: (a) $N_d = 0$, (b) $N_d = 0,49$, (c) $N_d = 0,74$ e (d) $N_d = 0,98$.	127
5.70 Detalhe das iso-superfícies instantâneas na região do bocal, considerando $Q = 200\text{s}^{-1}$ e 10s para a influência da rotação: (a) $N_d = 0,49$ e (b) $N_d = 0,98$.	128

5.71 Iso-superfícies instantâneas da viscosidade turbulenta, considerando $\nu_t/\nu = 4$ e $10s$ para a influência da rotação: (a) $N_d = 0$, (b) $N_d = 0,25$, (c) $N_d = 0,49$, (d) $N_d = 0,74$ e (e) $N_d = 0,98$.	128
5.72 Sondas temporais e espectros da energia cinética turbulenta ($z/D = 2,0$ e $r/D = 0,0$) para a influência da rotação: (a) w , (b) $E(f)$ - $N_d = 0$, (c) $E(f)$ - $N_d = 0,25$, (d) $E(f)$ - $N_d = 0,49$, (e) $E(f)$ - $N_d = 0,74$ e (f) $E(f)$ - $N_d = 0,98$.	130
5.73 Força de impacto ao longo do tempo: (a) $Re_d = 7.208$ e (b) $Re_d = 40.028$.	132
5.74 Força de impacto: (a) influência da vazão volumétrica e (b) influência da rotação.	135
5.75 Ganho em tempo de processamento em função do número de processadores para o problema do fundo de poço.	136
5.76 Dinâmica das partículas para $N_d = 0,98$.	139
5.77 Dinâmica das partículas para $N_d = 0,98$, com iso-superfície de $w = 1,0m/s$ e linhas de corrente.	140
5.78 Fração de partículas na região anular ao longo do tempo.	141
5.79 Fração média de partículas na direção radial considerando o efeito da rotação: (a) fundo do poço e (b) espaço anular.	142
A.1 Teste de independência de malha da componente axial de velocidade adimensional, w/W , para $Re_D = 365$.	160
A.2 Teste de independência de malha da componente radial de velocidade adimensional, $ v /W$, para $Re_D = 365$.	161

Lista de Tabelas

5.1	Erro percentual da velocidade máxima adimensional (w/W), em diferentes posições do escoamento (z/D), considerando $Re_D = 365$ e $\beta = 1,97$	68
5.2	Parâmetros adimensionais associados ao problema proposto.	77
5.3	Comparação da força de impacto entre os presentes resultados e a literatura.	133
5.4	Influência da vazão volumétrica e rotação na força de impacto.	134
A.1	Velocidade axial adimensional, erro percentual e extração de Richardson para $Re_D = 365$, $\beta = 1,97$ e $r/D = 0$	162

Lista de Símbolos

SÍMBOLOS GREGOS

β - razão de contração;
 δ_{ij} - delta de Kronecker;
 Δt - passo de tempo [s];
 Δx - espaçamento da malha na direção x [m];
 Δy - espaçamento da malha na direção y [m];
 Δz - espaçamento da malha na direção z [m];
 η - viscosidade aparente do fluido [kg/m s];
 Γ - razão de aspecto;
 μ - viscosidade dinâmica do fluido [kg/m s];
 ν - viscosidade cinemática do fluido [m^2/s];
 ν_e - viscosidade efetiva [m^2/s];
 ν_t - viscosidade turbulenta [m^2/s];
 ρ - massa específica do fluido [kg/m³];
 ϕ - função peso;
 τ_{ij} - tensor de Reynolds [m^2/s^2];
 τ - escala de tempo característica para o fluido [s];
 τ_p - tempo de relaxação da partícula [s];
 ω - rotação [rpm], vorticidade [s⁻¹];

SÍMBOLOS LATINOS

C_{ij}	- tensor cruzado [m^2/s^2];
C_s	- constante de Smagorinsky;
C_d	- coeficiente dinâmico;
C_D	- coeficiente de arrasto;
d	- diâmetro do duto a jusante da contração [m];
D	- diâmetro do duto a montante da contração [m];
D_T	- diâmetro do fundo do poço [m];
e_f	- fator ponderador;
E	- espaçamento do canal anular [m];
$E(f)$	- espectro da energia cinética turbulenta;
f	- força no domínio euleriano [N/m^3], fração;
F	- força no domínio lagrangiano [N/m^3];
F_{fp}	- força de impacto [N];
g	- gravidade [m/s^2];
H	- domínio de influência para um ponto lagrangiano no método <i>MLS</i> [m];
k	- energia cinética turbulenta [m^2/s^2];
L_{ij}	- tensor de Leonard [m^2/s^2];
L	- comprimento característico [m];
n	- expoente do modelo de <i>Power-law</i> ;
np	- número de pontos no estêncil de interpolação;
N	- parâmetro adimensional da rotação;
p	- pressão [Pa];
p'	- correção da pressão [Pa];
Q	- critério Q [s^{-1}], vazão volumétrica [m^3/s];
r	- raio [m];
Re	- número de Reynolds;
S_{tk}	- número de Stokes;
Ta	- número de Taylor;
$ S_{ij} $	- módulo do tensor taxa de deformação [s^{-1}];
t	- tempo físico [s];
U	- velocidade característica [m/s];
u	- velocidade na direção x [m/s];
V	- volume [m^3];
v	- velocidade na direção y [m/s];
w	- velocidade na direção z [m/s];
W	- velocidade média a montante da contração z [m/s];
W_d	- velocidade média a jusante da contração z [m/s];
x	- componente x do sistema de coordenadas cartesianas [m];
y	- componente y do sistema de coordenadas cartesianas [m];
z	- componente z do sistema de coordenadas cartesianas [m];

SIGLAS

- AMG* - Multigrid algébrico (Algebraic Multi-Grid);
- CFD* - Dinâmica de fluidos computacional (Computational Fluid Dynamics);
- CFL* - Critério de estabilidade de *Courant-Friedrichs-Lewy*;
- DNS* - Simulação numérica direta (Direct Numerical Simulation);
- FDM* - Método das diferenças finitas (Finite Difference Method);
- FFT* - Transformada Rápida de Fourier (Fast Fourier Transform);
- FEM* - Método dos elementos finitos (Finite Element Method);
- FVM* - Método dos volumes finitos (Finite Volume Method);
- GNF* - Modelo Newtoniano Generalizado (Generalized Newtonian Fluid);
- IBM* - Método da fronteira imersa (Immersed Boundary method);
- LDA* - Anemometria de Laser-Doppler (Laser-Doppler Anemometry);
- LES* - Simulação das grandes escalas (Large-Eddy Simulation);
- MDF* - Método da multi forçagem direta (Multi Direct Forcing);
- MFV* - Modelo físico virtual (Physical virtual model);
- MLS* - Mínimos quadrados móveis (Moving-least-squares);
- MPI* - Padrão de troca paralela de mensagens (Message Passing Interface);
- RHS* - termo do lado direito da equação do momentum (Right-Hand Side);
- PIV* - Velocimetria por imagem de partículas (Particles Image Velocimetry);
- ROP* - Taxa de penetração (Rate of penetration);
- SIP* - Procedimento fortemente implícito (Strongly Implicit Procedure);
- RANS* - Equações médias de Reynolds (Reynolds Average Navier-Stokes Equations);
- URANS* - Equações médias de Reynolds transientes (Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes Equations).

OPERADORES

- Δ - variação;
- ∂ - derivada parcial;
- ∇ - operador nabla;
- \int - integral;
- Σ - somatório;
- $||$ - módulo.

INDICADORES

- θ - variável genérica;
- θ_i - variável genérica na direção i ;
- $\bar{\theta}$ - variável filtrada;
- $\hat{\theta}$ - filtro teste da variável;
- $\hat{\bar{\theta}}$ - variável duplamente filtrada;
- θ' - flutuação da variável;
- $\vec{\theta}$ - vetor;
- θ_{ij} - tensor;

ÍNDICES

- b - face posterior do volume de controle;
- D - região a montante da contração;
- d - região a jusante da contração;
- e - face leste do volume de controle;
- f - face frontal do volume de controle;
- fp - fundo de poço;
- i - índice da notação tensorial;
- j - índice da notação tensorial;
- k - variável do domínio lagrangiano;
- max - valor máximo;
- n - face norte do volume de controle;
- p - partícula, centro do volume de controle;
- t - direção tangencial, variável turbulenta;
- rms - raiz quadrada média das flutuações turbulentas;
- s - face sul do volume de controle;
- w - face oeste do volume de controle;

SUPERÍNDICES

- $*$ - grandeza estimada;
- t - tempo precedente;
- $t + 1$ - tempo atual;

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Indústria do Petróleo no Brasil	3
1.2 Objetivos	7
1.3 Justificativas	7
1.4 Estrutura da presente tese	10
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	11
2.1 Turbulência nos fluidos	11
2.2 Método da Fronteira Imersa	13
2.3 Contração abrupta	15
2.4 Escoamento confinado, submerso de um jato colidindo em uma placa plana	20
2.5 Escoamento no fundo de poço	22
2.6 Escoamento de fluido com partículas dispersas	26
3 MODELAGEM MATEMÁTICA	29
3.1 Formulação diferencial das equações	29
3.2 Metodologia de simulação das grandes escalas	30
3.2.1 O Modelo sub-malha de Smagorinsky	33
3.2.2 O Modelo sub-malha dinâmico	34
3.3 Método de fronteira imersa	35

3.4 Equações para o movimento de uma partícula	35
4 MODELAGEM NUMÉRICA	38
4.1 Discretização espacial	39
4.2 Discretização temporal	40
4.2.1 Estabilidade numérica	42
4.3 Solução do Sistema de Equações Lineares	42
4.3.1 Balanço de carga	43
4.4 Metodologia de Fronteira Imersa	43
4.4.1 O Método de Forçagem Direta	43
4.4.2 Reconstrução por Mínimos Quadrados Móveis (MLS)	44
5 RESULTADOS	47
5.1 Cavidade com tampa deslizante	47
5.2 Escoamento em um canal tridimensional de seção quadrada	56
5.3 Contração abrupta axissimétrica	58
5.3.1 Queda de pressão na contração	73
5.4 Escoamento no fundo de poço	76
5.4.1 Validação do problema	78
5.4.2 Dinâmica do escoamento	89
5.4.3 A influência da vazão volumétrica	99
5.4.4 A influência da rotação	111
5.4.5 Força de impacto	130
5.4.5.1 Validação da força de impacto	131
5.4.5.2 Influência da vazão volumétrica e rotação na força de impacto	133
5.4.6 Aspectos computacionais	136

5.5 Dinâmica das partículas	137
5.5.1 Análise da trajetória das partículas	138
6 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	143
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	147
A Independência de malha para a contração abrupta	159

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

O entendimento dos fenômenos físicos, que envolvem escoamentos de fluidos sempre foi de fundamental importância para evolução da sociedade. Modelos matemáticos que representam tais fenômenos envolvendo a mecânica dos fluidos tem sido desenvolvidos ao longo do tempo, desde simples modelos de sistemas de irrigação (utilizados na antiguidade) até modelos mais sofisticados, como a previsão climática, otimização aerodinâmica de carros, aeronaves, aplicações industriais, dentro outros exemplos. O regime turbulento, muito presente nos escoamentos reais, já despertava interesse bem antes da formalização da transição à turbulência, identificado por Reynolds (1883), como demonstrado no caderno científico de Leonardo da Vinci (LAURENZA, 2019), onde esboços do escoamento turbulento em mares, rios e canais, são apresentados (Fig.1.1).



Figura 1.1: Esboços de escoamentos turbulentos por Leonardo da Vinci.

Para o estudo do escoamento de fluidos, existem basicamente duas vertentes de análise: os métodos experimentais e os métodos teóricos. Independente de qual seja o caminho a ser seguido, o objetivo final é desenvolver um modelo que represente o fenômeno físico de forma realista.

No campo dos métodos teóricos, o escoamento pode ser modelado por intermédio das equações do balanço de quantidade de movimento linear, aplicados a uma partícula diferencial de fluido e através de simplificações, as equações de Navier-Stokes são obtidas. Estas equações, são equações diferenciais parciais não lineares que possibilitam determinar os campos de pressão e velocidade de um escoamento, as quais, na sua forma completa, não podem ser resolvidas analiticamente. Quando hipóteses simplificadoras são utilizadas, soluções analíticas são obtidas, contudo, na maioria das vezes, estas expressões matemáticas não representam a maior parte dos complexos problemas reais devido as hipóteses utilizadas.

Quando a solução analítica não é possível, recorre-se aos métodos numéricos para solução destas equações. Todo esse conjunto de métodos numéricos aplicados a um modelo matemático que representa um fenômeno físico em mecânica dos fluidos é conhecido por dinâmica dos fluidos computacional (CFD).

Numericamente, um domínio contínuo pode ser fragmentado em volumes menores (domínio discreto). Este conjunto de pequenos volumes que preenchem o domínio analisado constitui a *malha computacional*. As equações de Navier-Stokes devem ser resolvidas em cada volume, considerando que as derivadas espaciais destas equações sejam discretizadas através de um método numérico. Estas derivadas podem ser aproximadas por uma diferença simples, tornando cada volume parte de um grande sistema linear e seu tamanho dependerá do número de subdivisões proposto, ou seja, quanto maior o número de volumes, maior será a malha computacional, o sistema linear e o custo computacional.

Os três métodos tradicionais de discretização espacial mais utilizados são: o método de diferenças finitas (FDM), de elementos finitos (FEM) e de volumes finitos (FVM). Para a escolha do método a ser utilizado, deve-se levar em conta: as condições de contorno, a complexidade da geométrica do problema, exatidão do método, conservabilidade e o custo computacional.

1.1 Indústria do Petróleo no Brasil

As descobertas no pré-sal, de óleo leve e com alto valor comercial, coloca o Brasil em uma posição estratégica frente à demanda mundial, uma vez que lida com exploração em campos de águas profundas e ultraprofundas (dois mil e duzentos metros de lâmina d'água), cuja profundidade total de perfuração pode chegar a sete mil metros do nível do mar, apresentando desafios complexos para a instalação de plataformas petrolíferas em grandes profundidades, sendo um desses, a utilização dos dutos (*risers*) que levam o fluido de perfuração, durante a etapa de perfuração e na sequência o petróleo, durante a etapa de produção, desde a cabeça do poço submarino até a plataforma *offshore*.

Os *risers* podem ser considerados como uma das partes críticas, uma vez que estão continuamente sujeitos a severas condições ambientais e às condições dinâmicas, os quais podem ter seu comportamento afetado pelo grande número de solicitações variáveis a que estão submetidos (PINHO, 2001).

A Figura 1.2 ilustra a evolução temporal da capacidade de exploração de óleo e gás na costa brasileira, desde as primeiras descobertas em águas profundas, na Bacia de Campos, nos anos 70, até a fronteira exploratória do pré-sal.

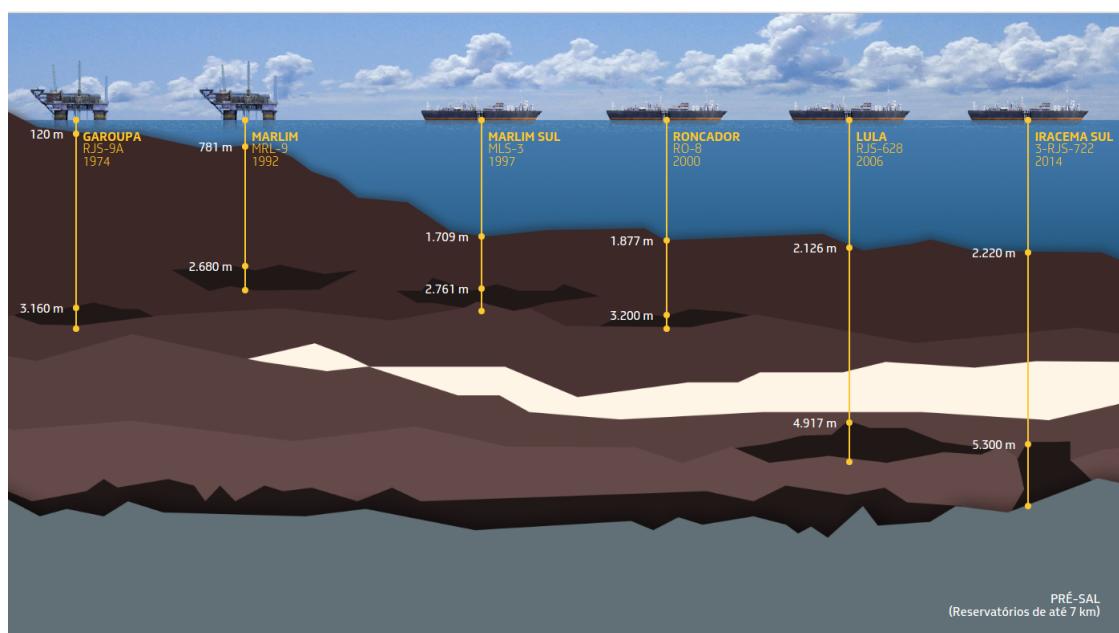


Figura 1.2: Evolução temporal da profundidade de perfuração de poços.

Fonte: Figura retirada do website da Petrobras. Acessado em 04/02/2020.

A parte externa de um *riser* já oferece um grande desafio para ser modelada em engenharia devido ao seu grande comprimento, e este deve ser suficientemente resistente para suportar correntes marítimas e intempéries da natureza. Entretanto, na parte interna, principalmente durante o processo de perfuração, a dinâmica do escoamento também apresenta alta complexidade.

De acordo com Thomas (2001), a perfuração de um poço de petróleo é realizada através de uma sonda e consiste na aplicação de um peso sobre a sonda de perfuração. Esta é composta por uma torre metálica que sustenta a coluna de perfuração com uma broca na sua extremidade. Na perfuração rotativa, as rochas são trituradas pela ação da rotação e peso aplicado a esta broca existente na extremidade da coluna de perfuração, formada por comandos (tubos de paredes espessas) e tubos de perfuração (tubos de paredes finas). Os fragmentos das rochas são removidos continuamente através da utilização de um fluido de perfuração. O fluido é injetado por bombas para o interior da coluna de perfuração, então atravessa o interior da coluna de perfuração até chegar à broca, saindo pelas suas aberturas em forma de jatos, removendo assim do fundo do poço os detritos de perfuração e retorna à superfície através do espaço anular formado pelas paredes do poço e a coluna. Na sequência os detritos são removidos e o fluido realimentado no poço em circuito fechado (CANUTO, 2016).

Os fluidos de perfuração podem ser definidos como misturas complexas de sólidos, líquidos e até mesmo gases. Dependendo do estado físico de seus componentes, eles podem assumir aspectos de suspensão, dispersão coloidal ou emulsão, tendo como principais características: ser estável quimicamente; facilitar a separação dos cascalhos na superfície; manter os sólidos em suspensão quando estiver em repouso; ser inerte em relação a danos às rochas produtoras; aceitar qualquer tratamento, físico e químico; ser bombeável; apresentar baixo grau de corrosão e de abrasão em relação à coluna de perfuração e demais equipamentos; apresentar custo compatível com a operação; limpar o fundo do poço dos cascalhos gerados pela broca e transportá-los até a superfície; exercer pressão hidrostática sobre as formações, de modo a evitar o influxo de fluidos indesejáveis (*kick*); estabilizar as paredes do poço; resfriar e lubrificar a coluna de perfuração e a broca, e acima de tudo, garantir uma perfuração rápida e segura (THOMAS, 2001). Segundo Codarin et al. (2007), os modelos de fluidos não newtonianos podem representar adequadamente o comportamento dos fluidos de perfuração, como exemplo, o modelo de Herschel-Bulkley.

A Figura 1.3 ilustra alguns dos casos mais comuns em que o escoamento do fluido de perfuração passa por contrações ao longo da coluna e na extremidade da broca. O entendimento dos fenômenos físicos envolvendo contração abrupta permite direcionar o desenvolvimento de fluido de perfuração, a fim de garantir todas as suas características exigidas. O escoamento através de uma contração abrupta, embora apresente um problema geometricamente simples, apresenta grande complexidade hidrodinâmica e não possui solução analítica. Desta forma, a utilização dos métodos numéricos torna-se uma ferramenta para caracterizar este escoamento, tanto em regime laminar, quanto turbulento, sendo essa, uma das propostas do presente trabalho.

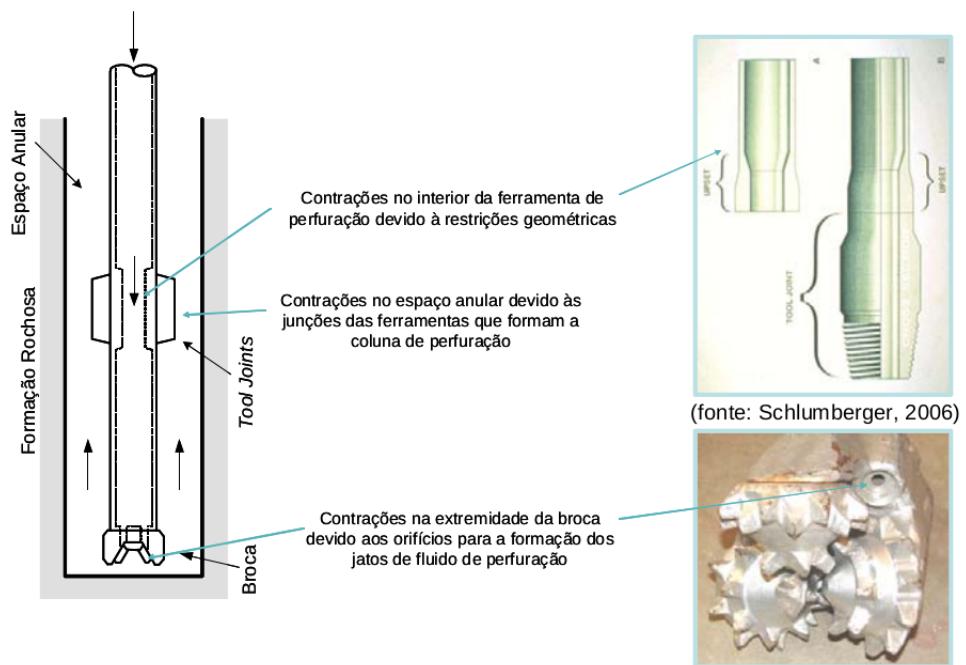


Figura 1.3: Contrações encontradas durante o processo de perfuração.

Fontes: Figura retirada do trabalho de Codarin et al. (2007)

Além do aspecto técnico, o econômico deve ser levado em consideração. A perfuração de poços de petróleo em ambientes *offshore* caracteriza-se por ser uma atividade de grande complexidade, riscos e elevados custos financeiros. Ifejaibeya (2011) realizou uma análise financeira da influência da taxa de penetração da broca (ROP) sobre os custos de construção de poços. Segundo o trabalho, estima-se que o gasto mundial com a atividade de perfuração de poços ultrapassa o valor de US\$250 bilhões, sendo que deste valor, 37% correspondem aos custos de equipamentos e sonda de perfuração.

Ainda segundo Ifejaibeya (2011), o aquecimento do mercado pressionou significativamente os custos de *E&P* (exploração e produção), ao passo que o custo do aluguel de uma sonda

de perfuração *offshore* para lâminas d'água até 3.000m alcançou no ano de 2008 o valor de US\$ 600mil ao dia.

Devido ao crescimento acelerado dos custos de perfuração de poços, as empresas têm buscado caminhos alternativos para reduzir seus gastos elevados, sendo um deles, o investimento em pesquisas na área de engenharia de poços, destacando as pesquisas relativas à operação de perfuração propriamente dita, cujo objetivo é a diminuição do custo da perfuração de poços através da maximização da taxa de penetração (ROP).

Os fatores que afetam a taxa de penetração são muito numerosos e talvez existam variáveis importantes que não são conhecidas até o momento. Uma análise rigorosa da taxa de perfuração é complicada pela dificuldade de isolar completamente a variável em estudo. Por exemplo, a interpretação de dados de campo pode envolver incertezas devidas à possibilidade de mudanças não detectadas nas propriedades da rocha. Embora seja desejado aumentar a taxa de penetração, tais ganhos não podem ser feitos à custa de efeitos que prejudicam a operação, tais como desgaste acelerado da broca, falha de equipamentos, dentre outros, os quais podem elevar o custo da operação.

Os fatores que afetam a ROP podem ser classificados em duas categorias: ambiental e controlável. Os fatores ambientais não são controláveis, como propriedades da formação rochosa e requisitos do fluido de perfuração. Os fatores controláveis, por outro lado, são os que podem ser alterados, como o peso da broca, sua velocidade de rotação e os parâmetros hidráulicos. A razão do fluido de perfuração ser considerado um fator ambiental é devida ao fato de que uma certa massa específica é requerida para obter certos objetivos, como gerar pressão suficiente para evitar o fluxo de fluidos da formação rochosa. Outro fator importante é o efeito do sistema hidráulico em geral, em toda a operação de perfuração, que está sob efeito de muitos fatores, tais como: pressão do fundo do poço, temperatura, parâmetros de perfuração e principalmente as propriedades reológicas do fluido de perfuração. A taxa de penetração depende dos fatores controláveis e ambientais (HOSSAIN; AL-MAJED, 2015).

Os fatores mais importantes que afetam a ROP são:

- Característica da formação rochosa;
- Fatores mecânicos (tipo de broca, peso da broca e velocidade de rotação);
- Fatores hidráulicos (velocidade do jato);

- Propriedades do fluido de perfuração;
- Desgaste dos dentes da broca.

1.2 Objetivos

O presente trabalho possui como objetivo principal estudar e melhor compreender escoamentos simplificados instáveis de colunas de perfuração, especificamente no fundo de poço, através da solução numérica das equações de Navier-Stokes, utilizando uma plataforma numérica paralelizada em desenvolvimento. A equação de Poisson, que apresenta o maior gargalo em relação ao tempo total de simulação, é resolvida por meio de uma biblioteca externa. Além disso é utilizada a metodologia de fronteira imersa para representar a geometria proposta e a metodologia de simulação das grandes escalas também é empregada para simulação numérica dos escoamentos turbulentos.

Assim, os objetivos específicos deste trabalho são:

- Implementação das condições de contorno adequadas para solução do problema em análise;
- Implementação e validação dos modelos sub-malha de Smagorinsky e dinâmico;
- Simulação de escoamento em contração abrupta;
- Simulação de escoamento no fundo de poço, avaliando a influência da vazão volumétrica e rotação no escoamento;
- Obtenção da força de impacto no fundo do poço;
- Implementação de um modelo *euleriano-lagrangiano* para adição de partículas no fundo de poço;

1.3 Justificativas

A atual plataforma numérica é fruto de anos de desenvolvimento, com o objetivo de simular e melhor entender os problemas ligados à tecnologia de perfuração em águas profundas. Abaixo são listadas as principais contribuições através dos seguintes projetos:

Aplicações de simulação numérica para análise de escoamentos transicionais em canais anulares com excentricidade variável (2004-2008):

- Implementação do código sequencial. As equações de Navier-Stokes foram discretizadas espacialmente utilizando o método de volumes finitos, com os termos difusivos aproximados por diferenças-centradas. A discretização temporal foi realizada por meio do método Adams-Bashforth e o acoplamento pressão-velocidade foi feito com o método do passo fracionado composto por dois passos;
- Implementação do método de fronteira imersa para representação de corpos sólidos no escoamento utilizando o *modelo físico virtual*, (MFV);
- Simulação do escoamento de Taylor-Couette com razão de aspecto $\Gamma = 1,45$.

Desenvolvimento realizado por Padilla e Silveira-Neto (2007).

Aplicações de simulação numérica para análise de escoamentos não newtonianos transicionais em canais anulares com excentricidade variável (2007-2009):

- Implementação do modelo não newtoniano de *Power-law*;
- Implementação do modelo não newtoniano de Carreau-Yassuda;
- Aplicação dos modelos para o escoamento de Taylor-Couette.

Desenvolvimento realizado por Padilla e Silveira-Neto (2009).

Modelagem e simulação numérica de escoamentos em colunas de perfuração, considerando interação fluido-estrutura (2009 - 2011):

- Substituição do modelo MFV utilizado na fronteira imersa pelo modelo de multi forçagem direta (*Multi Direct Forcing* - MDF), apresentada por Wang et al. (2008). Com a implementação do modelo MDF, houve um ganho significativo no tempo computacional, de até 16 vezes no tempo para simular até 5 segundos de tempo real em comparação com o modelo MFV na simulação do escoamento de Taylor-Couette com razão de aspecto de $\Gamma = 1,45$;
- Implementação de um modelo simplificado de interação fluido-estrutura para o escoamento de Taylor-Couette onde o canal interno foi ancorado um sistema de molas, interagindo dinamicamente com o escoamento.

Desenvolvimento realizado durante o mestrado de Borges (2011).

Modelagem e simulação de escoamentos em colunas de perfuração com razões de aspecto média (2008 - 2012):

- Reformulação da base de dados, implementação de biblioteca externa para resolver o sistema linear em paralelo e para prover um balanço de carga homogêneo no processo de paralelização;
- Alteração da interpolação e distribuição de valores entre as malhas euleriana e lagrangiana utilizando-se de uma *reconstrução por mínimos quadrados móveis* (MLS);
- Simulação do escoamento de Taylor-Couette com razão de aspecto de $\Gamma = 36$ (particionado em 16 núcleos).

Desenvolvimento realizado durante o doutorado de Lourenço (2012).

Modelagem e simulação numérica de problemas simplificados de interação fluido-estrutura (2015 - 2017):

- Imposição de um gradiente de pressão na direção axial, sendo estudados os escoamentos em canal cilíndrico (Hagen-Poiseuille), escoamento em canal anular e escoamento de Taylor-Couette-Poiseuille;
- Simulação dos escoamentos de Taylor-Couette e Taylor-Couette espiral, com interação fluido-estrutura, onde o cilindro interno em ambos os casos é ancorado por molas.

Desenvolvimento realizado durante o mestrado de Bezerra (2017).

Aplicação do método de fronteira imersa no estudo de escoamentos no fundo de poço, considerando brocas simplificadas (2017 - 2019):

- Construção de brocas simplificadas do tipo PCD e tricônica, através do método de fronteira imersa;
- Avaliou a dinâmica do escoamento devido ao efeito da rotação do conjunto coluna-broca.

Desenvolvimento realizado durante o mestrado de Puelles (2019).

Assim, diante do exposto acima, a utilização da plataforma numérica para o estudo de escoamentos simplificados instáveis de coluna de perfuração será mais uma importante etapa na compreensão dos problemas ligados à tecnologia de perfuração.

1.4 Estrutura da presente tese

A presente tese está estruturada da seguinte forma:

- Capítulo 1: Introdução, momento em que é apresentado breve texto descrevendo os temas abordados e os objetivos, bem como as justificativas;
- Capítulo 2: Revisão bibliográfica, discorre-se sobre a revisão da literatura acerca dos principais tópicos necessários para o desenvolvimento do presente trabalho;
- Capítulo 3: Modelagem matemática, ocasião na qual será detalhada a modelagem matemática empregada no presente trabalho, contemplando as formulações para a equação do momentum, modelagem da turbulência, fronteira imersa e dinâmica das partículas;
- Capítulo 4: Modelagem numérica, apresenta-se a modelagem numérica utilizada na presente tese. Neste capítulo é descrito em detalhes como o código é estruturado e os métodos utilizados;
- Capítulo 5: Resultados, capítulo em que inicialmente é simulado o escoamento turbulento em uma cavidade com tampa deslizante, na sequência, canal de seção quadrada, contração abrupta e por fim, escoamento no fundo de poço com e sem presença de partículas;
- Capítulo 6: Conclusões e perspectivas, onde são apresentadas as conclusões do presente trabalho e as perspectivas para continuação dos desenvolvimentos.

CAPÍTULO II

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo será apresentada a revisão bibliográfica dos temas abordados no presente trabalho. A revisão é subdividida em seções, a primeira aborda o tema da modelagem da turbulência, na sequência, o método da fronteira imersa, os escoamentos em contração abrupta, jato colidindo em placa plana, fundo de poços e, por fim, escoamento de fluidos com partículas dispersas.

2.1 Turbulência nos fluidos

Os escoamentos transicionais e turbulentos são dominantes na natureza e também na engenharia. Em se tratando da engenharia, processos de transporte de fluidos, processo de mistura, trocadores de calor, dispositivos como válvulas, difusores, ejetores, jatos e também escoamentos sobre corpos rombudos, aeronaves ou mesmo edificações são geralmente caracterizados por apresentarem regime turbulento. A forte advecção presente em escoamentos turbulentos, favorece processos de transferência de calor e massa, o que do ponto de vista industrial é de grande interesse, como exemplo, realizar um rápido resfriamento de um fluido através de um compacto trocador de calor ou obter uma mistura homogênea rapidamente entre dois fluidos em um tanque de mistura.

A turbulência é caracterizada por um elevado número de graus de liberdade e uma ampla gama de estruturas turbinhônicas, que se apresentam com topologias, dimensões, comprimentos de onda e períodos muito diversificados que coexistem no espaço e no tempo, interagindo

entre si de forma intensa e altamente não linear (PADILLA, 2004; SILVEIRA-NETO, 2019). É importante ressaltar que a turbulência é uma característica do escoamento e não do fluido (SPODE, 2006).

Historicamente, a identificação da transição à turbulência foi estudada no trabalho de Reynolds (1883). Em seu experimento do escoamento no interior de um tubo, foram identificados dois regimes diferentes, sendo o primeiro laminar, caracterizado pela estabilidade e a partir do qual ocorre o aparecimento de instabilidades, que se multiplicam por um processo não linear até atingir um novo regime, o turbulento.

Atualmente, técnicas experimentais não intrusivas têm sido empregadas para quantificar escoamentos turbulentos, tais como anemometria a laser Doppler (*LDA*) e velocimetria por imagem de partículas (*P/V*), permitindo visualizar estruturas turbilhônicas em escoamentos complexos e obter dados estatísticos de velocidades médias e suas flutuações.

No campo computacional, o emprego da simulação numérica direta (*DNS*), que consiste em resolver as equações de Navier-Stokes diretamente sem a imposição de um modelo, implica na utilização de uma malha capaz de descrever todo o espectro de frequências. Além disso, são exigidos esquemas de discretização espacial e temporal de alta ordem que não imponham difusão numérica ao cálculo, o que exigiria um altíssimo custo computacional. Não resolvendo todas as escalas da turbulência, surge o conceito de decomposição das escalas, realizada via média temporal ou filtragem espacial. Quando se aplica o conceito de média temporal, as equações de Navier-Stokes médias são obtidas (*RANS - Reynolds Average Navier-Stokes equations*). Essas equações resolvem o comportamento turbulento médio. Para os casos nos quais é aplicada a filtragem espacial das equações de Navier-Stokes, surgem as equações filtradas, utilizadas na metodologia da simulação de grandes escalas (*LES- Large Eddy Simulation*). Diferentemente dos métodos *RANS* onde todo o espectro de energia é modelado, na metodologia *LES* as grandes escalas são resolvidas e modeladas as interações não lineares entre a banda de escalas resolvidas e a banda de escalas não resolvidas, ou sub-malha (SPODE, 2006; SILVEIRA-NETO, 2019). A metodologia *LES*, empregada no presente trabalho, será melhor detalhada na Seção 3.2.

2.2 Método da Fronteira Imersa

A grande maioria dos problemas de engenharia que envolvem escoamento de um fluido são caracterizados por complexas geometrias, as quais podem ser estáticas ou móveis. Na abordagem tradicional, segundo Ferziger e Peric (2002), geometrias complexas são difíceis de ser obtidas por meio de malhas estruturadas e em alguns casos, impossível. Nessa abordagem, malhas não-estruturadas são utilizadas, permitindo flexibilidade na adaptação da malha para os contornos do domínio. Usualmente as células são constituídas por triângulo ou quadrilátero em simulações bidimensional, tetraédrico e hexaédrico em simulações tridimensionais. Na estrutura de dados, quando a malha é gerada, uma lista de vértices é criada, sendo definida a posição dos vértices de cada célula e a conectividade entre elas. O processo de geração e armazenamento deste tipo de malha, mesmo com o avanço do poder de processamento computacional nos últimos anos, ainda continua com um alto custo computacional, principalmente quando encontram-se envolvidas geometrias móveis ou corpos deformáveis que necessitam a cada passo de tempo de uma nova reconstrução dessa malha.

Um método alternativo e viável utilizando malhas estruturadas, especialmente cartesianas, chamado método de fronteira imersa, do inglês *Immersed Boundary Method* (IBM), possibilita representar essas geometrias complexas com pontos lagrangianos e resolver o problema na malha estruturada, sem a necessidade de remalhagem a cada passo de tempo. Esse método foi utilizado por Peskin (1972) na simulação do escoamento de sangue em válvulas cardíacas. Devido principalmente a essa característica de lidar com geometrias complexas estáticas ou em movimento, o método foi difundido de forma expressiva entre a comunidade científica. O trabalho de Mittal e Iaccarino (2005) traz uma revisão das várias metodologias existentes. Neste texto, destaca-se o modelo físico virtual (MFV), desenvolvido por Silva et al. (2003), o método de forçagem direta, ou *Direct Forcing* (DF) proposto por Uhlmann (2005) e o método de multi forçagem direta, ou *Multi Direct Forcing* (MDF) proposto por Wang et al. (2008).

Do ponto de vista conceitual, o método da fronteira imersa permite a imposição de uma certa condição de contorno no escoamento através da adição de um termo de força na equação do balanço de quantidade de movimento linear, de forma a representar a presença do corpo imerso. A representação da geometria imersa, assim como o posicionamento dos pontos lagrangianos é realizada a partir de uma malha lagrangiana, enquanto as equações do balanço da quantidade de movimento linear são resolvidas numericamente no domínio euleriano (Fig. 2.1).

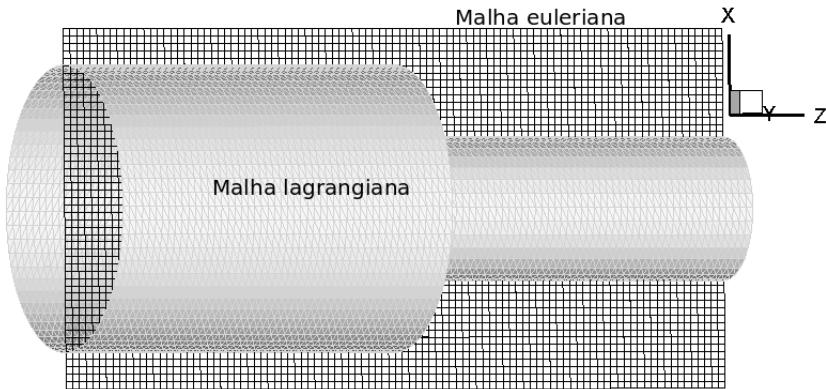


Figura 2.1: Representação de uma contração abrupta através dos pontos lagrangianos no domínio euleriano.

Pode-se citar que a partir do desenvolvimento do modelo físico virtual, um grande número de trabalhos deram sequência ao que foi realizado por Silva et al. (2003). Esse método foi utilizado para determinação do escoamento ao redor de cilindros variáveis por Oliveira et al. (2004a) e escoamentos ao redor de obstáculos a altos números de Reynolds por Oliveira et al. (2004b). Arruda (2004) estudou o escoamento em cavidades com tampa deslizante e escoamentos promovidos por um pistão em movimento. Campregher (2005) empregou o MFV em simulações considerando interação fluido-estrutura para o escoamento ao redor de uma esfera ancorada por molas. Utilizando o código desenvolvido por Campregher (2005), Vedovoto (2007) simulou escoamentos sobre protótipos de veículos e aeronaves. A metodologia foi estendida para simulação do movimento e deformação de corpos imersos no escoamento por Oliveira (2006). Simulações de escoamentos ao redor de geometrias complexas utilizando MFV são apresentadas por Oliveira (2007). Escoamentos transicionais em canais cilíndricos-anulares com excentricidade variável foram simulados por Padilla et al. (2008).

Uhlmann (2005), por sua vez, através do desenvolvimento do método de forçagem direta, simulou sedimentação de partículas, utilizando o método do passo fracionado, sendo o campo de velocidade estimado sem o campo de força euleriana, na sequência, calcula-se a força lagrangiana, interpolando as velocidades estimadas do campo euleriano para os pontos lagrangianos, então, a força lagrangiana é distribuída para a malha euleriana e, em seguida, resolve-se a equação de Poisson. Para permitir uma transferência suave entre os domínios lagrangiano e euleriano, adotou-se a função delta regularizada de Peskin (1972).

Baseado no trabalho de Uhlmann (2005), Wang et al. (2008) apresentou o método de multi forçagem direta, sendo realizado um processo iterativo para se calcular a força lagrangiana. Borges (2011) e Borges et al. (2019) empregaram o método MDF em simulações considerando interação fluido-estrutura.

Como mencionado, na plataforma numérica sequencial, Borges (2011) evidenciou um ganho significativo no tempo computacional para a simulação do escoamento de Taylor-Couette, substituindo o MFV pelo MDF.

Também utilizando o trabalho de Uhlmann (2005) como referência, Vanella e Balaras (2009) implementaram um procedimento de reconstrução da função por mínimos quadrados móveis (MLS), tanto para a interpolação quanto para a distribuição da força. Borges et al. (2018) utilizando o método de Uhlmann (2005) com a aplicação da reconstrução via MLS, simulou o escoamento newtoniano, laminar e tridimensional em uma contração abrupta.

Recentemente, Li et al. (2015) propõe uma nova abordagem para obter o MLS, na qual não há necessidade de se obter a matriz inversa, eliminando instabilidades numéricas causadas pela inversão da matriz e reduzindo significativamente o custo computacional.

Os métodos de fronteira imersa acima citados foram aplicados em vários escoamentos, utilizando diferentes métodos de discretização, como exemplo, diferenças finitas (SILVA et al., 2003), volumes finitos (JOHANSEN; COLELLA, 1998; SILVESTRINI; LAMBALLAIS, 2002; BORGES et al., 2018), Fourier pseudo-espectral (MARIANO et al., 2010). Aplicados em simulações para escoamentos turbulentos (IACCARINO; KALITZIN, 2003; IACCARINO; VERZICCO, 2003). Apresentando baixo custo computacional quando comparado com métodos convencionais como malha não-estruturada (KIM et al., 2001; IACCARINO; VERZICCO, 2003). A aplicação do método da fronteira imersa em regiões específicas do escoamento, requerendo um refinamento localizado através da utilização de malha adaptativa, também tem sido abordada (LOURENÇO, 2012; MELO, 2017).

2.3 Contração abrupta

Escoamentos através de uma tubulação com contração abrupta na área de seção transversal são muito frequentes em diversas aplicações de engenharia, tais como extrusão, moldagem, trocadores de calor, dentre outros.

Os problemas envolvendo escoamentos de fluidos newtonianos em contrações abruptas têm sido estudados, não somente por serem encontrados em tubulações, mas também por comporem parte de sistemas mais complexos, envolvendo componentes de diversos equipamentos, como bocais no processo de perfuração. Julgando pelo volume de trabalhos publicados desde os anos de 1950, o tema apresenta um lugar de importância para o entendimento desse escoamento (PIENAAR, 2004).

A presença de contrações abruptas é caracterizada pelo aumento da queda de pressão, produzindo recirculações e efeitos tanto na seção a montante, como na seção a jusante da contração, as quais devem ser consideradas no projeto dos equipamentos. Associado com esta queda de pressão devido à contração abrupta, há também o aumento da taxa de erosão e taxas de transferência de calor e massa nessa região.

Vale ressaltar que nem sempre as perdas de carga produzidas são indesejáveis, como nos medidores de vazão do tipo placa de orifício, cujo princípio é medir a vazão através da perda de carga ou queda de pressão produzida na contração abrupta. A presença de contrações abruptas podem ter finalidades estruturais ou de projetos em equipamentos, produzindo variação de propriedades no escoamento, sendo necessário determinar sua influência e característica.

No caso da indústria do petróleo, escoamentos de fluidos através de contrações abruptas estão presentes em diversos processos, tanto na etapa de exploração quanto na de produção. Na etapa de perfuração de poços, o caminho seguido pelo fluido de perfuração através da coluna de perfuração e pelos canais internos da broca implica na passagem por contrações abruptas.

No escoamento em contrações abruptas surgem regiões de separação ou recirculações. A recirculação ou vórtice a montante da contração, também chamada de região de escoamento secundário é apresentada na Fig. 2.2, sendo dependente do número de Reynolds, do tipo de fluido e dos parâmetros geométricos da contração (BOGER, 1987). O parâmetro geométrico que caracteriza o escoamento de fluidos em contrações é a razão de contração, definida como:

$$\beta = \frac{D}{d}, \quad (2.1)$$

onde D é o diâmetro a montante e d é o diâmetro a jusante da contração, como apresentado na Fig. 2.2(a).

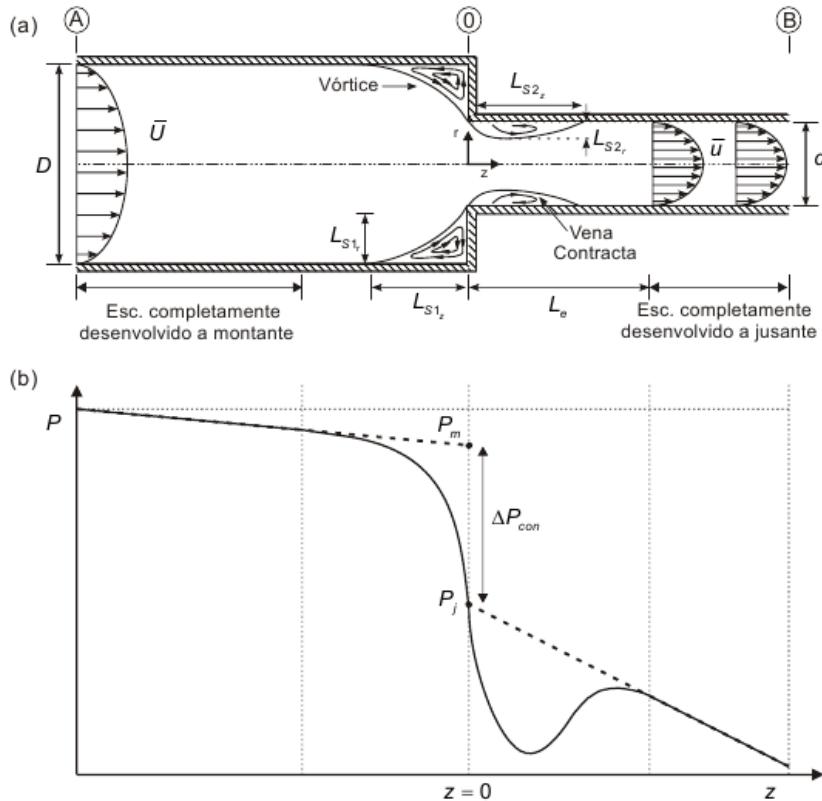


Figura 2.2: Representação esquemática do escoamento de um fluido newtoniano em uma contração abrupta: (a) escoamento característico do problema, (b) distribuição da pressão.

Fonte: Figura retirada do trabalho de Sánchez (2011)

A formação e característica dos vórtices são de especial interesse no estudo do escoamento, entretanto, na região a jusante do plano da contração, devido à separação do escoamento decorrente da passagem do fluido através de uma área de seção menor, são produzidas outras regiões de recirculação, como observado na Fig. 2.2(a). Essas recirculações produzem a formação de uma região de área mínima, denominada *vena contracta*. Após passar pela *vena contracta*, o fluido desacelera, e as linhas de corrente, que inicialmente são convergentes, começam a se expandir a fim de preencher toda a área a jusante. Esses efeitos, quando presentes envolvem a determinação do comprimento de desenvolvimento L_e , também chamado de comprimento de entrada. Nessa figura também são apresentados os comprimentos L_{S1r} , L_{S2r} e as alturas L_{S1r} e L_{S2r} , das recirculações a montante e a jusante da contração, respectivamente.

O comprimento de desenvolvimento L_e é definido como a distância requerida, medida desde o plano da contração, $z = 0$, de forma a garantir que a velocidade na linha de centro se torne 98 ou 99 % do seu valor completamente desenvolvido a jusante (BOGER, 1987). Segundo White (1998) para o escoamento laminar, a expressão para o comprimento adimensional mínimo é dada

por $L_e/d \approx 0,06Re$, já para o escoamento turbulento, esta expressão é dada por $L_e/d \approx 4,4Re^{1/6}$.

Outra característica do escoamento de fluidos em uma contração é a queda de pressão decorrente da mudança brusca de direção e da magnitude da velocidade do fluido na sua passagem pela contração, como observado na Fig. 2.2(b). A pressão a montante, fora dos efeitos da contração, decresce linearmente na direção axial, sendo o atrito viscoso responsável por esse comportamento linear. Na região de influência da contração, segundo Pienaar (2004), a queda de pressão é devida ao aumento da velocidade e a perda de energia na turbulência. As linhas de corrente continuam a curvar-se a jusante da contração onde forma-se uma região onde a pressão é mínima e a velocidade é máxima. Essa região é conhecida como *vena contracta*. Após essa região, verifica-se que a área de escoamento expande-se novamente, a velocidade diminui e a pressão aumenta. A jusante, fora dos efeitos da contração, um comportamento linear decrescente também é observado, com inclinação maior que no caso a montante.

Na literatura são reportados os seguintes trabalhos que evidenciaram a existência da *vena contracta* para fluidos newtonianos: O trabalho de Astarita e Greco (1968), sugere a existência da *vena contracta* para uma mistura viscosa a $Re = 186$ e para a água a $Re = 1346$, considerando $\beta = 2,49$. No trabalho de Vrentas e Duda (1973), os resultados numéricos a $Re = 200$ avaliando $\beta = 1,5$ e 4 , não evidenciou a existência da *vena contracta*, contrariando assim o resultado do trabalho de Astarita e Greco (1968), no que diz respeito quanto à evidência obtida para uma mistura viscosa a $Re = 186$. Sylvester e Rosen (1970) indicou a existência da *vena contracta* a $Re = 1000$ para $\beta = 8,0$ e sua intensidade aumenta com Re . Durst e Loy (1985) apresenta resultados experimentais e numéricos, indicando a existência de *vena contracta* a $Re > 300$ para $\beta = 1,87$, na qual há um aumento das dimensões das recirculações a jusante da contração com o aumento de Re .

O método utilizado para o cálculo da queda de pressão na contração (Δp_{con}) utiliza a pressão P_m e P_j , obtidas através da extrapolação da curva da pressão respectivamente a jusante e a montante até interceptar o plano da contração, sendo a queda de pressão definida como: $\Delta p_{con} = P_m - P_j$, conforme exemplificado na Fig. 2.2(b).

Recentemente, técnicas experimentais refinadas, não intrusivas, têm sido desenvolvidas com o intuito de caracterizar quantitativamente e qualitativamente o escoamento, tais como anemometria a laser Doppler e velocimetria por imagem de partículas, permitindo visualizar estruturas turbinhôares e obter dados estatísticos de velocidades médias e suas flutuações, sendo

listadas as principais referências utilizadas ao longo do presente trabalho.

Sánchez (2011) utilizando a técnica de medição não intrusiva via velocimetria por imagem de partículas (PIV-2D), investigou o escoamento de fluidos newtonianos em regime laminar e turbulento para uma contração abrupta axissimétrica de razão $\beta = 1,97$. Perfis de velocidade, linhas de corrente, recirculações, propriedades turbulentas e queda de pressão na contração foram massivamente explorados. Nesse trabalho, a tubulação a montante da contração tem diâmetro interno de $D = 23,90\text{mm}$ e a tubulação a jusante da contração tem diâmetro interno de $d = 12,15\text{mm}$, melhor ilustrado na Fig. 2.3. A investigação do problema ocorreu apenas na região a montante da contração, para a seguinte faixa de Reynolds, $175 \leq Re_D \leq 40000$.

Sánchez et al. (2010) estudou numericamente o regime turbulento na contração abrupta, considerando fluido newtoniano, incompressível, isotérmico, escoamento bidimensional e axissimétrico para três números de Reynolds ($Re_D = 17800, 24000$ e 40000), sendo comparados os resultados obtidos experimentalmente através da técnica de PIV de Sánchez (2011). Nesse trabalho dois modelos de turbulência foram utilizados, sendo eles: o modelo algébrico *LVEL* e modelo a duas equações $\kappa - \varepsilon$.

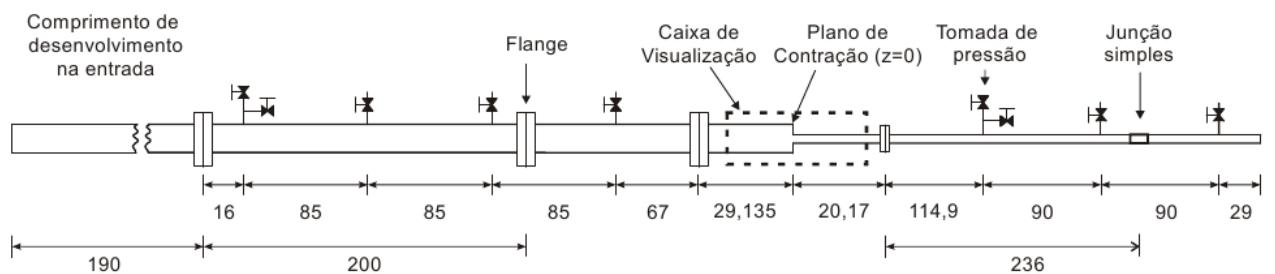


Figura 2.3: Arranjo experimental utilizado por Sánchez (2011)

Outro trabalho de destaque no uso de técnicas não intrusivas é o de Durst e Loy (1985), que estudou o escoamento laminar de um fluido newtoniano em uma contração abrupta de razão $\beta = 1,87$. Nesse trabalho foi realizado um estudo numérico e experimental, na simulação numérica bidimensional utilizou-se o método de diferenças finitas e no campo experimental foi utilizada a técnica de anemometria a laser Doppler. Foram obtidos perfis de velocidade na região a montante e a jusante da contração para a seguinte faixa de Reynolds, $23 \leq Re_D \leq 1213$.

Dando seguimento ao trabalho de Durst e Loy (1985), Ajayi et al. (1998) considerando $\beta = 2,0$, realizou um estudo numérico e experimental, em regime turbulento, para a seguinte

faixa de Reynolds $3400 \leq Re_D \leq 10000$. Nesse trabalho foi apresentada a velocidade ao longo da linha de centro do domínio. A simulação numérica, utilizando o modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$, obteve resultados a montante da contração, próximo ao plano da contração. Segundo o autor, o modelo não conseguiu capturar os efeitos gerados pela aceleração do fluido ao redor da zona de separação, a jusante da contração.

2.4 Escoamento confinado, submerso de um jato colidindo em uma placa plana

Escoamento confinado (entre placas), submerso de um jato colidindo em uma placa plana em regime turbulento, tem sido investigado (FITZGERALD; GARIMELLA, 1998; MORRIS; GARIMELLA, 1998; MORRIS et al., 1999; YU et al., 2005; GUO et al., 2017). Esse representa um escoamento similar ao escoamento no fundo de poço a ser estudado no presente trabalho, contudo, nesses trabalhos citados, os experimentais apresentam as paredes laterais distantes o suficiente de forma a não interferir no escoamento e, nos casos dos trabalhos numéricos, pressão imposta é utilizada para a saídas laterais. Nesses casos, o jato proveniente do bocal, ao colidir no fundo do poço, espalha na direção radial e há o desenvolvimento do escoamento nesta direção. Uma ilustração do experimento, bem como a dinâmica do escoamento, é dado pela Fig. 2.4.

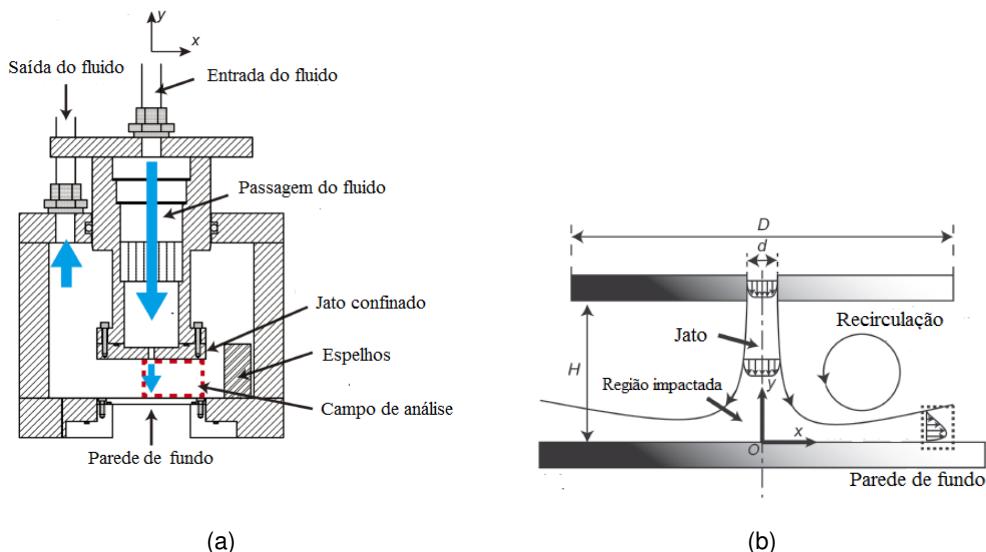


Figura 2.4: Representação esquemática do jato colidindo em uma placa plana: (a) configuração do experimento e (b) escoamento característico do problema em análise.

Fonte: Figura adaptada do trabalho de Guo et al. (2017)

Fitzgerald e Garimella (1998) estudou experimentalmente esse escoamento, utilizando a técnica de anemometria a laser Doppler para bocais de diâmetro de $d = 3,18$ e $6,35\text{mm}$ e razões

entre à distância do bocal a placa plana de 2 a 4. O Re estudado ocorreu no intervalo de 8.500 a 23.000. O padrão da estrutura toroidal gerada entre o bocal e a placa plana foi mapeado nesse trabalho. A estrutura move-se radialmente para fora do confinamento e próximo da placa plana com o aumento do Re . Esse trabalho, em especial, tem sido utilizado como referência de inúmeros outros trabalhos.

Morris e Garimella (1998), Morris et al. (1999) estudaram numericamente o problema, utilizando o modelo $\kappa - \varepsilon - RNG$ no primeiro trabalho e, no segundo, o modelo das tensões de Reynolds - RANS. Similares estruturas do trabalho experimental de Fitzgerald e Garimella (1998) foram reproduzidas. No primeiro, a utilização do modelo $\kappa - \varepsilon$ baseado na teoria de Grupo de Renormalização não conseguiu capturar a recirculação secundária observada experimentalmente. No segundo trabalho, os modelos $\kappa - \varepsilon$ e $\kappa - \varepsilon - RNG$ mostraram resultados inferiores ao modelo das tensões de Reynolds.

Embora o modelo de fechamento a duas equações de transporte do tipo $\kappa - \varepsilon$ baseado na teoria de Grupo de Renormalização e os modelos das tensões de Reynolds empregados no trabalho de Morris e Garimella (1998), Morris et al. (1999), conseguiram obter resultados satisfatórios (com ressalvas). Na literatura há outros trabalhos que não obtiveram sucesso, utilizando esses modelos, sendo citados a seguir.

Uma comparação de resultados experimentais via anemometria a laser Doppler e simulação numérica, publicada no trabalho de ASHFORTH-FROST e JAMBUNATHAN (1996), utilizando o modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ para um domínio bidimensional considerando $Re = 20.000$, demonstrou que esse modelo obteve valores superestimados sobre a placa plana, na posição da quina do jato, em até nove vezes o valor experimental. Já no trabalho numérico de Craft et al. (1993), quatro modelos de turbulência foram analisados para $Re = 23.000$ e 70.000 , em um domínio bidimensional. O modelo de $\kappa - \varepsilon$ e dois modelos de tensões de Reynolds, levou a níveis muito elevados de turbulência próximo ao ponto de estagnação. A excessiva energia cinética turbulenta induz em demasiado a mistura turbulenta com o fluido ambiente. Além disso, os resultados produzidos não apresentaram boa concordância com dados experimentais.

A simulação numérica direta (DNS) para analisar o problema complexo em questão exige uma malha cujo número de volumes é da ordem de $Re^{9/4}$ para resolver todas as escalas do escoamento, o que mesmo com o advento do poder computacional, não é factível a elevados Re .

Como também utilizado no presente trabalho, o trabalho de Yu et al. (2005) utilizou a

simulação das grandes escalas (LES), que incorpora as vantagens de ambos os modelos DNS e RANS, onde são resolvidas as grandes escalas e as pequenas escalas, cujas interações não lineares com a banda das grandes escalas são modeladas.

Esse trabalho de referência estudou numericamente o problema, considerando a entrada retangular e periodicidade em uma direção, para um único valor de $Re = 8500$, utilizando a simulação das grandes escalas e o modelo dinâmico para fechamento das equações. O desenvolvimento das estruturas formadas entre o bocal e a placa plana ao longo do tempo foi detalhado, desde sua formação, desenvolvimento, movimentação e fusão das estruturas.

Recentemente, Guo et al. (2017) estudou experimentalmente o mesmo problema através da técnica experimental de *Stereo velocimetria por imagem de partículas (SPIV)*, no qual o diâmetro do jato é $d = 3,75\text{mm}$, a razão entre a distância do bocal a placa plana é de $2d$, $4d$ e $8d$, considerando Re em um intervalo de 1000 a 9000. Corroborando os resultados anteriores, verificou-se que as estruturas dentro da região confinada e suas interações com escoamento são dependentes da distância entre o bocal e a placa plana e também do Re . Também observou que a recirculação principal move-se para baixo à medida que o Re aumenta e, para pequenas distâncias entre o bocal e a placa plana, a forte recirculação causa uma ruptura do perfil em desenvolvimento do escoamento radial sobre a placa plana.

2.5 Escoamento no fundo de poço

Nos últimos anos, com a confirmação da existência de reservas de petróleo nos campos da região do pré-sal no país, tem-se observado um aumento nos desafios tecnológicos para a exploração de óleo e gás, uma vez que são exigidas perfurações cada vez mais profundas, chegando a sete mil metros do nível do mar, onde estão envolvidos diferentes camadas e tipos de rochas, bem como elevados gradientes de temperatura e pressão. Outro grande desafio é aumentar a taxa de penetração da broca, sendo esta definida como a distância perfurada por unidade de tempo. Assim, o estudo aprofundado do processo de perfuração é requerido para aumentar a eficiência do processo e reduzir riscos decorrentes desses novos desafios. Desta forma, o estudo fluidodinâmico na região do fundo do poço, em especial a broca e seu sistema de bocais podem trazer informações úteis para o projeto do poço. Além disso, a adequada compreensão da atuação do jato da broca na limpeza do poço e a escolha adequada do bocal ejetor podem resultar em um aumento da taxa de penetração.

Na Figura 2.5 é apresentada uma ilustração do jato proveniente do bocal ejetor em conjunto com brocas tricônicas, atuando na perfuração e limpeza das brocas e do fundo de poço.

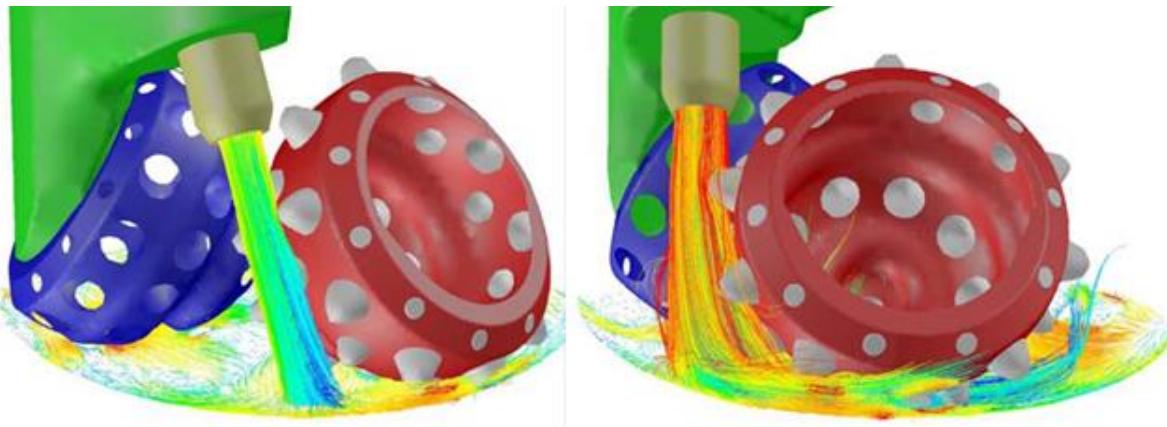


Figura 2.5: Ilustração da ação do jato no fundo de poço.

Fonte: Figura extraída do trabalho de Plácido e Pinho (2009)

Abaixo são listados trabalhos de referência que estudaram numericamente ou experimentalmente o problema do fundo de poço.

Figueiredo et al. (2013) investigou numericamente a força de impacto e o coeficiente de descarga em bocais de brocas de perfuração. Nesse trabalho foi considerado o escoamento como bidimensional, axissimétrico, incompressível, isotérmico e em regime permanente. A geometria envolvia a injeção do fluido newtoniano em um tubo de diâmetro 2", passando por contração abrupta, cujo diâmetro de 1" e retornando pelo espaço anular, por um tubo de diâmetro de 4". O coeficiente de descarga foi estimado com base na queda de pressão, na contração abrupta e a força de impacto é estimada com base na pressão que o jato exerce sobre a superfície impactada. Foi avaliada uma distância entre a saída do bocal ejetor e a parede de 50 a 200mm e uma vazão volumétrica de 250 a 300gpm. Como conclusão, um coeficiente constante e igual a 0,86, mostrando independência da vazão de bombeamento e uma faixa entre $100 < L < 150$ mm que provoca a maior força de impacto.

No trabalho de Maneira (2013) a geometria utilizada foi um modelo simplificado de uma broca tricônica na extremidade da coluna de perfuração. Foram analisados certos parâmetros do processo de perfuração, tais como: viscosidade dinâmica, massa específica, vazão do fluido, taxa de rotação da broca e diâmetro do ejetor para determinar a influência desses parâmetros na força de impacto do fluido no fundo do poço e na perda de carga da seção simulada. Como resultado,

com relação à perda de carga, destacou-se que houve independência da viscosidade dinâmica do fluido de perfuração e da taxa de rotação, enquanto é proporcional ao quadrado da vazão volumétrica, diretamente proporcional à massa específica e inversamente proporcional à quarta potência do diâmetro do ejetor. Também constatou que a perda de carga ocorre majoritariamente na região dos bocais. Para a força de impacto, os resultados obtidos mostraram que esta é proporcional ao quadrado da vazão, diretamente proporcional à massa específica e à rotação e inversamente proporcional ao diâmetro do bocal elevado a 1,7.

Figueiredo (2014) investigou numericamente a força de impacto e o coeficiente de des-carga para bocais. A geometria do bocal ejetor foi aproximada por uma contração abrupta. Foram analisados certos parâmetros do processo de perfuração, tais como: viscosidade dinâmica, massa específica, vazão do fluido e diâmetro do ejetor para determinar a influência desses parâmetros na força de impacto do fluido, na queda de pressão e no coeficiente de descarga. A queda de pressão foi independente da viscosidade, diretamente proporcional à massa específica, ao quadrado da vazão volumétrica e inversamente proporcional à quarta potência do diâmetro do bocal. Com relação ao coeficiente de descarga, observou independência em relação à viscosidade dinâmica, massa específica e vazão volumétrica, sendo o diâmetro do bocal ejetor o único parâmetro que influenciou expressivamente de forma proporcional à potência de 1,6. Com relação à força de impacto, observou-se que a massa específica influenciou de forma linear, a vazão volumétrica de forma quadrática e o diâmetro do bocal ejetor de forma inversamente proporcional à potência de 1,9, sendo a viscosidade dinâmica, o único parâmetro que não influenciou significativamente.

Santos (2014) investigou experimentalmente a força de impacto e o coeficiente de des-carga para bocais. A geometria do bocal ejetor foi aproximada por uma contração abrupta e utilizou água como fluido de trabalho. Variou a altura entre o bocal ejetor e o fundo do poço de 50 a 200mm, o número de Reynolds entre 40.000 e 70.000 e a razão de contração do bocal ejetor entre $\beta = 2$ e $\beta = 4$. Foram realizadas medições de pressão em 4 pontos distintos sobre a superfície do fundo do poço, sendo observada maior pressão na região central devido ao impacto do fluido. O aumento da distância entre o bocal ejetor e o fundo do poço tendeu a uniformizar as pressões de fundo. Houve grande influência da distância entre o bocal ejetor e o fundo do poço, sendo a força de impacto máxima para a menor altura de 50mm e decresceu com o afastamento do bocal. Observou o aumento da queda de pressão na região do bocal ejetor com o aumento do número de Reynolds. Também observou-se decréscimo do coeficientes de descarga com o aumento da

razão de contração, β .

Daroz et al. (2015) investigou numericamente a circulação direta e reversa no processo de perfuração de poços de Petróleo. Na circulação direta, o fluido é bombeado pelo interior da coluna de perfuração e retorna pelo espaço anular, já na circulação reversa, o fluido é bombeado pelo espaço anular e retorna pelo interior da coluna. Foi estudada a dinâmica do escoamento, considerando um modelo tridimensional de uma broca tricônica, escoamento turbulento e fluido newtoniano, avaliando a influência dos parâmetros: massa específica, viscosidade dinâmica, rotação da coluna e vazão de bombeamento. Foi concluído que na circulação direta existe a presença de um jato que se choca contra o fundo do poço com maior intensidade que na circulação reversa. A circulação reversa apresentou baixas velocidades na região abaixo dos ejetores, indicando que poderia ser causa de problemas operacionais, como deficiência na limpeza do fundo do poço, o que também poderia levar ao desgaste prematuro da broca por abrasão e por deficiência no arrefecimento.

Cai et al. (2019) estudou numericamente, a fluidodinâmica do escoamento e o efeito térmico no fundo do poço, considerando: fluido newtoniano, escoamento incompressível, bidimensional e turbulento, utilizando o modelo de fechamento de turbulência $\kappa - \varepsilon$, onde o nitrogênio é o fluido de trabalho. O bocal é composto por uma seção cônica, seguida por uma seção cilíndrica. Campos de velocidade axial e radial, de pressão e perfis de temperatura são apresentados.

Puelles (2019) estudou numericamente o escoamento no fundo do poço, considerando brocas simplificadas do tipo *PDC* (Fig. 2.6a) e *Tricônica* (Fig. 2.6b), através dessa mesma plataforma numérica, onde foram aplicadas as implementações realizadas no presente trabalho, simulando escoamento turbulento e monitorando o efeito na rotação na dinâmica do escoamento, como também da força de impacto sobre o fundo de poço.

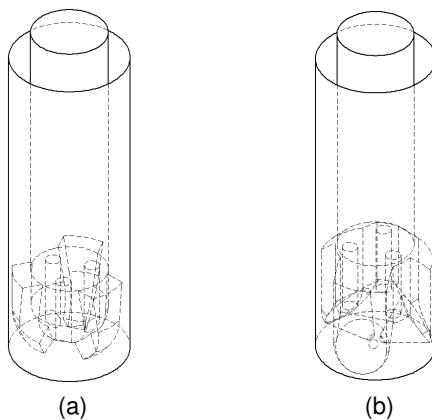


Figura 2.6: Brocas simplificadas utilizadas no trabalho de Puelles (2019): (a) PDC e (b) Tricônica.

Fonte: Figura extraída do trabalho de Puelles (2019)

2.6 Escoamento de fluido com partículas dispersas

Pode-se dividir os métodos matemáticos que representam a dispersão das partículas em escoamentos multifásicos: euleriano-euleriano e euleriano-lagrangiano. Na primeira abordagem, euleriano-euleriano, as equações são resolvidas para cada fase, sendo que cada fase é considerada como meios contínuos que se interpenetram na proporção de suas frações volumétricas, as quais são consideradas funções contínuas no tempo e espaço. A abordagem euleriano-lagrangiano envolve a solução das equações de Navier-Stokes para a fase contínua (Euleriana), enquanto a fase dispersa é tratada pela abordagem Lagrangiana, na qual a trajetória de cada partícula é calculada individualmente, levando em consideração sua interação com a fase contínua. Esta abordagem é recomendada apenas quando a fração volumétrica das partículas é baixa (JÚNIOR, 2005; AUGUSTO, 2014).

A abordagem Euleriano-Lagrangiano pode ser classificada em termos do acoplamento entre as fases contínua e dispersa. A abordagem mais simplista é dada pelo acoplamento de *uma via*. Nessa abordagem, o fluido afeta a trajetória das partículas e as partículas não afetam o escoamento do fluido, ou seja, o escoamento é calculado independentemente da presença de partículas. Essa hipótese é apenas considerada válida quando a quantidade de partículas é pequena, de tal forma que a interação entre a fase dispersa na fase contínua pode ser negligenciada. A velocidade local da fase contínua tem interferência direta no deslocamento da partícula, enquanto o inverso não é verdadeiro. Contudo, quando o efeito das partículas sobre o escoamento não pode ser ignorado, o acoplamento de *duas vias* é necessário. Nesse acoplamento, o termo fonte da equação do balanço de quantidade de movimento linear, deve levar em consideração

ção a interação entre as partículas e o escoamento. O acoplamento *quatro vias*, adicionalmente ao que foi enunciado para o acoplamento de *duas vias* há também que ser considerado a colisão entre as partículas (WÖRNER, 2003).

O modelo Euleriano-Lagrangiano tem sido amplamente empregado em diversas configurações de escoamentos, sendo aqui citados alguns, dentre muitos. Salvo (2012) estudou a separação de partículas em ciclones, considerando o acoplamento de *uma via*, em regime turbulento, através de LES. Souza et al. (2015) investigou numericamente diferentes configurações da saída de pequenos ciclones, avaliando a eficiência de coleta de material particulado, considerando regime turbulento, através de LES. Augusto (2014) avaliou o escoamento de ar e a deposição de partículas nos brônquios do sistema respiratório humano, considerando o acoplamento de *uma via* e regime laminar. Santos et al. (2016) investigou a inserção de uma parede retorcida internamente à tubulação, a montante da curva objetivando reduzir o processo de erosão em um cotovelo de 90°, onde os acoplamentos de *uma via*, *duas vias* e *quatro vias* foram considerados, em regime turbulento utilizando URANS.

Quanto ao tema em análise do presente trabalho, são apresentados os trabalhos encontrados, os quais emprega-se o uso de partículas com o modelo Euleriano-Lagrangiano relacionados ao processo de perfuração de poços de petróleo.

Júnior (2005) estudou numericamente o escoamento em circulação reversa na perfuração de um poço, considerando o modelo Euleriano-Lagrangiano para as partículas e um fluido não newtoniano, resolvendo uma pequena fatia do domínio e considerando regime laminar e simetria axial, sendo avaliadas: a influência das características reológicas do fluido, rotação da broca, distribuição do diâmetro das partículas e vazão mássica de cascalhos. Nesse trabalho, uma comparação da circulação reversa do fluido de perfuração com a circulação convencional, onde foram adotados parâmetros idênticos, verificou que na circulação convencional ocorre uma maior centrifugação (devido ao maior raio do anular), fazendo com que as partículas de maior diâmetro sejam centrifugadas para a parede do poço e não consigam sair do domínio. Além disso, observou-se que a velocidade média do fluido e das partículas é maior no interior da coluna do que no espaço anular, destacando um aumento da capacidade de transporte das partículas na circulação reversa.

Moslemi e Ahmadi (2014) estudou numericamente a dinâmica das partículas no fundo de poço, considerando uma broca estática e as partículas foram modeladas como partículas esféri-

ricas injetadas no fundo do poço, utilizando o modelo Euleriano-Lagrangiano com o acoplamento de *uma via*. Fluido newtoniano e regime turbulento foram considerados para a fase contínua (Euleriana).

Daroz (2015) comparou numericamente a circulação direta e reversa, considerando uma broca tricônica em um escoamento turbulento com e sem presença de partículas. O modelo Euleriano-Lagrangiano com o acoplamento de *uma via* foi considerado para as partículas. Nesse trabalho foi avaliada a influência de parâmetros como as propriedades reológicas do fluido, propriedades das partículas, rotação da coluna e vazão de bombeamento na dinâmica do escoamento fluido-partícula. Os resultados indicaram que a circulação reversa não é adequada para a geometria utilizada, uma vez que o padrão de escoamento dificultou a limpeza do poço e remoção dos cascalhos.

CAPÍTULO III

MODELAGEM MATEMÁTICA

Este capítulo apresenta a modelagem matemática utilizada na presente tese, composta pelas seguintes equações: conservação da massa, balanço da quantidade de movimento linear, modelagem da turbulência e da fronteira imersa. A fase dispersa das partículas é tratada pela abordagem euleriana-lagrangiana, onde a equação do movimento de cada partícula é baseada na Segunda Lei de Newton.

3.1 Formulação diferencial das equações

Para a modelagem do escoamento incompressível, a equação da conservação da massa, Eq. (3.1) e as equações do balanço de quantidade de movimento linear, Eq. (3.2), são escritas aqui na sua notação indicial como:

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial(u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{f_i}{\rho}, \quad (3.2)$$

onde ρ é a massa específica do fluido, ν é a viscosidade cinemática do fluido e f_i representa o termo fonte, que será obtido pelo *método da fronteira imersa*, o qual fará a imposição da condição de contorno que representará a superfície do corpo imerso no escoamento.

Uma solução numérica das Eqs. (3.1) e (3.2), a princípio, deve possibilitar a solução de todas as escalas temporais e espaciais do escoamento, processo conhecido como *simulação numérica direta*.

Para escoamentos a baixos números de Reynolds e com aplicação de um método numérico adequado, consegue-se a solução das Eqs. (3.1) e (3.2) diretamente. No entanto, para números de Reynolds elevados, cujo espectro de energia cinética turbulenta se torna amplo, o custo computacional torna-se proibitivo, pois há a necessidade de se refinar a malha de modo a captar todas as escalas representativas, principalmente em problemas reais e de grande complexidade. Neste momento, torna-se atraente a metodologia de *simulação das grandes escalas*, uma vez que, o escoamento é separado em duas parcelas através de um processo de filtragem, onde na banda das baixas frequências ou de baixos números de onda, todas grandes estruturas turbinhonares são calculadas diretamente e a interação dessa banda das maiores estruturas com a banda das menores estruturas é modelada pelos chamados modelos sub-malha.

3.2 Metodologia de simulação das grandes escalas

Na simulação das grandes escalas, uma variável genérica $\theta(\vec{x}, t)$ é decomposta em uma parte relativa ao campo filtrado, $\bar{\theta}(\vec{x}, t)$ e outra relativa a flutuação, $\theta'(\vec{x}, t)$:

$$\theta(\vec{x}, t) = \bar{\theta}(\vec{x}, t) + \theta'(\vec{x}, t). \quad (3.3)$$

Matematicamente, o processo de filtragem espacial é dado por uma integral de convolução entre uma função de filtragem e a função a ser filtrada, definido como:

$$\bar{\theta}(\vec{x}, t) = \int h(\vec{x} - \vec{x}') \theta(\vec{x}', t) d\vec{x}', \quad (3.4)$$

onde $h(\vec{x})$ é a função filtro a qual determina o número de onda ou frequência de corte do processo de filtragem. Aplicando o operador filtro sobre as Eqs. (3.1) e (3.2) obtém-se as seguintes equações:

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0, \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\bar{f}_i}{\rho}. \quad (3.6)$$

O termo não linear da Eq. (3.6) se apresenta na forma de um produto filtrado, necessitando decompor este termo de acordo com a Eq. (3.3).

$$\bar{u}_i \bar{u}_j = \overline{(\bar{u}_i + u'_i)(\bar{u}_j + u'_j)} = \bar{u}_i \bar{u}_j + \bar{u}'_i \bar{u}'_j + \bar{u}_i u'_j + \bar{u}'_i u'_j. \quad (3.7)$$

A Eq. (3.7) da origem a tensores adicionais envolvendo produtos de flutuações e produtos mistos, listados a seguir:

$$\bar{u}_i \bar{u}_j = \bar{u}_i \bar{u}_j + L_{ij} + \tau_{ij} + C_{ij}, \quad (3.8)$$

onde,

$$L_{ij} = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad \text{Tensor de Leonard,}$$

$$\tau_{ij} = \overline{u'_i u'_j} \quad \text{Tensor de Reynolds,}$$

$$C_{ij} = \overline{u'_i \bar{u}_j} + \overline{\bar{u}_i u'_j} \quad \text{Tensor cruzado.}$$

Substituindo a Eq. (3.8) na Eq. (3.6), tem-se:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - (L_{ij} + \tau_{ij} + C_{ij}) \right] + \frac{\bar{f}_i}{\rho}. \quad (3.9)$$

A Eq. 3.9 por apresentar três novos tensores, resulta em um sistema aberto, onde há mais incógnitas do que equações. Assim surge o problema clássico de *fechamento da turbulência*.

cia.

Os tensores C_{ij} e L_{ij} podem ser modelados conforme Clark et al. (1979), que sugerem expressar a soma desses tensores como uma expansão de série de Taylor do campo de velocidade filtrado. Shaanan (1975) por sua vez, estimaram que quando um esquema de transporte advectivo de até segunda ordem é utilizado, esses tensores, C_{ij} e L_{ij} , podem ser desprezados. Silveira-Neto et al. (1993) confirmou também através de simulação numérica sobre uma expansão brusca, que, mesmo utilizando esquemas de terceira ordem, esses dois tensores podem ser desprezíveis face ao tensor de Reynolds.

Utilizando-se da hipótese de Boussinesq que expressa o tensor de Reynolds em função da taxa de deformação associado pelo campo de velocidade filtrado e da energia cinética turbulenta, assim definido como:

$$\tau_{ij} = -v_t 2\bar{S}_{ij} + \frac{2}{3}k\delta_{ij}, \quad (3.10)$$

onde v_t é a viscosidade cinemática turbulenta, que pode ser calculada via diferentes modelos, k é a energia cinética turbulenta a qual pode ser incorporada ao termo de pressão, resultando em um campo de pressão modificado e \bar{S}_{ij} é o tensor taxa de deformação do campo filtrado, definido como:

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (3.11)$$

Desta forma, reescrevendo as equações do balanço de massa e da quantidade de movimento linear, tem-se:

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0, \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}^*}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[v_e \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + \frac{\bar{f}_i}{\rho}, \quad (3.13)$$

em que $\bar{p}^* = \bar{p} + \frac{2}{3}\rho k$ é a pressão modificada e $v_e = v + v_t$ é a viscosidade efetiva que reúne os termos de viscosidade cinemática molecular e turbulenta. Quando se resolvem as equações

acima, o campo de pressão obtido é o campo de pressão modificado pela energia cinética turbulenta. Para recuperar o verdadeiro campo de pressão, torna-se necessário obter primeiramente a energia cinética turbulenta, dada pela equação:

$$k = \frac{1}{2} \overline{(u'_i u'_j)} = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}). \quad (3.14)$$

A viscosidade cinemática molecular ν é uma propriedade do fluido enquanto que a viscosidade cinemática turbulenta ν_t é uma propriedade do escoamento. Essa característica da viscosidade turbulenta, implica em maior dificuldade para avaliação dessa propriedade, uma vez que ela depende da natureza do escoamento, constituindo-se numa forte não linearidade na solução das equações, a qual por ser dependente do espaço e do tempo.

Para o completo fechamento do sistema de equações, ainda resta propor uma maneira eficiente de calcular a viscosidade turbulenta. Para este propósito os modelos sub-malha de Smagorinsky e dinâmico são apresentados a seguir.

3.2.1 O Modelo sub-malha de Smagorinsky

O modelo proposto por Smagorinsky (1963) é deduzido usando a hipótese de equilíbrio local para as pequenas escalas, onde a energia injetada no espectro deve ser igual à energia dissipada pelos efeitos viscosos. Assim, a viscosidade turbulenta é função do tensor taxa de deformação do campo filtrado \bar{S}_{ij} e do comprimento sub-malha, dada por:

$$\nu_t = (C_s \bar{\Delta})^2 |\bar{S}| = (C_s \bar{\Delta})^2 \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}}, \quad (3.15)$$

em que C_s é uma constante empírica, denominada constante de Smagorinsky, $\bar{\Delta}$ é o comprimento característico associado com o tamanho da malha e $|\bar{S}|$ é o módulo do tensor taxa de deformação, definido como: $|\bar{S}| = \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}}$.

A constante de Smagorinsky deve ser ajustada para cada escoamento, e seu valor, dependendo da aplicação pode ser adotado na faixa de $0,05 \leq C_s \leq 0,30$ (WILCOX, 2006). A dependência da constante de Smagorinsky tem fortes efeitos colaterais em escoamentos parietais, onde estão presentes altos gradientes de velocidade, acarretando excessiva viscosidade turbu-

lenta. Diferentemente dos chamados modelos dinâmicos, em que a constante é função do tempo e espaço, o modelo sub-malha de Smagorinsky não faz nenhuma consideração com relação às regiões próximas das paredes, sendo necessário adicionar muita vezes uma função externa de amortecimento que compute este efeito, como exemplo, a função de amortecimento de Van Driest.

3.2.2 O Modelo sub-malha dinâmico

O modelo dinâmico representa um avanço em relação ao modelo sub-malha de Smagorinsky, pois o coeficiente deixa de ser imposto e passa a ser calculado como uma função do tempo e do espaço, tornando-se $C_d(\vec{x}, t)$, refletindo numa propriedade local do escoamento. Germano et al. (1991) deduzem uma expressão para o coeficiente dinâmico a partir das equações de Navier-Stokes, submetidas a um duplo processo de filtragem, com filtros de comprimentos característicos diferentes, sendo que no primeiro, utilizam as dimensões da malha para calcular o seu comprimento característico, denominado *filtro em nível da malha* e representado simbolicamente por $(-)$, e no segundo, utilizam um múltiplo das dimensões da malha para calcular seu comprimento característico, denominado *filtro teste* e representado simbolicamente por $(\hat{\cdot})$. A expressão foi modificada posteriormente por Lilly (1992), tendo a seguinte forma:

$$C_d(\vec{x}, t) = -\frac{1}{2} \frac{L_{ij} M_{ij}}{M_{ij} \hat{M}_{ij}}, \quad (3.16)$$

onde o tensor de Leonard global L_{ij} e o tensor M_{ij} são definidos como:

$$L_{ij} = \widehat{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \widehat{\bar{u}_i} \widehat{\bar{u}_j}, \quad (3.17)$$

e

$$M_{ij} = (\widehat{\bar{\Delta}})^2 |\widehat{\bar{S}}| \widehat{\bar{S}}_{ij} - (\widehat{\bar{\Delta}})^2 |\widehat{\bar{S}}| \widehat{\bar{S}}_{ij}. \quad (3.18)$$

Finalmente a viscosidade turbulenta pode ser assim definida:

$$v_t = C_d(\vec{x}, t) \bar{\Delta}^2 |\bar{S}| = C_d(\vec{x}, t) \bar{\Delta}^2 \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}. \quad (3.19)$$

O cálculo do coeficiente dinâmico só depende de grandezas resolvidas e de um duplo processo de filtragem, o qual pode assumir valores negativos. Tendo em vista a estabilidade numérica, impõe-se que $v_t \geq 0$.

Um detalhamento aprofundado do tema em questão pode ser encontrado no trabalho de Silveira-Neto (2019).

3.3 Método de fronteira imersa

No método de fronteira imersa, a imposição de uma certa condição de contorno no escoamento através da adição de um termo de força, f_i , na equação do balanço de quantidade de movimento linear (Eq. 3.13), é dada matematicamente pela seguinte expressão:

$$\vec{f}(\vec{x}, t) = \int \vec{F}(\vec{x}_k, t) \delta(\vec{x} - \vec{x}_k) dV_k, \quad (3.20)$$

sendo \vec{x} a coordenada do volume euleriano, k denota uma variável lagrangiana, $\vec{F}(\vec{x}_k, t)$ é a força lagrangiana calculada sobre os pontos lagrangianos, δ representa uma função de interpolação e distribuição e dV_k é o volume do elemento lagrangiano.

3.4 Equações para o movimento de uma partícula

A fase dispersa é tratada pelo referencial Lagrangiano, sendo consideradas partículas esféricas, e seu movimento é baseado na Segunda Lei de Newton, na qual a taxa de variação da quantidade de movimento linear da partícula é igual ao somatório das forças agindo sobre ela:

$$\frac{d(m_p u_{pi})}{dt} = \sum F_{ci} + \sum F_{si}, \quad (3.21)$$

onde o subíndice p refere-se à partícula, c denota as forças de corpo e s , as forças de superfícies. As forças de corpo, F_c são aquelas proporcionais à massa da partícula, sendo nesse trabalho

consideradas as forças: gravitacional (F_g) e empuxo (F_e). Já as forças de superfície são aquelas proporcionais à área superficial da partícula, sendo considerada apenas a força de arrasto (F_a).

Considerando todas as simplificações adotadas, a Eq. (3.21) reescrita como:

$$\frac{du_{pi}}{dt} = \frac{3\rho C_D}{4\rho_p d_p} (u_i - u_{pi}) |u_i - u_{pi}| + \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p}\right) g_i, \quad (3.22)$$

onde u é a componente da velocidade do fluido na direção i na posição da partícula, u_p é a velocidade da partícula na direção i , d_p é o diâmetro da partícula, ρ_p é a densidade da partícula, ρ é a densidade do fluido e g_i é a aceleração da gravidade na direção i . A força de arrasto F_a já aplicada e manipulada na Eq. (3.22) é definida como:

$$F_a = \frac{18\mu C_D Re_p (u_i - u_{pi})}{24\rho_p d_p^2}, \quad (3.23)$$

e o Re_p , o número de Reynolds da partícula, é definido como:

$$Re_p = \frac{\rho d_p |u_i - u_{pi}|}{\mu}. \quad (3.24)$$

O coeficiente de arrasto, C_D é obtido pela correlação empírica proposta por Schiller e Naumann (1935) e calculado da seguinte forma:

$$C_D = \begin{cases} 24Re_p^{-1}(1 + 0,15Re_p^{0,687}) & \text{se } Re_p < 1000 \\ 0,44 & Re_p > 1000 \end{cases} \quad (3.25)$$

A velocidade de translação da partícula é calculada a partir da variação temporal de seu centro de massa, x_{pi} , dada pela expressão:

$$u_{pi} = \frac{dx_{pi}}{dt}. \quad (3.26)$$

O conjunto de equações descrito neste capítulo descreve a fluidodinâmica do escoa-

mento, e, utilizando a metodologia da Simulação das Grandes Escalas, é possível simular escoamentos turbulentos, além disso, o método da fronteira imersa possibilita simular escoamentos em geometrias complexas e por fim, o método Euleriano-Lagrangiano, através da abordagem de *uma via*, viabiliza entender o deslocamento de partículas no escoamento.

CAPÍTULO IV

MODELAGEM NUMÉRICA

Neste capítulo será apresentada a modelagem numérica empregada na presente plataforma numérica paralela.

As equações filtradas da conservação de massa e do balanço da quantidade de movimento linear para o escoamento no domínio euleriano, Eqs. (3.12) e (3.13), foram discretizadas por meio do método de volumes finitos (PATANKAR, 1980), considerando malha deslocada, onde as velocidades encontram-se localizadas nas faces e a pressão, no centro do volume (Fig. 4.1). A Eq. (3.13) é reescrita, como:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = -A_i + D_i - P_i + F_i, \quad (4.1)$$

onde as variáveis condensadas: A_i , D_i , P_i e F_i , representam respectivamente as parcelas de advecção, difusão, pressão modificada e do termo de força, deixando o termo transiente do lado esquerdo da equação. A simbologia para designar as equações filtradas ($\bar{\cdot}$) foi omitida nessa seção do texto. A discretização espacial é detalhada na Sec. (4.1) enquanto a temporal, na Sec. (4.2). O termo de força F_i será melhor detalhado na Seção (4.4).

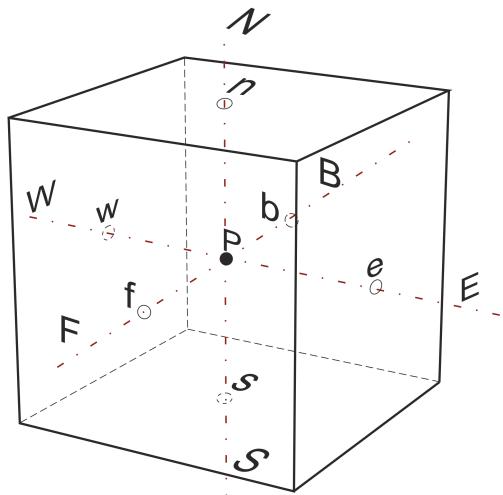


Figura 4.1: Volume de controle elementar utilizado para discretização das equações.

Na Eq. (4.1), o termo do lado esquerdo, representa a taxa de variação de quantidade de movimento linear em uma partícula de fluido, do lado direito os termos, A_i , representa o fluxo líquido de quantidade de movimento linear por advecção, D_i , representa o fluxo líquido da quantidade de movimento linear por difusão e P_i , representa a força resultante sobre a partícula de fluido devida ao gradiente de pressão modificada.

4.1 Discretização espacial

Integrando cada termo da Eq. (4.1) no volume de controle elementar $\Delta V = \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z$ (Fig. 4.1), tem-se para o termo de variação temporal:

$$\int_{\Delta V} \frac{\partial u}{\partial t} dV = \frac{\partial u}{\partial t} \Delta x \Delta y \Delta z, \quad (4.2)$$

tomando como exemplo a componente filtrada $u(\vec{x}, t)$, tem-se para os termos advectivos:

$$\begin{aligned}
A_x &= \int_{\Delta V} \left[\frac{\partial uu}{\partial x} + \frac{\partial vu}{\partial y} + \frac{\partial wu}{\partial z} \right] dV \\
&= [(uu)_e - (uu)_w] \Delta y \Delta z \\
&\quad + [(vu)_n - (vu)_s] \Delta z \Delta x \\
&\quad + [(wu)_f - (wu)_b] \Delta x \Delta y,
\end{aligned} \tag{4.3}$$

e para os termos difusivos:

$$\begin{aligned}
D_x &= \int_{\Delta V} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[v_\epsilon \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[v_\epsilon \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[v_\epsilon \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right] \right\} dV \\
&= \left[\left(v_\epsilon \frac{\partial u}{\partial x} \right)_e - \left(v_\epsilon \frac{\partial u}{\partial x} \right)_w \right] \Delta y \Delta z \\
&\quad + \left[\left(v_\epsilon \frac{\partial u}{\partial y} \right)_n - \left(v_\epsilon \frac{\partial u}{\partial y} \right)_s \right] \Delta z \Delta x \\
&\quad + \left[\left(v_\epsilon \frac{\partial u}{\partial z} \right)_f - \left(v_\epsilon \frac{\partial u}{\partial z} \right)_b \right] \Delta x \Delta y + G_x,
\end{aligned} \tag{4.4}$$

os termos referentes ao gradiente do vetor velocidade transposto encontram-se contidos em G_x .

O termo de pressão, P_x também é integrado no volume, como:

$$P_x = \frac{1}{\rho} \int_{\Delta V} \frac{\partial p}{\partial x_i} dV = \frac{1}{\rho} (p_e - p_w) \Delta y \Delta z. \tag{4.5}$$

4.2 Discretização temporal

Na discretização temporal empregou-se o esquema de Adams-Bashforth de segunda ordem de forma explícita. Assim, integrando temporalmente a Eq. (4.1), obtém-se:

$$\frac{u_i^{t+1} - u_i^t}{\Delta t} = \frac{3}{2} [-A_i + D_i]^t - \frac{1}{2} [-A_i + D_i]^{t-1} - P_i^{t+1} + F_i^{t+1}. \tag{4.6}$$

Para o acoplamento pressão-velocidade, o método do passo fracionado na sua versão

de dois passos é empregado neste trabalho. Assim, a Eq. (4.6) é fracionada em dois passos denominados preditor e corretor. Esses passos são apresentados respectivamente nas Eqs. (4.7) e (4.8).

$$\frac{u_i^* - u_i^t}{\Delta t} = \frac{3}{2} [-A_i + D_i]^t - \frac{1}{2} [-A_i + D_i]^{t-1} - P_i^t + F_i^{t+1}, \quad (4.7)$$

$$\frac{u_i^{t+1} - u_i^*}{\Delta t} = -P'_i. \quad (4.8)$$

No primeiro passo (Eq. 4.7) estima-se as velocidades u_i^* baseado nas informações dos tempos anteriores, exceto para o termo de força F_i o qual será melhor detalhado na Seção (4.4). No segundo passo, corrige-se o campo de velocidade no tempo atual u_i^{t+1} usando o gradiente do campo de correção da pressão P'_i .¹

Derivando a Eq. (4.8), tem-se:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{u_i^{t+1} - u_i^*}{\Delta t} \right] = -\frac{\partial P'_i}{\partial x_i}, \quad (4.9)$$

devido a conservação da massa, o termo $\frac{\partial u_i^{t+1}}{\partial x_i} = 0$. Assim, a equação de correção da pressão pode ser escrita como:

$$\frac{\partial P'_i}{\partial x_i} = \frac{1}{\Delta t} \frac{\partial u_i^*}{\partial x_i}, \quad (4.10)$$

cuja discretização resulta em um sistema de equações lineares esparso, no qual a solução calculada é a correção de pressão. Uma vez resolvida, as velocidades são corrigidas (Eq. 4.8) e, por fim, a pressão modificada no tempo atual é obtida, dada por:

$$p^{t+1} = p^t + p'. \quad (4.11)$$

¹ P'_i é a derivada da correção de pressão modificada na direção i dada por $P'_i = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i}$.

4.2.1 Estabilidade numérica

Esquemas explícitos podem apresentar instabilidade numérica caso o passo de tempo não seja escolhido adequadamente. Assim, para garantir um passo de tempo que permita estabilidade do código e convergência do cálculo, no presente trabalho é utilizado o critério *CFL* (*Courant-Friedrichs-Lowy*), que relaciona o passo de tempo em função da velocidade e do comprimento característico de um volume da malha, ou seja, calcula-se o intervalo temporal necessário para que uma onda com determinada velocidade cruze um dos volumes da malha (LOURENÇO, 2012). As condições de advecção e difusão para o cálculo do passo de tempo são:

$$\Delta t_{CFL} = \frac{1}{\left[\frac{1}{\Delta t_{adv}} + \frac{1}{\Delta t_{dif}} \right]}, \quad (4.12)$$

onde as contribuições advectiva e difusiva são dadas por:

$$\begin{aligned} \Delta t_{adv} &= \frac{1}{\left[\frac{u}{\Delta x} + \frac{v}{\Delta y} + \frac{w}{\Delta z} \right]}, \\ \Delta t_{dif} &= \frac{1}{\left[2 \cdot (v + v_t) \cdot \left(\frac{1}{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2} \right) \right]}. \end{aligned}$$

De posse do passo de tempo obtido a partir da Eq. (4.12) e utilizando um fator de segurança, que é então multiplicado por esse resultado, obtem-se o Δt . O valor do fator de segurança utilizado no presente trabalho é de 0,4.

4.3 Solução do Sistema de Equações Lineares

No inicio da construção da plataforma numérica sequencial, Padilla e Silveira-Neto (2007) e Padilla e Silveira-Neto (2009) utilizou o método SIP (*Strongly Implicit Procedure*) para solução da equação de Poisson (STONE, 1968).

Com a estrutura de dados paralela, desenvolvida durante por Lourenço (2012), a solução da equação de Poisson foi realizada utilizando o Multigrid Algébrico, AMG, através dos pacotes *Epeta*, *AztecOO* e *ML*, contidos na biblioteca livre *Trilinos* (HEROUX et al., 2003). O

método GMRES (*Resíduo Mínimo Generalizado*) foi utilizado com os parâmetros predefinidos da biblioteca *AztecOO*, preconditionado pelo método de Multigrid Algébrico, da biblioteca *ML* (SAAD; SCHULTZ, 1986). Como o método de Multigrid Algébrico demonstrou ser uma ferramenta adequada para aceleração da solução da Eq. (4.10) de forma robusta e eficiente, esta será empregada no presente trabalho.

4.3.1 *Balanço de carga*

O balanceamento de carga foi realizado por meio de outro pacote da biblioteca livre *Trilinos*, chamado *Zoltan*, sendo adotado nesse trabalho o método de *Bisseção Recursiva por Coordenadas (RCB)*. Segundo Lourenço (2012), esse método mostrou ser adequado para a malha em questão, além de possuir baixo custo computacional para criação das partições (SIMON, 1991).

4.4 Metodologia de Fronteira Imersa

Dentre os métodos já desenvolvidos para esta metodologia, destaca-se neste trabalho o método de forçagem direta, o qual é utilizado nesta plataforma numérica, proposto por Uhlmann (2005) e modificado por Vanella e Balaras (2009).

4.4.1 *O Método de Forçagem Direta*

Partindo da equação discretizada (Eq. 4.6) e isolando o termo de força $f_i(\vec{x}, t)$, tem-se:

$$\frac{f_i}{\rho} = \frac{u_i^{t+1} - u_i^t}{\Delta t} - \frac{3}{2} [-A_i + D_i]^t + \frac{1}{2} [-A_i + D_i]^{t-1} + P_i^{t+1}, \quad (4.13)$$

e como em todo o domínio de cálculo a equação de quantidade de movimento linear é válida em cada ponto lagrangiano, uma vez que o domínio lagrangiano está contido no euleriano, pode-se definir a força lagrangiana $F_{ki}(\vec{x}_k, t)$, como:

$$\frac{F_{ki}}{\rho} = \frac{u_{ki}^{t+1} - u_{ki}^t}{\Delta t} - \frac{3}{2} [-A_{ki} + D_{ki}]^t + \frac{1}{2} [-A_{ki} + D_{ki}]^{t-1} + P_{ki}^{t+1}, \quad (4.14)$$

nas quais as variáveis lagrangianas são denotadas com a letra k . No termo temporal, soma-se e

subtrai-se um parâmetro temporário u_{ki}^* , assim, reescreve-se a Eq. (4.14) como:

$$\frac{F_{ki}}{\rho} = \frac{u_{ki}^{t+1} + u_{ki}^* - u_{ki}^* - u_{ki}^t}{\Delta t} + RHS_{ki}, \quad (4.15)$$

em que $RHS_{ki} = -\frac{3}{2}[-A_{ki} + D_{ki}]^t + \frac{1}{2}[-A_{ki} + D_{ki}]^{t-1} + P_{ki}^{t+1}$.

Utilizando o princípio da superposição, a Eq. (4.15) é decomposta em duas partes:

$$\frac{u_{ki}^* - u_{ki}^t}{\Delta t} + RHS_{ki} = 0, \quad (4.16)$$

$$\frac{F_{ki}}{\rho} = \frac{u_{ki}^{t+1} - u_{ki}^*}{\Delta t} = \frac{u_{iIBM} - u_{ki}^*}{\Delta t}, \quad (4.17)$$

onde u_{iIBM} é a velocidade da superfície do objeto imerso. Devido ao efeito da forçagem, a velocidade sobre o ponto lagrangiano x_k no tempo $t + 1$, u_{ki}^{t+1} , pode ser modificada para a velocidade da superfície do objeto u_{iIBM} (WANG et al., 2008).

Esta plataforma numérica em desenvolvimento já utilizou para, representar corpos imersos, os seguintes métodos: o *Modelo Físico Virtual (MFV)* (PADILLA; SILVEIRA-NETO, 2007; PADILLA; SILVEIRA-NETO, 2009), o método de *Multi Direct Forcing (MDF)* (BORGES, 2011), embora esse último método tenha apresentado um avanço em relação ao primeiro, em termos de custo computacional, o processo de múltiplas iterações de forçagem ainda consistia num processo caro, uma vez que enquanto um determinado critério não fosse atingido para garantir a correta força que representasse a velocidade da superfície do objeto, como no caso do trabalho de Borges (2011), cujo critério adotado foi a norma $L2$, inúmeras iterações eram requeridas para atender a este critério. Para evitar este processo de múltiplas iterações, o método de *Reconstrução por Mínimos Quadrados Móveis (MLS)* foi empregado, como detalhado a seguir.

4.4.2 Reconstrução por Mínimos Quadrados Móveis (MLS)

O método de *Reconstrução por Mínimos Quadrados Móveis (MLS)* apresentado por Vanella e Balaras (2009), foi empregado no processo de interpolação e distribuição entre as malhas euleriana e lagrangiana. Esse método dispensa a necessidade de processo iterativo para obtenção da força, tornando este método atrativo, principalmente em custo computacional,

quando comparado com o método de multi forçagem direta (MDF).

A partir do campo obtido pela Eq. (4.7) e utilizando o método MLS, uma aproximação para u_k^* para cada ponto lagrangiano pode ser obtida por:

$$u_{ki}^*(\mathbf{x}_k) = \sum_{j=1}^m p_j(\mathbf{x}_k) a_j(\mathbf{x}_k) = \mathbf{p}^T(\mathbf{x}_k) \mathbf{a}(\mathbf{x}_k), \quad (4.18)$$

onde $\mathbf{p}^T(\mathbf{x}_k)$ é o vetor com as funções de base de comprimento m , $\mathbf{a}(\mathbf{x}_k)$ é o vetor de coeficientes e \mathbf{x}_k são as coordenadas do ponto lagrangiano. A escolha eficiente para as funções de base é dada por $\mathbf{p}^T(\mathbf{x}_k) = [1 \ x_k \ y_k \ z_k]$ (VANELLA; BALARAS, 2009). Para determinar o vetor de coeficientes $\mathbf{a}(\mathbf{x}_k)$, admite-se que exista uma função peso $W(\mathbf{x}_k - \mathbf{x})$, de tal maneira que o funcional de resíduos ponderados J seja construído como:

$$J = \sum_{k=1}^{np} W(\mathbf{x}_k - \mathbf{x}) [\mathbf{p}^T(\mathbf{x}) \mathbf{a}(\mathbf{x}_k) - u_i^*]^2, \quad (4.19)$$

em que \mathbf{x} é o vetor de posição do ponto euleriano, np o número de pontos no estêncil de interpolação, o que, em um sistema tridimensional, envolve sete volumes e u_i^* é a componente i de velocidade estimada obtida pela Eq. (4.7). O resíduo ponderado é minimizado por $\mathbf{a}(\mathbf{x})$ para qualquer ponto \mathbf{x} , desde que $\frac{\partial J}{\partial \mathbf{a}} = 0$. Minimizando J para determinar $\mathbf{a}(\mathbf{x})$, chega-se ao seguinte conjunto de equações:

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}_k) \mathbf{a}(\mathbf{x}_k) = \mathbf{B}(\mathbf{x}_k) \mathbf{u}_i^*, \quad (4.20)$$

onde,

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}_k) = \sum_{k=1}^{np} W(\mathbf{x}_k - \mathbf{x}) \mathbf{p}(\mathbf{x}) \mathbf{p}^T(\mathbf{x}),$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}_k) = [W(\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_1) \mathbf{p}(\mathbf{x}_1) \quad \dots \quad W(\mathbf{x}_k - \mathbf{x}_{np}) \mathbf{p}(\mathbf{x}_{np})], \quad (4.21)$$

$$(4.22)$$

no qual $\mathbf{A}(\mathbf{x}_k)$ é a *matriz de momentos*. As dimensões de \mathbf{A} e \mathbf{B} dependem do vetor de funções de

base adotado que, para o vetor $\mathbf{p}(\mathbf{x}_k)$ linear adotado neste trabalho, são respectivamente dadas como 4×4 e $4 \times np$. Combinando as equações anteriores, u_{ki}^* poder ser escrito como:

$$u_{ki}^*(\mathbf{x}_k) = \sum_{k=1}^{np} \phi(\mathbf{x}_k) u_i^* = \phi^T(\mathbf{x}_k) \mathbf{u}_i^*, \quad (4.23)$$

onde $\phi(\mathbf{x}_k) = \mathbf{p}(\mathbf{x}_k) \mathbf{A}^{-1}(\mathbf{x}_k) \mathbf{B}(\mathbf{x}_k)$ é um vetor de comprimento np , contendo as funções de forma para cada ponto lagrangiano. Neste trabalho *splines* cúbicas são utilizadas para a função peso, $W(\mathbf{x}_k - \mathbf{x})$, como descrita a seguir:

$$W(\mathbf{x}_k - \mathbf{x}) = \begin{cases} 2/3 - 4\bar{r}_k^2 + 4\bar{r}_k^3, & \text{se } \bar{r}_k \leq 0,5 \\ 4/3 - 4\bar{r}_k + 4\bar{r}_k^2 - 4/3\bar{r}_k^3, & \text{se } 0,5 \geq \bar{r}_k \leq 1 \\ 0, & \text{se } \bar{r}_k > 1 \end{cases}$$

onde $\bar{r}_k = |\mathbf{x}_k - \mathbf{x}|/H_i$. Como resultado a função produz uma função polinomial linear, possuindo a seguinte propriedade unitária $\sum_{i=1}^{np} \phi_i(\mathbf{x}) = 1$.

De posse da velocidade interpolada u_{ki}^* obtida pela Eq. (4.23), a força lagrangiana volumétrica F_{ki}/ρ pode ser então calculada pela Eq. (4.17). Um fator de escala e_f deduzido com base nos volumes médios entre as duas malhas é também utilizado para obtenção da força euleriana f_i , sendo definida as seguintes equações:

$$f_i = \sum_{j=1}^{nk} e_{fk} \phi_j F_{kij} \quad e_{fk} = \frac{V_k}{\bar{V}}, \quad (4.24)$$

sendo f_i a força euleriana devido às contribuições dos nk pontos lagrangianos associados.

Uma vez calculada a força euleriana, pode-se atualizar o passo preditor do método do passo fracionado (Eq. 4.7), agora com a influência do corpo imerso, dado por:

$$u_i^* = u_i^* + f_i \frac{\Delta t}{\rho}, \quad (4.25)$$

CAPÍTULO V

RESULTADOS

Neste capítulo, inicialmente são apresentados os resultados da simulação em uma cavidade cúbica com tampa deslizante, em regime turbulento, validando os modelos sub-malha de Smagorkinsky e dinâmico implementados. Na sequência, o escoamento em canal de seção quadrada, contração abrupta e, por fim, escoamento no fundo de poço com e sem presença de partículas. Para as simulações em regime turbulento, optou-se por utilizar o modelo sub-malha dinâmico por não necessitar da imposição de uma constante, como ocorre para o modelo sub-malha de Smagorinsky. Para as simulações no escoamento no fundo de poço, diversas vazões volumétricas e rotações foram avaliadas verificando suas influências no escoamento e também na força de impacto.

5.1 Cavidade com tampa deslizante

O clássico problema da cavidade com tampa deslizante tem sido utilizado como um dos casos de validação ao longo do desenvolvimento desta plataforma numérica devido à simplicidade de implementação e à grande quantidade de dados disponíveis para comparação na literatura. Uma revisão detalhada do tema em questão pode ser encontrada no trabalho de Shankar e Deshpande (2000). O problema é apresentado na Fig. 5.1.

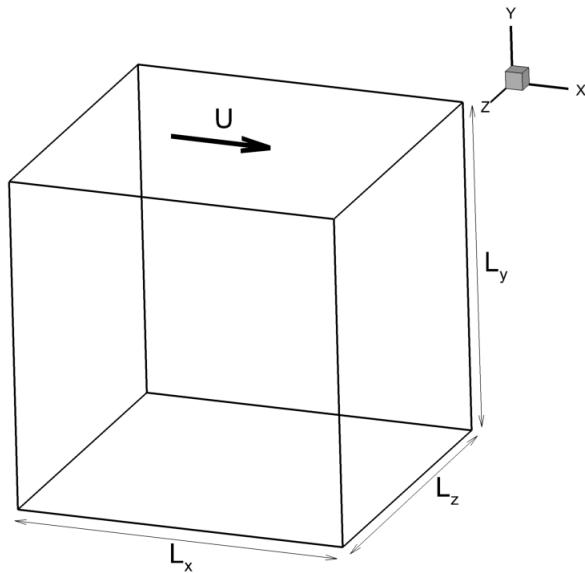


Figura 5.1: Cavidade tridimensional com tampa deslizante.

Trata-se de uma cavidade cúbica com condições de contorno do tipo *Dirichlet* para o vetor velocidade em todas as paredes. A parede superior possui velocidade prescrita, U , e as demais apresentam velocidade nula. Para cada uma das faces da parede é imposta a condição de derivada nula para a correção da pressão. O parâmetro adimensional que governa o escoamento é o número de Reynolds, Re , nesse caso, dado por:

$$Re = \frac{UL}{v}, \quad (5.1)$$

sendo L o comprimento característico e v é a viscosidade cinemática do fluido. O valor de Re foi obtido pela alteração do valor de v . Outro parâmetro importante é a razão de aspecto, definida como $\Gamma = L_z/L = 1,0$, sendo que no presente caso, $L = L_x = L_y = 1,0m$.

Simulações em regime laminar foram realizadas por Lourenço (2012), validando os resultados obtidos nesta plataforma numérica para os seguintes números de Reynolds: $Re = 100$, 400 e 1.000 . Os resultados foram comparados com os trabalhos numéricos de Ku et al. (1987), Kato et al. (1990), Babu e Korpela (1994), Sheu e Tsai (2002), Deshpande e Milton (1998) e Padilla e Silveira-Neto (2005). Os números de Reynolds escolhidos foram aqueles que apresentaram dados na literatura e que o regime fosse laminar.

Uma vez que a plataforma numérica encontrava-se restrita a regime laminar, inicial-

mente o modelo sub-malha de Smagorinsky (1963) foi implementado. A primeira simulação do escoamento na cavidade ocorreu com $Re = 3.200$ e razão de aspecto unitária. Nesse Re , o escoamento já é considerado em transição, como confirmado experimentalmente por Koseff e Street (1984) e numericamente por Deshpande e Milton (1998), sendo que o primeiro trabalho citado conduziu uma série de testes experimentais para números de Reynolds entre 3.200 e 10.000; e o segundo trabalho, utilizando o método de diferenças finitas ($84 \times 84 \times 84$ volumes) simulou o mesmo intervalo de Re , fazendo esses os valores de referência da simulação em cavidade para o presente trabalho.

As simulações numéricas foram conduzidas em paralelo para $Re = 3.200$, onde o domínio foi particionado em 32 processadores em uma malha numérica constituída de $110 \times 110 \times 110$ volumes. Como a geometria é simétrica, nota-se que o balanço de carga entre os processos foi realizado com sucesso, como visualizado na Fig. 5.2.

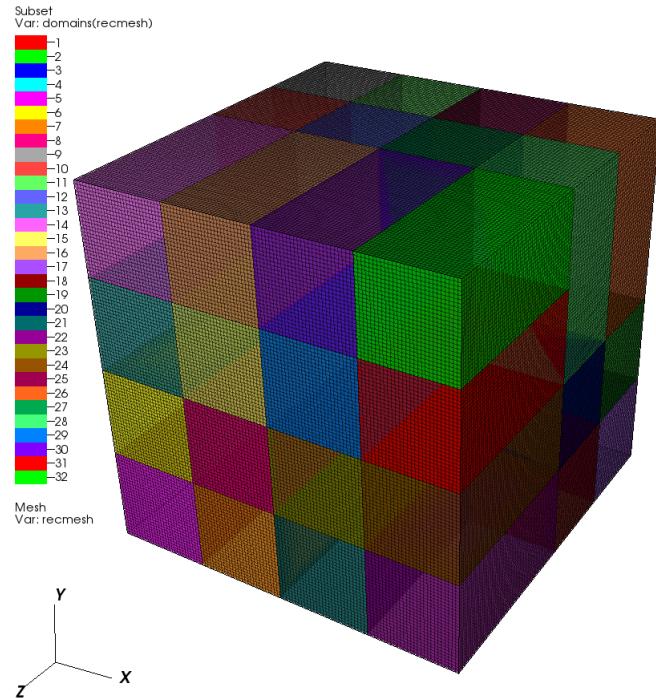


Figura 5.2: Domínio computacional particionado em 32 processadores para $Re = 3.200$.

Na Fig. 5.3 são apresentados os perfis das componentes u/U em $x/L = z/L = 0,5$ ao longo de y/L (Fig.5.3a) e v/U em $y/L = z/L = 0,5$ ao longo de x/L (Fig.5.3b). Os perfis das componentes de velocidade aproximaram-se dos dados experimentais de Prasad e Koseff (1989),

e melhor representaram o fenômeno físico do que o trabalho numérico de Deshpande e Milton (1998), sendo este melhor resultado atribuído à maior densidade de malha utilizada no presente trabalho. O valor da constante de Smagorinsky, $C_s = 0,1$, para este Re , não foi atribuído aleatoriamente, dado que este mesmo valor foi utilizado no trabalho de Padilla e Silveira-Neto (2005).

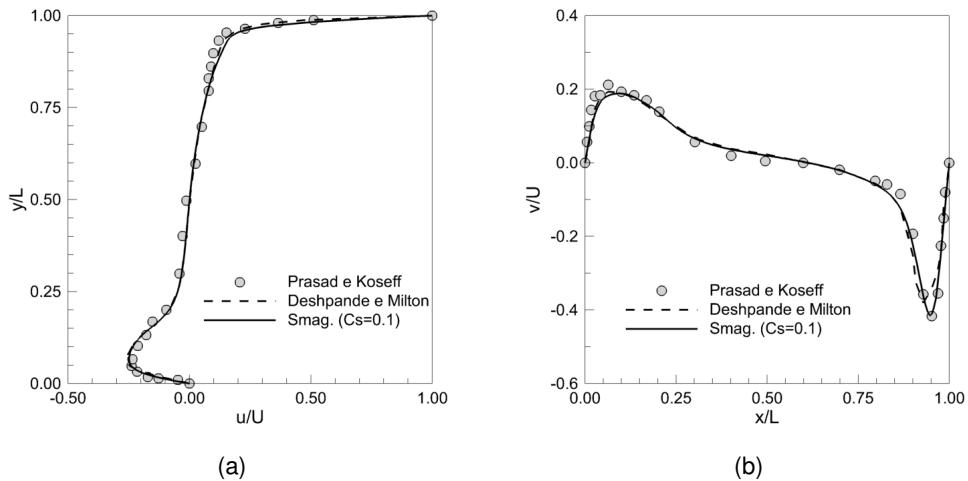


Figura 5.3: Perfis de velocidade média para o modelo sub-malha de Smagorinsky considerando $Re = 3.200$: (a) u/U e (b) v/U .

À medida que o Re é incrementado, o escoamento torna-se mais instável. De acordo com Prasad e Koseff (1989) e Koseff e Street (1984), escoamentos com $Re > 8.000$ são turbulentos. As figuras a seguir, mostram características instantâneas para $Re = 10.000$. Observações do comportamento temporal confirmam a presença de grandes oscilações e uma ampla banda de frequência. Na Fig. 5.4, sondas temporais monitoraram a componente u da velocidade, em três posições de y sobre a linha de centro $x/L = 0,5$ e $z/L = 0,5$. O escoamento inicia a partir do repouso. A posição $y/L = 0,16875$ encontra-se mais próxima do fundo da cavidade, apresentando velocidade negativa todo o tempo. A posição $y/L = 0,54375$ encontra-se próxima do centro do vórtice primário, a velocidade é negativa no início e na sequência torna-se positiva e depois se mantém com pequena magnitude, apresentando pequenas oscilações. A posição $y/L = 0,98125$ encontra-se mais próxima à região superior da cavidade, apresentando velocidade positiva todo o tempo. As posições das sondas apresentadas no trabalho de Deshpande e Milton (1998) são utilizadas como referência para este trabalho. Vale citar a adoção do sentido oposto do eixo da coordenada entre os dois trabalhos, assim, a posição apresentada no artigo de referência y é dada por $1 - y$, no presente trabalho.

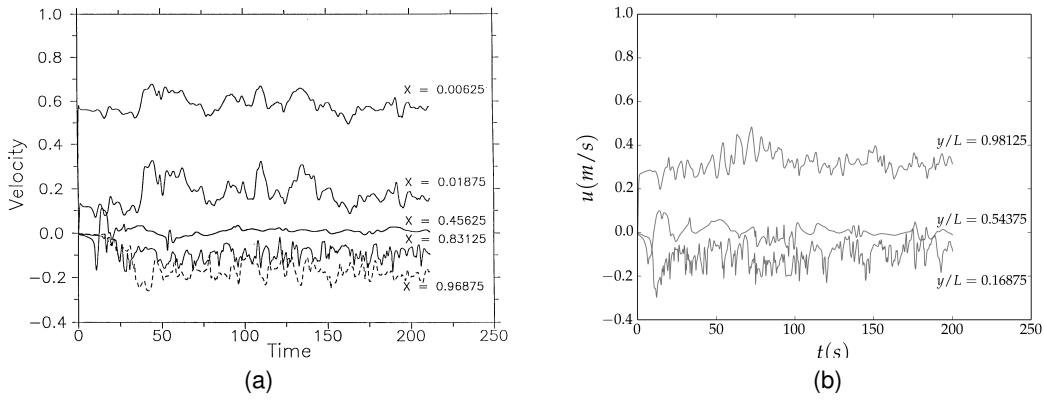


Figura 5.4: Desenvolvimento temporal da componente u do vetor velocidade em diferentes posições do escoamento para $Re = 10.000$, $x/L = 0,5$, $z/L = 0,5$. (a) Deshpande e Milton (1998) e (b) presente resultado.

As simulações a $Re = 10.000$ foram realizadas utilizando uma malha numérica constituída de $130 \times 130 \times 130$ volumes e constante de Smagorinsky $C_s = 0.18$, mesmo valor utilizado por Padilla e Silveira-Neto (2005). Nas Figs. 5.5 e 5.6 têm-se perfis médios das componentes de velocidade e intensidade turbulenta, respectivamente, obtidas com o modelo sub-malha de Smagorinsky. Gradientes de velocidade mais intensos estão presentes nas proximidades das paredes, os quais foram reproduzidos com boa concordância quando comparados com o trabalho experimental de Prasad e Koseff (1989).

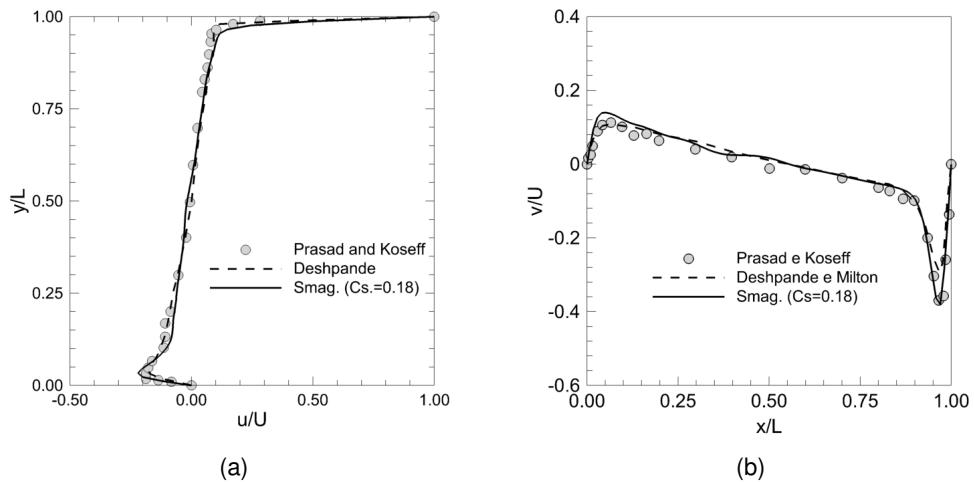


Figura 5.5: Perfis de velocidade média para o modelo sub-malha de Smagorinsky considerando $Re = 10.000$: (a) u/U e (b) v/U .

As flutuações turbulentas apresentadas na Fig. 5.6 são calculadas através das seguintes equações:

$$u_{rms}(x, y, z) = \sqrt{\sum_{i=1}^N \frac{1}{N} (u_i(x, y, z) - \bar{u}(x, y, z))^2}, \quad (5.2)$$

$$v_{rms}(x, y, z) = \sqrt{\sum_{i=1}^N \frac{1}{N} (v_i(x, y, z) - \bar{v}(x, y, z))^2}, \quad (5.3)$$

$$w_{rms}(x, y, z) = \sqrt{\sum_{i=1}^N \frac{1}{N} (w_i(x, y, z) - \bar{w}(x, y, z))^2}, \quad (5.4)$$

sendo u_{rms} , v_{rms} e w_{rms} as flutuações das componentes do vetor velocidade, u_i , v_i e w_i são as componentes instantâneas do vetor velocidade, u , v e w são as componentes médias do vetor velocidade e N o número de campos vetoriais avaliados. No presente caso, a simulação ocorreu até o instante de 200s , sendo que a aquisição de dados para determinação do comportamento médio e das flutuações iniciou no instante 150s . Vale ressaltar que esta aquisição deve ocorrer após o regime estatisticamente estacionário e quanto maior o tempo de amostragem, mais fidedigno o resultado obtido será. Devido à qualidade da malha (refinamento) e a quantidade de dados analisados, verifica-se que o resultado apresentado, encontra-se em concordância com o trabalho experimental da referência.

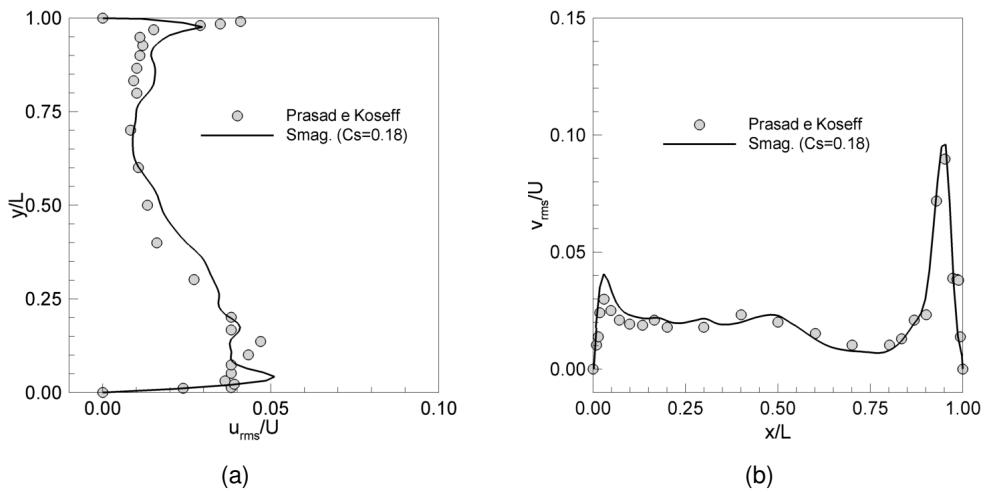


Figura 5.6: Perfis da intensidade turbulenta para o modelo sub-malha de Smagorinsky considerando $Re = 10.000$: (a) u_{rms}/U e (b) v_{rms}/U .

Embora os resultados das simulações utilizando o modelo sub-malha de Smagorinsky consigam reproduzir muito bem os dados obtidos experimentalmente, este modelo apresenta o inconveniente da imposição de sua constante, que deve ser ajustada empiricamente para cada

escoamento. Para evitar o uso de uma constante, surge o conceito do modelo sub-malha dinâmico. Esse modelo apresenta um avanço em relação ao modelo sub-malha de Smagorinsky, pois o coeficiente de proporcionalidade deixa de ser imposto e passa a ser calculado durante a simulação, como uma função do tempo e do espaço, refletindo uma propriedade local do escoamento. Nas Figs. 5.7 e 5.8 são apresentados os perfis das componentes u/U e v/U , que agrega os resultados obtidos utilizando o modelo sub-malha dinâmico aos perfis de velocidade apresentados na Figs. 5.3 e 5.5.

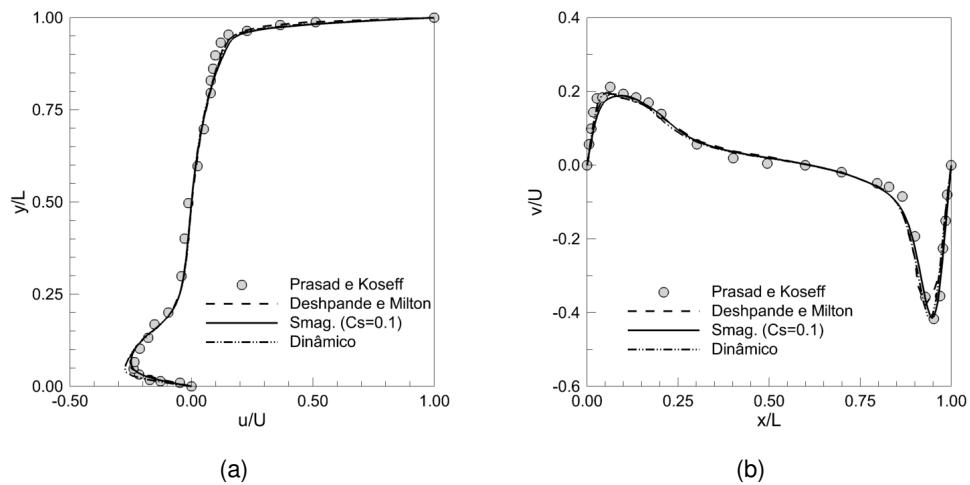


Figura 5.7: Perfis de velocidade média para o modelo sub-malha dinâmico considerando $Re = 3.200$: (a) u/U e (b) v/U .

Nos resultados apresentados para $Re = 10.000$, utilizando o modelo sub-malha dinâmico, inicialmente a simulação ocorreu até o instante de 200s , sendo que a aquisição de dados das componentes do vetor velocidade iniciou no instante 150s , ou seja, foram monitorados 50s de escoamento para determinação do comportamento médio e das flutuações das componentes de velocidade. Este intervalo de aquisição de dados para determinação das flutuações e também do comportamento médio mostrou-se insatisfatório, evidenciando que o tempo de aquisição de dados foi pequeno, necessitando de maior amostragem, e consequentemente, não refletindo um bom comportamento médio e também flutuações. O caso foi simulado novamente, agora até o instante de 300s , sendo monitorados 200s de simulação. Melo (2017) simulando o mesmo problema, utilizou o mesmo tempo de simulação para obtenção de seus resultados.

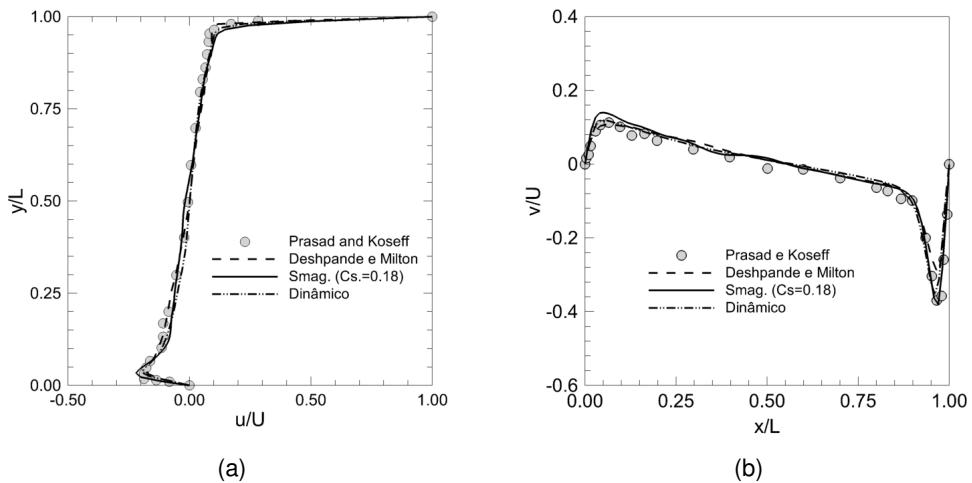


Figura 5.8: Perfis de velocidade média para o modelo sub-malha dinâmico considerando $Re = 10.000$: (a) u/U e (b) v/U .

Na Fig. 5.9 é apresentado o espectro de energia cinética turbulenta associado à sonda temporal em $y/L = 0,16875$ para o presente caso, considerando o modelo sub-malha dinâmico e comparando com o resultado de Deshpande e Milton (1998). A sonda escolhida no presente caso foi a mais próxima da posição do trabalho de referência, a qual é localizada próxima à superfície do fundo da cavidade. Segundo a teoria de Kolmogorov (KOLMOGOROV, 1941), em regime estatisticamente estacionário, assume-se a hipótese de equilíbrio, onde toda a energia injetada no espectro de energia cinética turbulenta deve ser transformada por efeitos viscosos. O espectro de energia cinética turbulenta, em sua região inercial, para um escoamento turbulento, seguindo a lei de Kolmogorov, apresenta inclinação de $-5/3$. O resultado do presente trabalho foi comparado com a reta de inclinação de $-5/3$, apresentando boa aproximação com a lei de Kolmogorov, bem como apresentado no trabalho de referência.

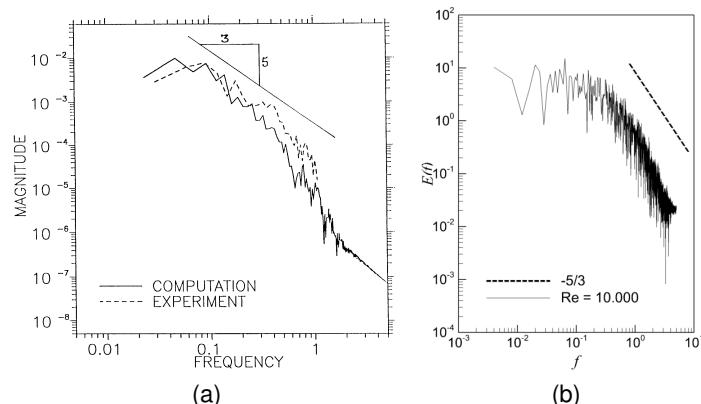


Figura 5.9: Espectro da energia cinética turbulenta para o modelo sub-malha dinâmico considerando $Re = 10.000$: (a) Deshpande e Milton (1998) e (b) presente resultado.

Na Fig. 5.10 é apresentada a intensidade da turbulência para os modelos sub-malha de Smagorinsky e dinâmico para u_{rms}/U e v_{rms}/U . Gradientes de velocidade mais intensos encontram-se presentes nas proximidades das paredes, onde são apresentadas as maiores magnitudes destas variáveis. O modelo sub-malha de Smagorinsky apresentou valores mais elevados do que o modelo sub-malha dinâmico e também os dados experimentais de Prasad e Koseff (1989).

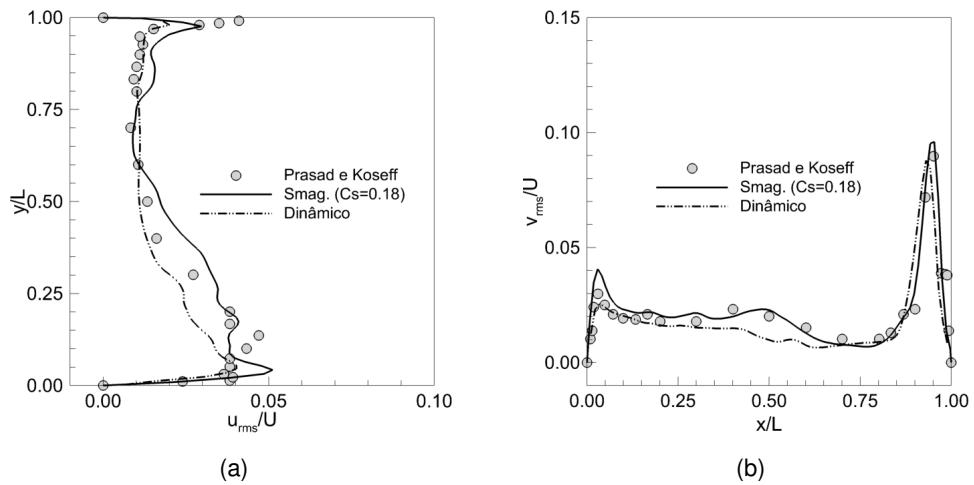


Figura 5.10: Perfis da intensidade turbulenta para o modelo sub-malha dinâmico considerando $Re = 10.000$: (a) u_{rms}/U e (b) v_{rms}/U .

Na Fig. 5.11 é apresentada uma comparação do módulo de vorticidade para $Re = 3200$ entre o presente trabalho e o de Melo (2017). Diferentemente do presente trabalho que utiliza malha cartesiana regular, o trabalho de Melo (2017) utiliza malha adaptativa bloco estruturada. Em ambos os trabalhos, a vorticidade ocorre em torno do vórtice principal, cuja vorticidade máxima é aproximadamente $|\omega| = 120 \text{ s}^{-1}$. Os valores das iso-superfícies da magnitude de vorticidade utilizados no presente trabalho são: $|\omega| = 5, 25, 9 \text{ e } 25 \text{ s}^{-1}$. A comparação demonstra concordância entre os dois trabalhos.

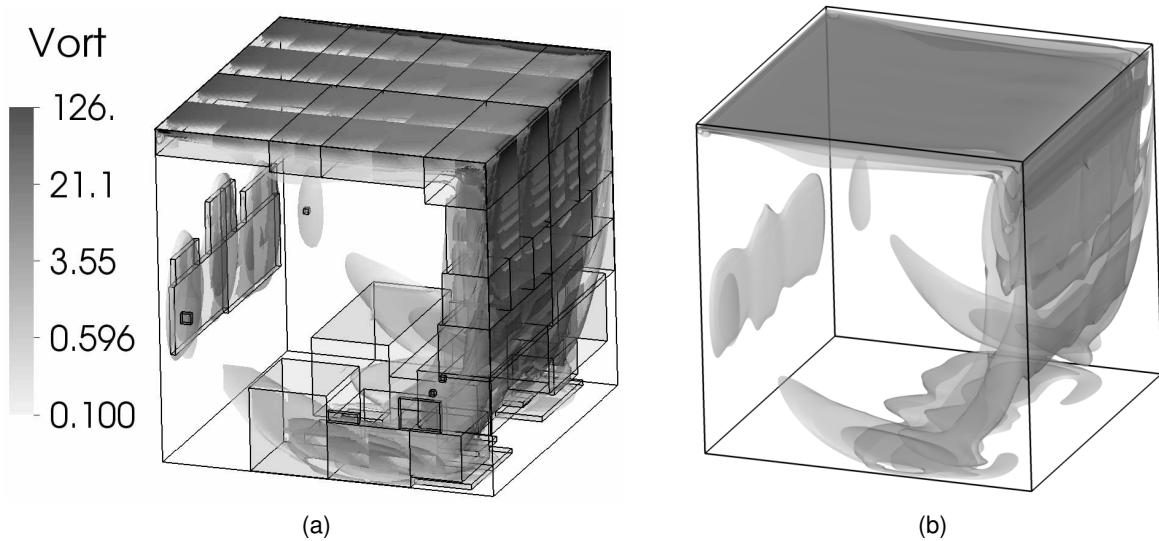


Figura 5.11: Iso-superfícies de vorticidade para $Re = 3200$: (a) Melo (2017) e (b) presente trabalho.

5.2 Escoamento em um canal tridimensional de seção quadrada

O escoamento em um canal tridimensional de seção quadrada ($L_x = L_y = L$) em regime laminar é apresentado na Fig. 5.12a. Uma vez que a presente plataforma numérica ainda não apresentava as condições de contorno adequadas para a simulação do escoamento em uma contração abrupta, foram implementadas as seguintes condições: para a face em $z = 0$, tem-se a imposição de velocidade $w = W$ na entrada do domínio. Já para a saída do domínio, na mesma direção, $z = L_z$, tem-se derivada nula de todas as componentes do vetor velocidade e a correção da pressão tem seu valor nulo. Nas demais faces é imposta de condição de contorno de parede, ou seja, todas as componentes de velocidade no contorno são nulas e a condição de derivada nula para a correção de pressão.

Sousa et al. (2009) investigou experimentalmente o escoamento tridimensional em uma contração abrupta de seção quadrada para fluido newtoniano e não newtoniano. As medições experimentais do campo de velocidade foram conduzidas utilizando a técnica de *velocimetria por imagem de partículas*. Fora da influência da contração, os resultados experimentais desta referência foram comparados com o presente resultado numérico, obtendo-se concordância (Fig. 5.12b) para as duas densidades de malha avaliadas. O número de Reynolds simulado no presente trabalho é $Re = 20$.

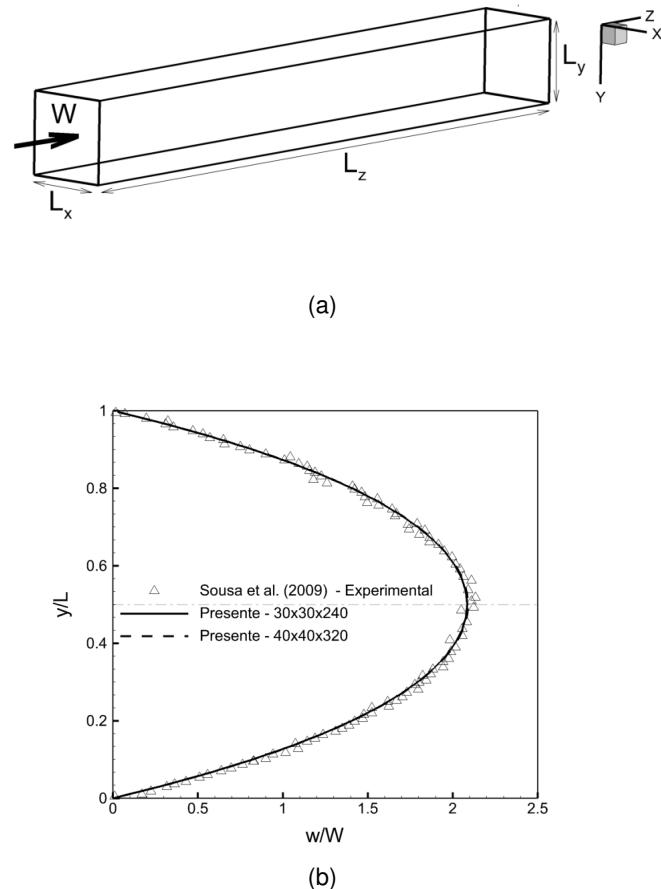


Figura 5.12: Escoamento em um canal de seção quadrada: (a) esquema e (b) perfil da velocidade axial adimensional w/W .

5.3 Contração abrupta axissimétrica

O problema consiste na investigação numérica de um fluido newtoniano em regime laminar em uma contração abrupta tridimensional, apresentado na Fig. 5.13. Utilizando as mesmas condições de contorno apresentadas na seção anterior (escoamento em um canal tridimensional de seção quadrada, Seção 5.2) e adicionando a esse domínio a contração abrupta via o método da fronteira imersa, no qual um termo de força é adicionado das equações de Navier-Stokes (Eq. 3.2). A revisão sobre o tema em questão foi apresentada na Seção 2.3.

A geometria utilizada no trabalho de Sánchez (2011) é utilizada como referência no presente trabalho. O domínio euleriano apresenta $0,25 \times 0,25 \times 0,7\text{m}$ nas direções x , y e z , sendo constituído por uma malha cartesiana e regular de $90 \times 90 \times 252$ volumes, respectivamente, totalizando 2.041.200 volumes. A razão de contração utilizada é $\beta = D/d = 1,97$, a razão entre o comprimento do duto a montante da contração e o diâmetro deste duto é $L_D/D = 1,67$, e a razão entre o comprimento do duto a jusante e o diâmetro do duto a montante da contração é $L_d/D = 1,26$. Os testes de independência de malha são encontrados no Apêndice A e uma síntese dos resultados aqui apresentados podem ser encontrados no trabalho de Borges et al. (2018).

Para minimizar a dimensão do domínio euleriano, um perfil de velocidade imposto parabólico na entrada do domínio em $z = 0\text{m}$ foi utilizado, apenas nos volumes eulerianos internos do duto a montante da contração, D , definido como (FOX et al., 2011):

$$\frac{w}{w_{max}} = \left[1 - \left(\frac{r}{r_D} \right)^2 \right], \quad (5.5)$$

sendo r_D o raio a montante da contração.

Nesta configuração geométrica, um perfil completamente desenvolvido a montante da contração é obtido, longe o suficiente da região de influência da contração. À medida que o fluido aproxima-se do plano da contração, há uma aceleração local do fluido devido à influência da contração. Recirculações são formadas nos cantos, a montante da contração, devido à configuração geométrica do problema. No duto a jusante da contração, o fluido apresenta maior velocidade média, uma vez que uma menor área de escoamento encontra-se presente.

O valor médio da velocidade axial na entrada do domínio é $W_D = W = 1,0\text{m/s}$ para todos

os casos simulados, assim, o número de Reynolds, $Re_D = WD/\nu$ foi obtido através da alteração do valor de ν . Utilizando o conceito da conservação da massa é possível obter a seguinte equação para a velocidade média na região a jusante:

$$W_d = W\beta^2, \quad (5.6)$$

sendo W_d a velocidade média a jusante da contração. A relação do número de Reynolds entre as duas regiões, montante e jusante, é dada por: $Re_d = \beta Re_D$.

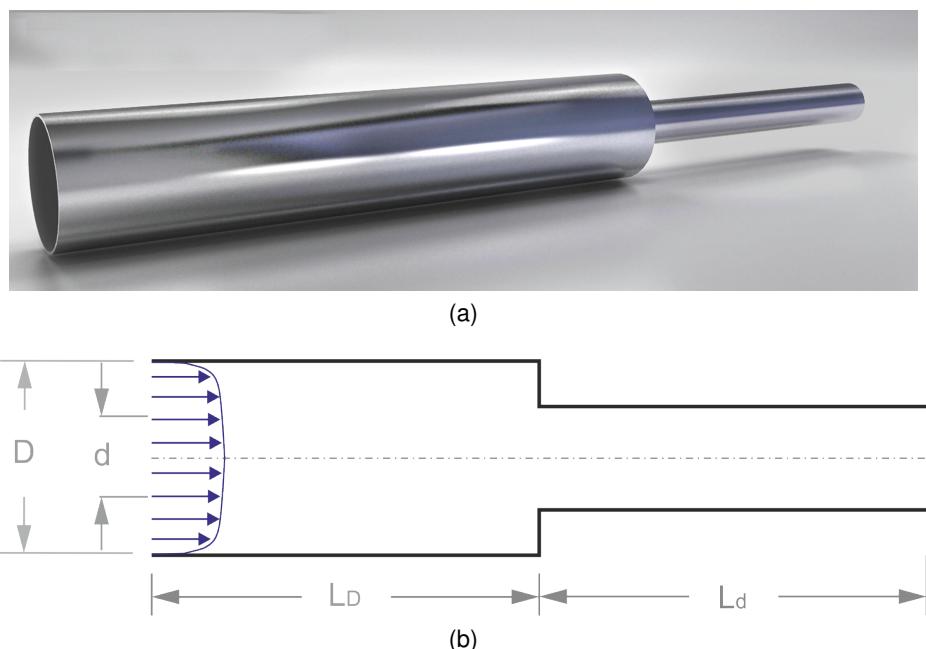


Figura 5.13: Representação da contração abrupta: (a) ilustração e (b) esquema.

Cinco números de Reynolds foram simulados, sendo eles, na região a montante da contração: $Re_D = 44, 87, 237, 365$ e 993 ; e na região a jusante: $Re_d = 87, 172, 468, 719$ e 1956 , respectivamente. Os resultados para escoamento laminar e regime permanente são apresentados a seguir.

Os campos da velocidade axial adimensional (w/W) são apresentados na Fig. 5.14. Os dados foram extraídos no plano yz , no centro do domínio. Por se tratar de um escoamento laminar, os resultados obtidos numericamente evidenciam que o escoamento na contração apresenta um comportamento simétrico em relação ao eixo z , conforme reportado em demais trabalhos experimentais e numéricos (DURST; LOY, 1985; SÁNCHEZ, 2011). Sob influência da contração, o fluido se adapta devido à restrição de área e escoa no duto a jusante com maior velocidade.

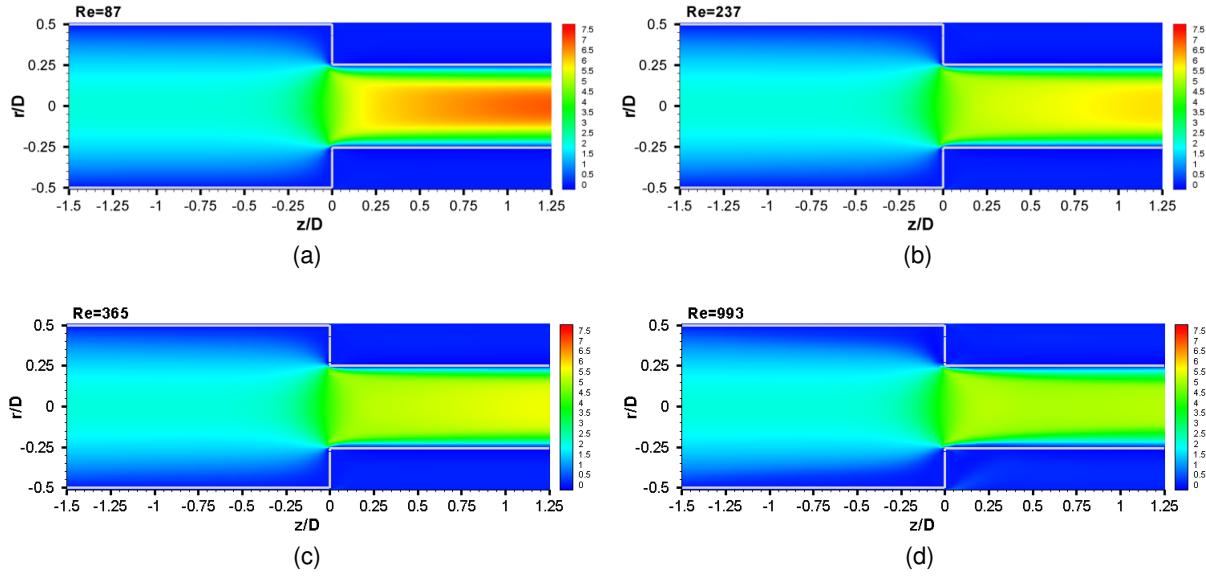


Figura 5.14: Campo de velocidade axial adimensional, w/W , para os diferentes números de Reynolds laminar, Re_D .

Os campos da velocidade radial adimensional (v/W) são apresentados na Fig. 5.15. Numericamente, a região de entrada do domínio apresenta velocidade nula para componente radial, mesmo perfil encontrado experimentalmente (SÁNCHEZ, 2011). No entanto, à medida que o escoamento se aproxima do plano da contração, os valores dessa componente aumentam até o referido plano. Esse aumento decorre do impacto do fluido nos cantos adjacentes à contração, sendo o fluido forçado a passar para um duto de menor diâmetro, resultando na formação de uma recirculação nos cantos da contração, a montante desta.

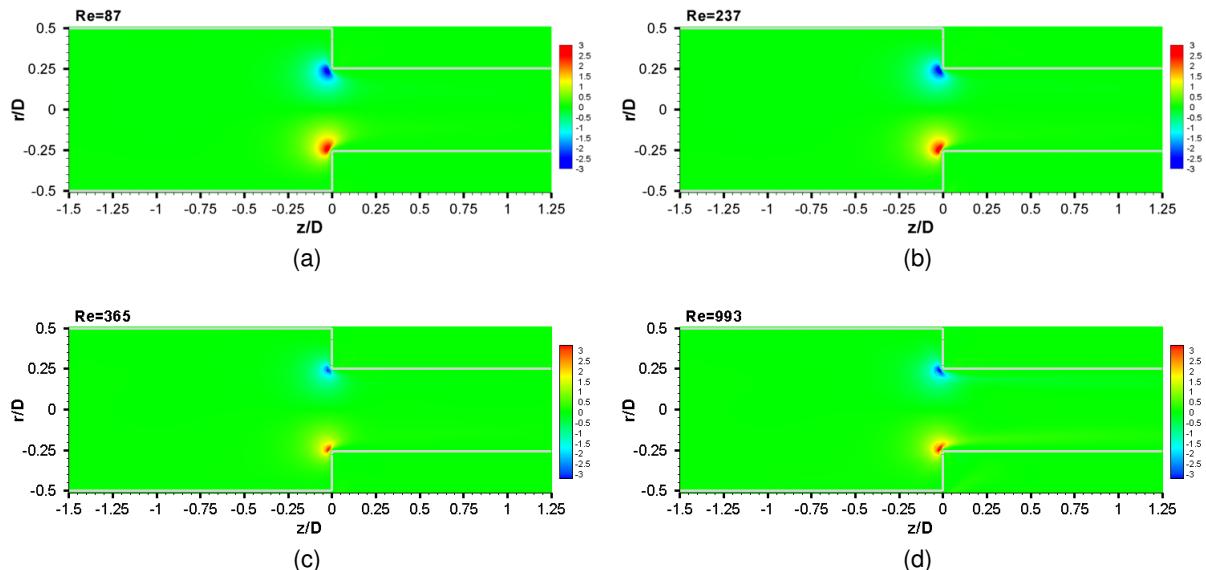


Figura 5.15: Campo da velocidade radial adimensional v/W para os diferentes números de Reynolds laminar, Re_D .

Na Fig. 5.16 são apresentadas as *linhas de corrente* em regime permanente e no plano yz , no centro do domínio para $Re_D = 44, 87, 237, 365$ e 993 . Já na Fig. 5.16f são apresentadas as *linhas de corrente* em $3D$ para o caso apresentado na Fig. 5.16d em $2D$. Observa-se na Fig. 5.16 que o padrão do escoamento é caracterizado pela convergência das linhas de corrente da seção a montante para a seção a jusante, e pela formação de vórtices nos cantos a montante do plano da contração. À medida que há um aumento do número de Reynolds (Re_D) ocorre um aumento da dimensão dos vórtices de canto ou recirculação e as linhas de corrente aproximam-seumas das outras. Durst e Loy (1985) reportou em seu trabalho um aumento da dimensão desta recirculação, com o aumento de Re_D , corroborando o presente resultado.

Quanto à visualização dos vórtices de canto ou recirculação, suas dimensões não mostraram concordância com a referência (SÁNCHEZ, 2011). Este resultado decorre da utilização do *método da fronteira imersa* e, como reportado por Borges (2011), o refinamento da malha euleriana é requerido para este método, principalmente para aqueles volumes eulerianos próximos aos lagrangianos. Lourenço e Padilla (2020) propuseram uma nova abordagem, através da utilização de malha cartesiana adaptativa, com refinamento local, próximo aos pontos lagrangianos, a qual, em resultados preliminares, mostrou resolver este tipo de problema associado ao *método da fronteira imersa*.

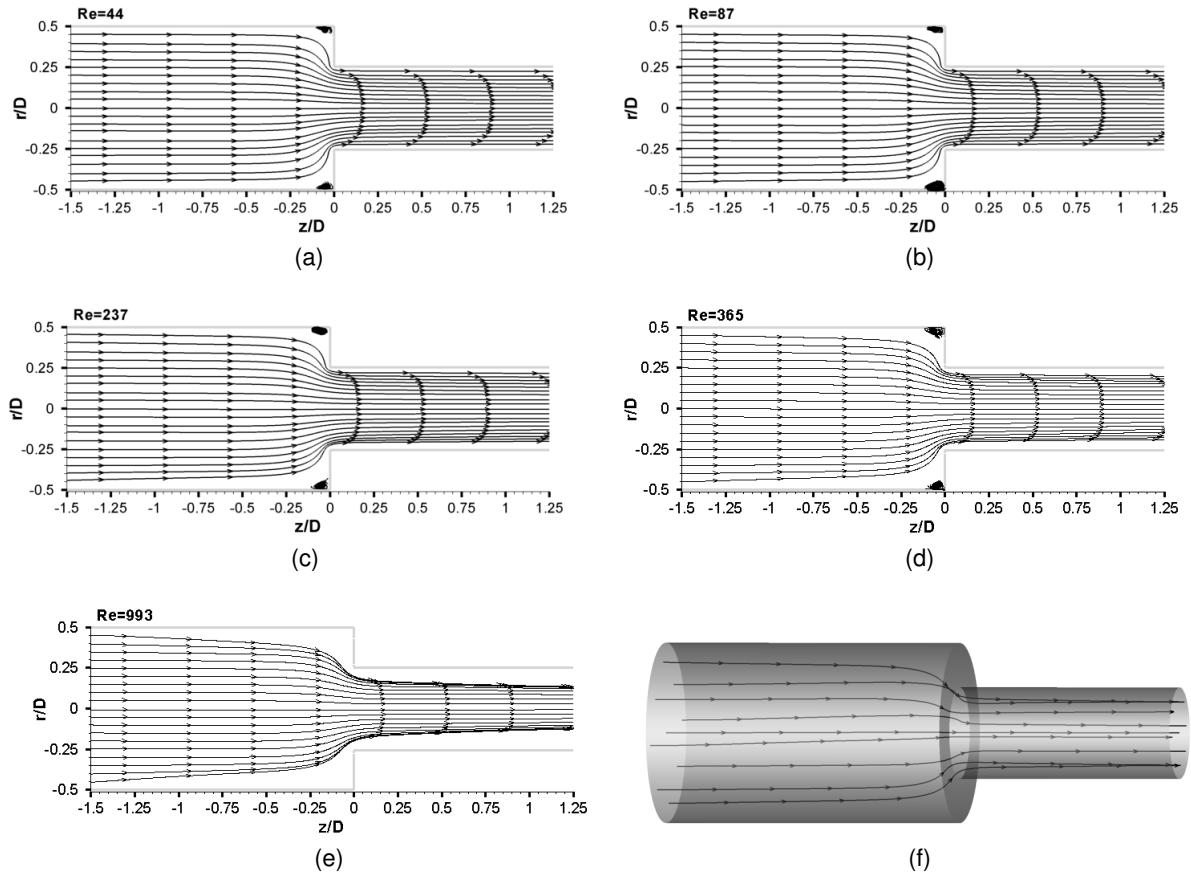


Figura 5.16: Linha de correntes para os diferentes números de Reynolds laminar, Re_D .

O comprimento, L_{S1z} , definido na Seção 2.3, obtido no presente trabalho, é comparado com o resultado experimental de Sánchez (2011), para $Re = 365$, em regime permanente, na Fig. 5.17. Verifica-se que o comprimento, L_{S1z} , do presente trabalho é maior que o resultado experimental, pelos motivos supracitados. Embora o valor absoluto não tenha sido o mesmo, é observado que há uma tendência de aumentar o tamanho dos vórtices com o incremento do número de Reynolds, quando o escoamento é laminar, o qual se encontra em concordância com o resultado experimental de Sánchez (2011) e com o resultado numérico de Durst e Loy (1985). Segundo Sánchez (2011), mesmo no campo experimental, a região próxima à parede apresenta dificuldades para ser analisada, devido à limitações próprias da técnica utilizada (PIV) e ao aparelho experimental que dificultam o estudo dessas regiões. No caso do escoamento laminar, além do problemas próprios da técnica, derivados da opção das imagens e as baixas velocidades, as partículas traçadoras tendem a aderir à parede da tubulação, sendo esse problema muito frequente na região da formação de vórtices. Na Fig. 5.17a, a qual apresenta-se o resultado experimental de Sánchez (2011), observa-se claramente que os vetores de velocidade próximos à região da parede, os quais deveriam apresentar velocidade baixa (pequenos vetores), apresen-

tam comportamento contrário, com aparição de vetores espúrios.

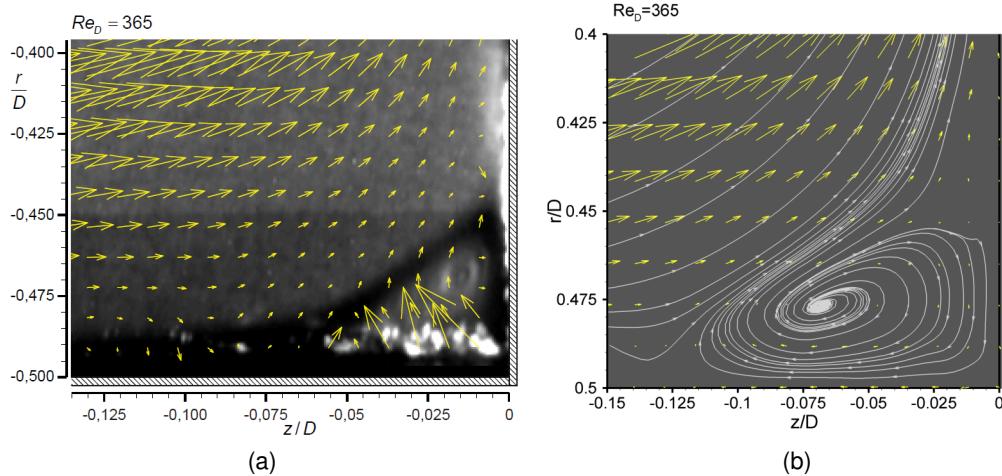


Figura 5.17: Linhas de corrente e vetor velocidade para $Re_D = 365$, sendo: (a) resultado experimental de Sánchez (2011) e (b) presente trabalho.

O campo do vetor velocidade em regime permanente é uma função das coordenadas espaciais x , y e z , dada pela seguinte expressão: $\vec{V} = u\hat{i} + v\hat{j} + w\hat{k}$. Na Fig. 5.18 é apresentado o campo do vetor velocidade, \vec{V}/W , em diferentes posições axiais do domínio, z/D , a $Re_D = 365$, onde é evidenciada a adaptação do escoamento devido à restrição de área na contração abrupta.

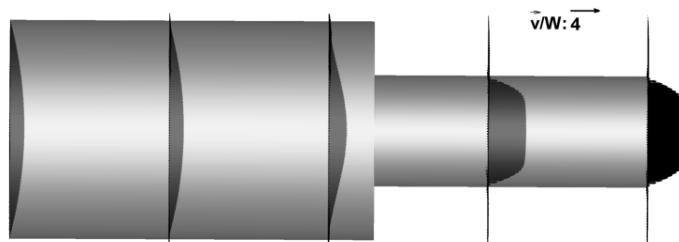


Figura 5.18: Votor velocidade adimensional, \vec{V}/W , para $Re_D = 365$.

Linhas de corrente sobrepostas ao campo do módulo do vetor velocidade, $|\vec{V}|/W$, do plano yz , no centro do domínio, para $Re_D = 365$, foram comparadas aos resultados experimentais apresentados por Sánchez (2011). No trabalho de referência (Fig. 5.19a), a formação das recirculações, localizadas nos cantos a montante do plano de contração, não foi visualizada através da análise das linhas de corrente, devido, provavelmente à formação de vetores espúrios. Já no presente trabalho (Fig. 5.19b), foi possível visualizar as recirculações a montante da contração, bem como a adaptação do fluido devido a geometria do problema. Verifica-se concordância entre os trabalhos quanto ao campo do módulo do vetor velocidade.

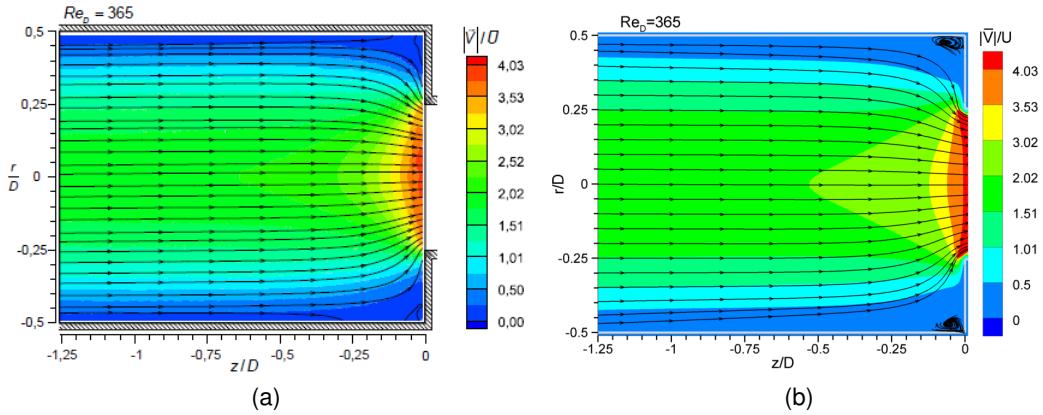


Figura 5.19: Linhas de corrente sobrepostas ao campo do módulo da velocidade adimensional, $|\vec{V}|/W$ para $Re_D = 365$: (a) resultado experimental de Sánchez (2011) e (b) presente trabalho.

Na Fig. 5.20 são apresentados o desenvolvimento da velocidade axial ao longo do eixo axial do domínio (Fig. 5.20a) e o perfil da velocidade axial no plano da contração para os vários números de Reynolds estudados (Fig. 5.20b). Conforme demonstrado na Fig. 5.20a, a presença da contração abrupta começa a influenciar o escoamento em $z/D > -0,6$, onde ocorre um aumento gradual da velocidade axial, w/W , em concordância com o trabalho experimental de Sánchez (2011). Os valores da velocidade axial adimensional na linha de centro da contração são: $w/W = 4,7, 4,42, 4,16, 4,09$ e $4,08$, para os números de Reynolds $Re_D = 44, 87, 237, 365$ e 993 , respectivamente. Observa-se que, com o aumento de Re_D , ocorre uma diminuição do valor da velocidade axial na linha de centro da contração, como observado nos trabalhos de Sánchez (2011) e Durst e Loy (1985). Os perfis extraídos no plano da contração, Fig. 5.20b, indicam um aumento da velocidade axial adimensional próxima à parede do duto, com o incremento de Re_D e redução da velocidade na região central do perfil, caracterizando um perfil conhecido como *velocidade overshoot*. Esse perfil está associado a geometria do problema e também ao número de Reynolds, sendo intensificada com o incremento de Re e β (CHRISTIANSEN et al., 1972). À medida que há um afastamento na direção axial da entrada do duto, a jusante da contração, a *velocidade overshoot* deixa de existir. Durst e Loy (1985) encontrou a existência dessa concavidade para $Re \geq 125$, considerando uma razão de contração de $\beta = 1,87$. Entretanto, nesse estudo é citado um trabalho anterior, o qual encontrou a existência da concavidade para $Re \geq 50$ (KELSEY, 1971). No presente trabalho, considerando uma razão de contração de $\beta = 1,97$, observou-se este comportamento para $Re \geq 87$. À medida que há o afastamento da parede do duto, radialmente, os perfis de velocidade apresentam um comportamento plano, mesmo comportamento observado nos resultados das referências (DURST; LOY, 1985; PIENAAR, 2004).

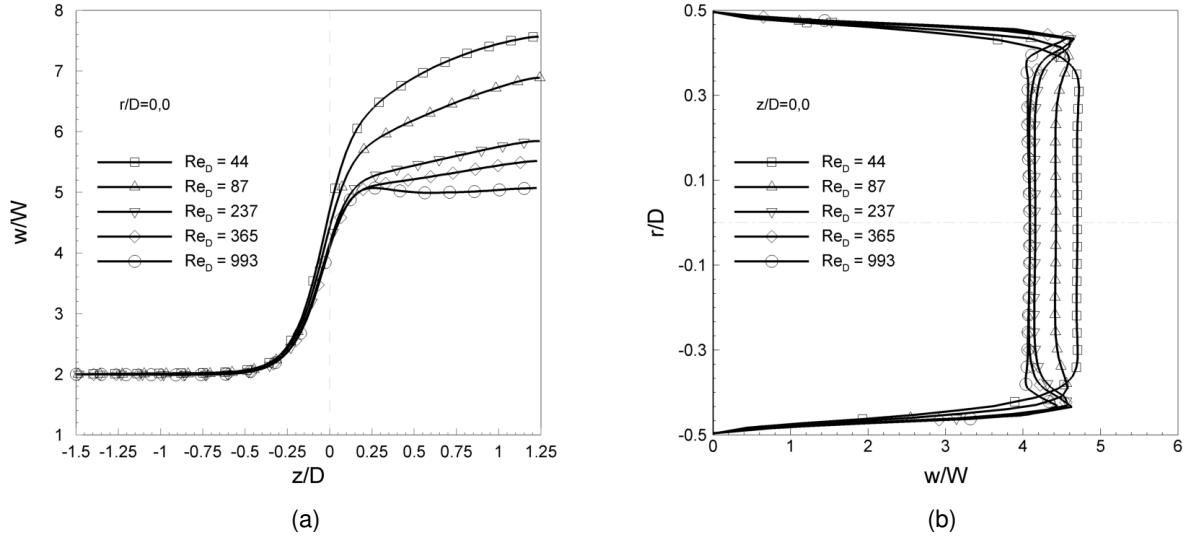


Figura 5.20: Perfis da velocidade axial: (a) ao logo do eixo axial ($r/D = 0$) e (b) no plano da contração ($z/D = 0$).

Os resultados dos perfis de velocidade a montante da contração são comparados com os resultados experimentais de Sánchez (2011), cuja a razão de contração é a mesma utilizada neste trabalho, $\beta = 1,97$. Outro trabalho de referência é o de Durst e Loy (1985), cuja razão de contração é $\beta = 1,87$, onde os perfis de velocidade, tanto a montante quanto a jusante da contração, foram analisados. Embora esse último trabalho apresente números de Reynolds próximos e um valor de razão de contração diferente do proposto no presente estudo, será útil para verificar as tendências e, em geral, a coerência dos perfis de velocidade.

Na Fig. 5.21 são apresentados os perfis da componente de velocidade axial adimensional, w/W , para o número de Reynolds a montante de $Re_D = 365$ e a jusante de $Re_d = 719$. Os resultados a montante são comparados com os de Sánchez (2011) para os mesmos valores de Re_D e também comparados a montante e a jusante com Durst e Loy (1985), cujo valor do número de Reynolds a montante é de $Re_D = 372$ e a jusante, $Re_d = 704$. Os dados foram extraídos do plano yz , no centro do domínio, ao longo de y e em diferentes posições axiais adimensionais, z/D . Todos os resultados apresentados encontram-se na região de influência da contração abrupta, $z/D > -0,6$, e à medida que o fluido se aproxima da contração, esse se adapta para passar pela restrição de área. O trabalho de Durst e Loy (1985) por apresentar uma menor razão de contração, apresenta um maior diâmetro a jusante da contração, quando comparado ao presente trabalho, implicando assim, em menores magnitudes de velocidade.

Os perfis de velocidade axial avaliados a montante do plano da contração nas posições: $z/D = -0,288, -0,236, -0,076$ e $-0,026$, são apresentados nas Figs. 5.21a, 5.21b, 5.21c e 5.21d. Os perfis avaliados a jusante, nas posições: $z/D = 0,049$ e $0,784$, são apresentados nas Figs. 5.21e e 5.21f. Um especial destaque deve ser dado na região a jusante, onde o perfil de velocidade extraído próximo ao plano na contração (Fig. 5.21e), exibe o comportamento de *velocidade overshoot*, com um aumento da velocidade próxima à região da parede e perfil plano na região central. À medida que há o distanciamento do plano de contração (Fig. 5.21e), este comportamento deixa de existir e o perfil se modifica até atingir novamente um escoamento completamente desenvolvido.

Houve concordância entre os resultados deste trabalho e os dados experimentais de Sánchez (2011), para a região a montante. Verifica-se que ocorreu a mesma tendência entre os resultados apresentados na região a jusante, quando comparado com o trabalho de Durst e Loy (1985).

A simetria em relação ao eixo axial é evidenciada na Fig. 5.21c, onde foram extraídos dois perfis na mesma posição axial adimensional, $z/D = 0,079$, em dois planos perpendiculares entre si, xz e yz . Observa-se sobreposição de um perfil ao outro, ou seja, foram obtidos os mesmos resultados.

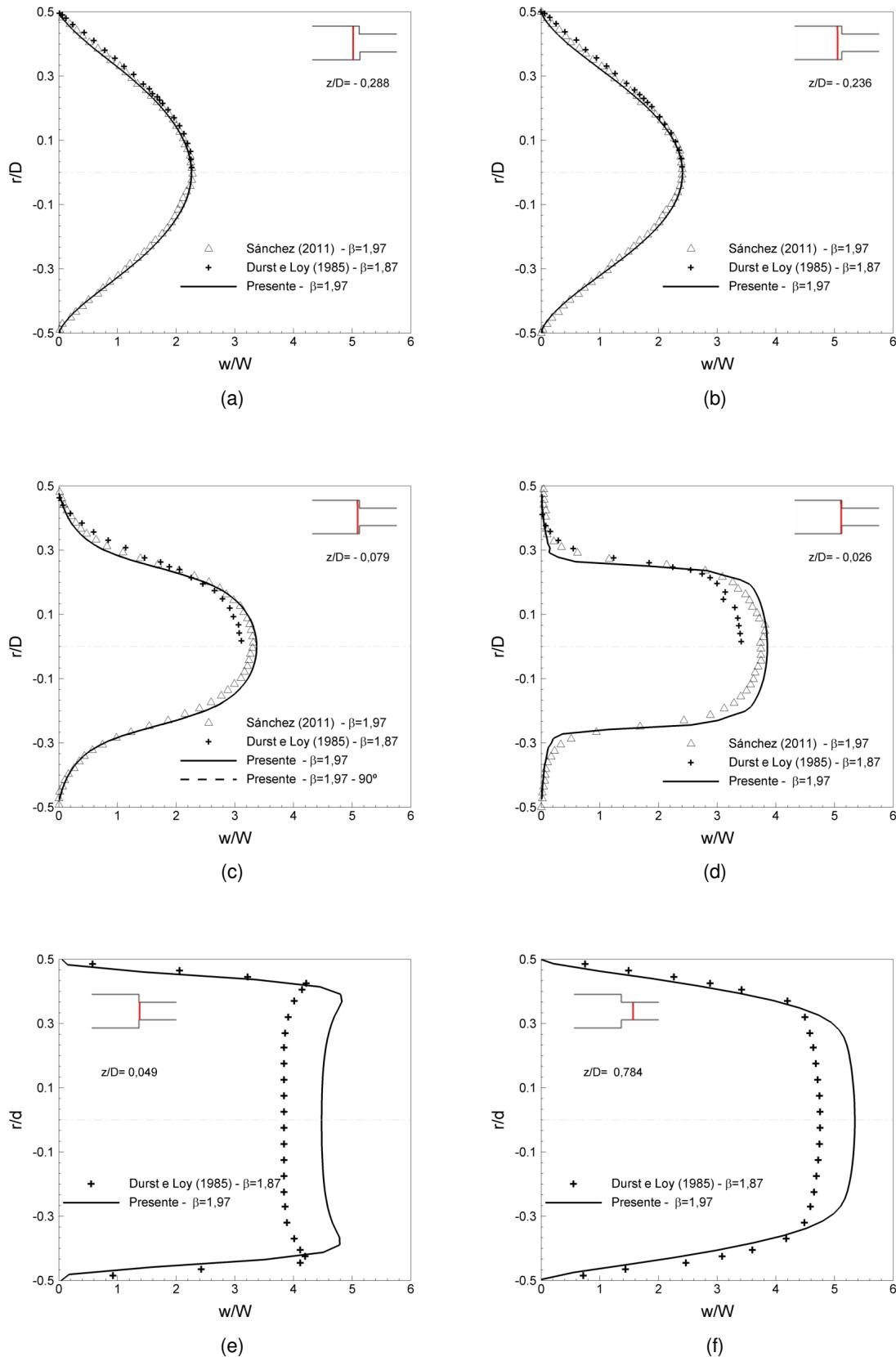


Figura 5.21: Perfis da velocidade axial adimensional, w/W , considerando $Re_D = 365$, nas posições: (a) $z/D = -0,288$, (b) $z/D = -0,236$, (c) $z/D = -0,076$, (d) $z/D = -0,026$, (e) $z/D = 0,049$ e (f) $z/D = 0,784$.

Os erros percentuais da velocidade máxima adimensional (w/W) entre o presente trabalho e o de Sánchez (2011), nas diferentes posições axiais adimensionais (z/D), são apresentados na Tab. 5.1, no qual o erro máximo foi de 1,7%.

Tabela 5.1: Erro percentual da velocidade máxima adimensional (w/W), em diferentes posições do escoamento (z/D), considerando $Re_D = 365$ e $\beta = 1,97$.

z/D	w/W		
	Presente	Sánchez (2011)	Erro (%)
-0,288	2,2587	2,2785	0,8690
-0,236	2,4082	2,4020	0,2581
-0,079	3,3711	3,3138	1,7291
-0,026	3,8543	3,8126	1,0937

sendo o erro percentual definido como:

$$\text{erro (\%)} = \left| \frac{(w/W)_{\text{EXPERIMENTAL}} - (w/W)_{\text{NUMÉRICO}}}{(w/W)_{\text{EXPERIMENTAL}}} \right| \times 100, \quad (5.7)$$

Na Fig. 5.22 são apresentados os perfis da velocidade radial adimensional, v/W , para o número de Reynolds a montante de $Re_D = 365$ e a jusante de $Re_d = 719$. Os resultados a montante são comparados com Sánchez (2011), para este número de Reynolds. A parcela de fluido que se encontra em $r/D < 0$ apresenta valores positivos, pois à medida que esta parcela de fluido se aproxima da contração, deverá ascender para passar pela contração, já a parcela de fluido que se encontra em $r/D > 0$ ao aproximar da contração, apresentará valores negativos, pois esta move-se na direção contraria ao eixo de referência (malha cartesiana). No entanto, para facilidade de visualização e comparação dos resultados com a referência, os valores negativos em $r/D > 0$, terão seus valores convertidos de negativo para positivo nesta região, ou seja, será apresentado o módulo da velocidade radial, $|v|/W$.

A imposição do perfil de entrada parabólico tem velocidade nula para a componente radial, mesmo perfil encontrado experimentalmente, contudo, à medida que o escoamento se aproxima do plano da contração ($z/D > -0,6$), os valores dessa componente aumentam até o referido plano. Os perfis de velocidade radial avaliados a montante do plano da contração nas posições: $z/D = -0,183, -0,104, -0,052$ e $-0,039$, são apresentados nas Figs. 5.22a, 5.22b, 5.22c e 5.22d, evidenciam que a velocidade radial aumenta com a aproximação da contração. Os picos de velocidade radial são localizados nas coordenadas radiais onde estão as quinas da

contração e valor nulo na linha de centro do domínio analisado ($r/D = 0$). Os resultados apresentaram axissimetria para as várias posições analisadas, no entanto, os valores não coincidiram com o trabalho de referência. O trabalho experimental de Sánchez (2011), utilizando a técnica de *P/V*, obteve o campo médio do escoamento através da média aritmética, para cada posição dentro da área visualizada, de todos os campos vetoriais instantâneos obtidos no período da amostragem. Este procedimento, resultante de um tratamento estatístico, pode ter influenciado na captura dos valores de pico da componente radial de velocidade, o que explicaria a divergência entre os resultados.

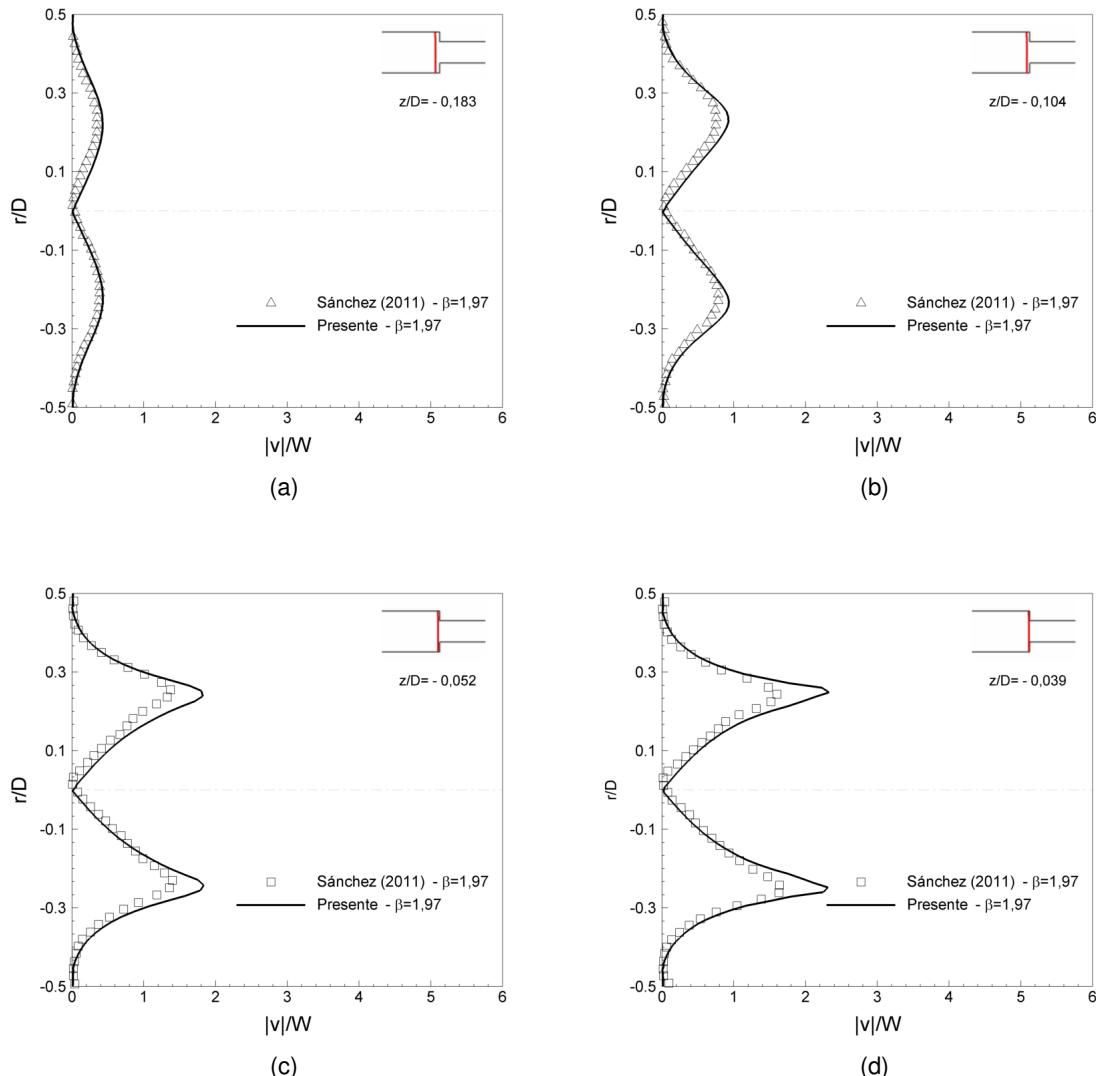


Figura 5.22: Perfis do módulo da velocidade radial adimensional, $|v|/W$, considerando $Re_D = 365$, nas posições: (a) $z/D = -0,183$, (b) $z/D = -0,104$, (c) $z/D = -0,052$ e (d) $z/D = -0,039$.

Os perfis da componente de velocidade axial adimensional, w/W , para o número de Reynolds a montante, $Re_D = 993$ e a jusante, $Re_d = 1956$ são apresentados na Fig. 5.23. Quando

o escoamento encontra-se fora da zona de influência da contração ($z/D < -0.6$), o perfil parabólico dado pela Eq. (5.5) é preservado, como evidenciado na posição $z/D = -1,047$ pela Fig. 5.23a. Os perfis de velocidade axial, a montante da contração, sob influência dessa ($z/D > -0.6$), nas posições: $z/D = -0,288, -0,183$ e $-0,052$, são apresentados pelas Figs. 5.23b, 5.23c e 5.23d, respectivamente. Estes são comparados com os resultados experimentais de Sánchez (2011) para os mesmos valores de Reynolds, Re_D e com os resultados experimentais de Durst e Loy (1985), cujo número de Reynolds a montante é $Re_D = 968$ e a jusante, $Re_d = 1831$. Os resultados no perfil obtido próximo a superfície da parede do duto apresentaram desvio entre si e esse desvio é acentuado à medida que o perfil analisado se aproxima do plano de contração. Tal fato pode ser explicado devido ao comprimento da recirculação obtido neste trabalho ser maior que o obtido experimentalmente, como demostrado na Fig. 5.17. Na região central do escoamento e também no valor máximo de velocidade no perfil analisado, houve concordância com os resultados experimentais de Sánchez (2011). Já na seção a jusante da contração, os resultados experimentais e numéricos de Durst e Loy (1985) foram utilizados como referência para avaliar a tendência do escoamento, apresentando coerência com os resultados deste trabalho. Na Fig. 5.23e, correspondendo a posição $z/D = 0,074$ é apresentado o perfil próximo ao plano da contração, a jusante da contração, cujo perfil de velocidade tem comportamento típico da *velocidade overshoot*, onde a velocidade máxima encontra-se próxima à parede do duto e não no centro do duto, contudo, à medida que ocorre o distanciamento do plano de contração na direção axial, como mostrado na Fig. 5.23f, correspondendo à posição $z/D = 0,274$, o perfil de velocidade se altera, levando a formação de um perfil parabólico à proporção que há o distanciamento do plano da contração.

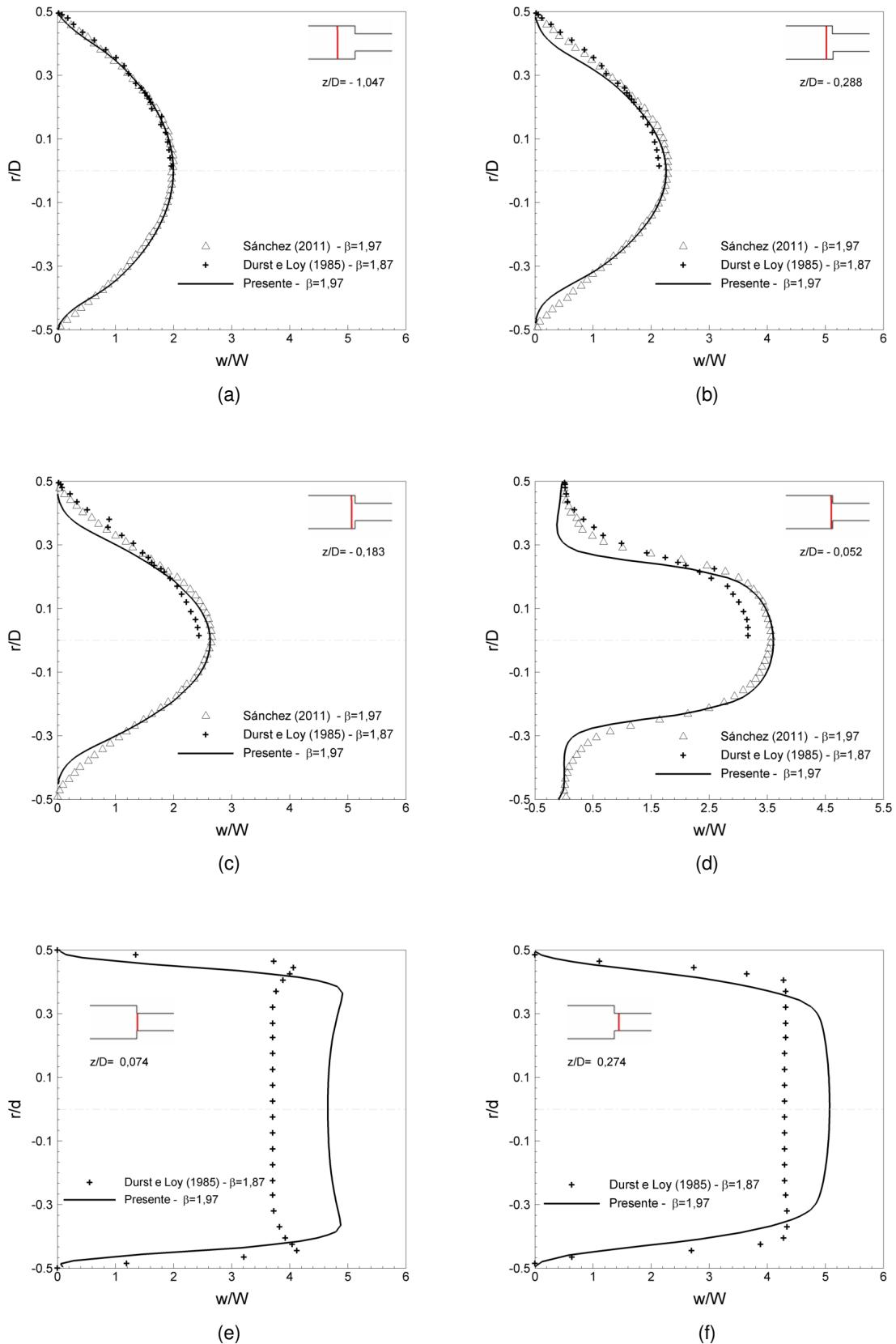


Figura 5.23: Perfis da velocidade axial adimensional, w/W , considerando $Re_D = 993$, nas posições: (a) $z/D = -1,047$, (b) $z/D = -0,288$, (c) $z/D = -0,183$, (d) $z/D = -0,052$, (e) $z/D = 0,074$ e (f) $z/D = 0,274$.

Os perfis do módulo da velocidade radial adimensional, $|v|/W$ para $Re_D = 993$, a montante da contração, sob influência dessa ($z/D > -0.6$), nas posições: $z/D = -0,183, -0,079, -0,052$, são apresentados na Fig. 5.24, os quais foram comparados com o trabalho experimental de Sánchez (2011) e com os resultados numéricos e experimental de Durst e Loy (1985). Já na região a jusante, na posição $z/D = 0,039$, foram comparados com essa última referência. Embora a magnitude dos perfis do presente trabalho seja superior à das referências, observa-se concordância entre os trabalhos. A jusante da contração, para este caso, as linhas de corrente continuam a curvar-se até $z/D \approx 0,25$, onde a pressão é mínima e a velocidade é máxima, região essa denominada *vena contracta*, a qual será detalhada a seguir.

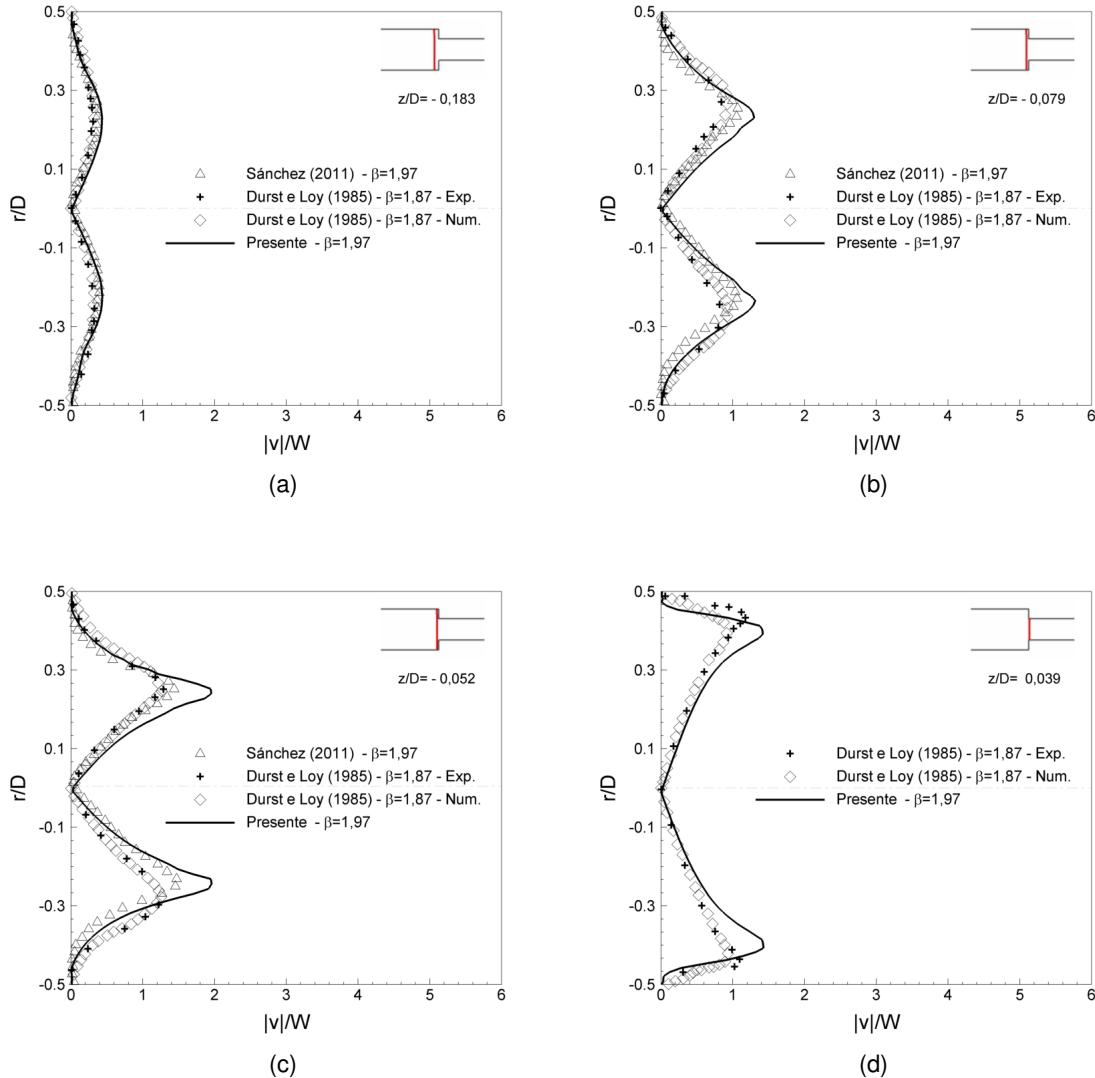


Figura 5.24: Perfis do módulo da velocidade radial adimensional, $|v|/U$, considerando $Re_D = 993$, nas posições: (a) $z/D = -0,183$, (b) $z/D = -0,079$, (c) $z/D = 0,052$ e (d) $z/D = 0,039$.

5.3.1 Queda de pressão na contração

Em regime permanente, a pressão adimensionalizada ao longo do eixo axial, $r/D = 0$, foi monitorada (Fig. 5.25). Verifica-se que a pressão a montante, fora da influência da contração ($z/D < -0,6$), decresce linearmente na direção axial, sendo que, o atrito viscoso responsável por esse comportamento linear. Efeito similar é obtido na região a jusante, longe o suficiente dos efeitos da contração, onde um comportamento linear decrescente também é observado, com inclinação maior que no caso a montante. Na região de influência da contração ($z/D > -0,6$), ocorre uma queda abrupta da pressão, conforme descrito na Seção 2.3.

Analizando os perfis para a velocidade axial e pressão na linha de centro, Figs. 5.20a e 5.25, observa-se que sob influência da contração, a pressão cai abruptamente, enquanto há um aumento de velocidade, neste processo, a energia de pressão é transformada em energia cinética. O número de Reynolds, $Re_D = 993$, apresenta um comportamento diferente, quando comparado aos demais casos, uma vez que para esse número de Reynolds, a jusante da contração forma-se uma região onde a pressão é mínima e a velocidade é máxima, indicando assim, evidência da existência da *vena contracta* em $z/D \approx 0.25$. Durst e Loy (1985) apresentou resultados experimentais e numéricos, onde indicou a existência de *vena contracta* a $Re > 300$ para $\beta = 1,87$. O presente trabalho, considerando $\beta = 1,97$, não evidenciou a existência da *vena contracta* para $Re_D = 365$, indicando que à medida que há um aumento da razão de contração, a existência da *vena contracta* ocorrerá para maiores valores do número de Reynolds, conclusão que está em consonância com os trabalhos de Vrentas e Duda (1973) e Sylvester e Rosen (1970).

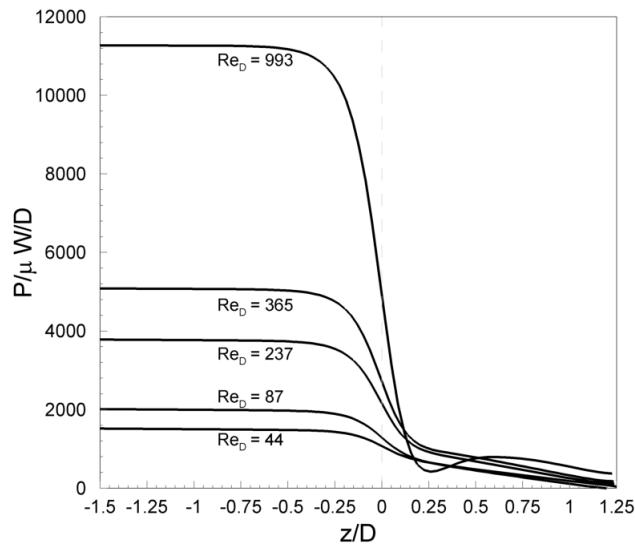


Figura 5.25: Pressão adimensionalizada ao longo do eixo axial, $r/D = 0$, para vários números de Reynolds.

Os campos de pressão (P), extraídos no plano yz , no centro do domínio, para $Re_D = 365$ e 993 , são apresentados na Fig. 5.26 e complementam a análise realizada na linha de centro, pela Fig. 5.25, onde é observada uma significativa alteração na distribuição de pressão decorrente da presença da contração. A presença da região de separação do escoamento, a jusante da contração, para $Re_D = 993$ é evidenciada por linhas de corrente na região de interesse, detalhadas na Fig. 5.26c.

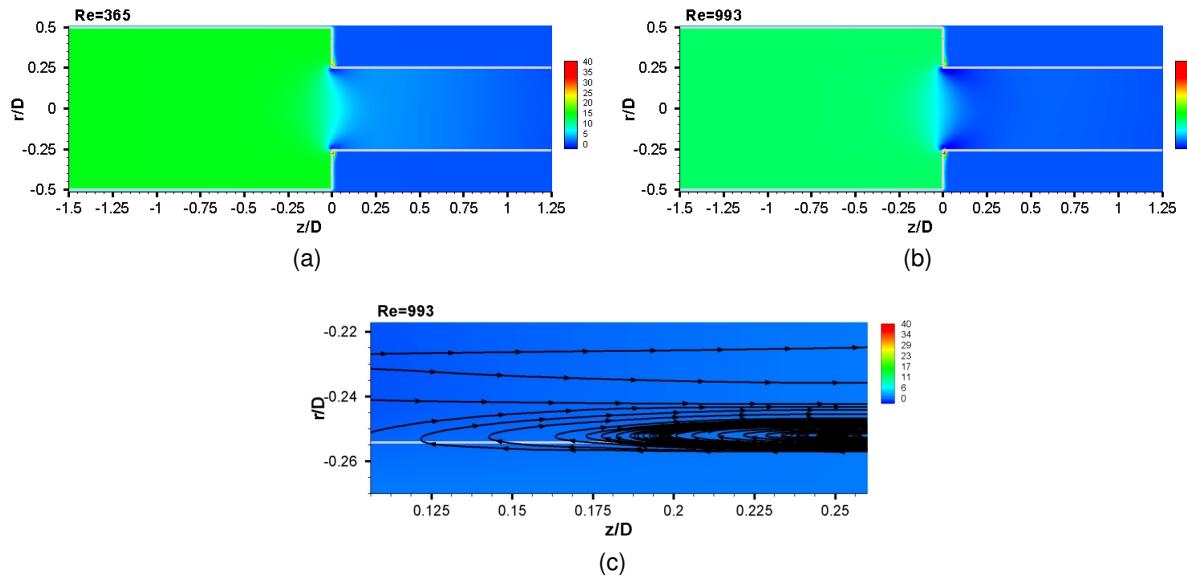


Figura 5.26: Campo de pressão: (a) $Re_D = 365$, (b) $Re_D = 993$ e (c) evidência da *vena contracta* para $Re_D = 993$.

Embora não tenha sido tratada em nenhum dos trabalhos de referência supracitados, a cavitação pode ocorrer na contração abrupta. A pressão, na *vena contracta*, atinge seu valor mínimo, enquanto a velocidade atinge seu valor máximo, devido ao efeito venturi. Se na *vena contracta* a pressão permanecer acima da pressão de vapor, o escoamento persiste em uma única fase, no entanto, se a pressão cair para um valor abaixo da pressão de vapor, pequenas bolhas irão se formar e o escoamento será bifásico (líquido-vapor). Embora em uma pequena fração de massa, a fase vapor pode facilmente ocupar uma porção significativa da área devido à sua baixa densidade. Com a redução da área disponível, a fase líquida irá acelerar para conservar massa. Após a *vena contracta* uma recuperação parcial da pressão ocorre e a velocidade média diminui. Se a pressão local aumentar para um valor acima da pressão de vapor, as bolhas irão se colapsar e implodir sobre a superfície. A implosão das bolhas induz a formação de micro jatos de fluido a alta velocidade que podem formar ondas de choque, causando sérios danos ao material da contração e tubulação ao longo do tempo. Em alguns casos, a geração de vapor pode se intensificar se a pressão de recuperação não superar a pressão de vapor, neste caso, a fase vapor torna-se a fase principal, sendo este processo denominado *Flashing* (EBRAHIMI et al., 2017).

No presente trabalho, as equações da conservação da massa e do balanço de quantidade de movimento linear (Eqs. 3.1 e 3.2) não lidam com escoamentos multifásicos, apenas com escoamentos monofásicos, e assim como nos trabalhos de referência, o efeito de cavitação não é levado em consideração. Trabalhos recentes, utilizando água como fluido, considerando propriedades termodinâmicas obtidas na literatura, resolvendo as equações que lidam com escoamentos multifásicos, têm estudado a cavitação em contrações abruptas, dentre eles, destaca-se o trabalho de Ebrahimi et al. (2017).

5.4 Escoamento no fundo de poço

O estudo numérico simplificado do escoamento através de bocais da broca de perfuração, considerando, escoamento incompressível, fluido newtoniano e regime turbulento, foi objeto do presente trabalho.

O problema em questão pode ser divido em dois domínios: O primeiro, chamado de *domínio interno*, é caracterizado pela contração abrupta, onde no duto a montante da contração, o fluido é admitido e no duto a jusante da contração, o fluido é ejetado. O segundo, chamado de *domínio externo* é caracterizado pelo fundo de poço e escoamento anular. O fluido escoa através da coluna de perfuração e ao passar pelo bocal, representado por uma contração abrupta, é acelerado, na sequência ejetado pelo bocal. Ao aproximar do fundo de poço, desacelera na direção axial e acelera na direção radial, em um estreito canal próximo ao fundo do poço, devido à existência de uma estrutura toroidal característica do problema. Na sequência, devido à presença da parede do poço, o escoamento ascendente ocorre em um canal estreito próximo a esta parede, também devido à presença do vórtice, por fim, após contornar essa recirculação, o fluido escoa no canal anular. A Fig. 5.27a ilustra o padrão da estrutura toroidal que é uma característica do escoamento confinado entre o fundo e a parede do poço.

A geometria utilizada nos trabalhos de Figueiredo et al. (2013), Santos (2014), Figueiredo (2014) é utilizada como referência no presente trabalho. O domínio euleriano apresenta $1,1 \times 1,1 \times 2,86\text{m}$ nas direções x , y e z , sendo constituído por uma malha cartesiana e regular de $100 \times 100 \times 260$ volumes, respectivamente, totalizando 2.600.000 volumes. A razão de contração utilizada é $\beta = D/d = 1,92$. A razão entre o comprimento do duto a montante da contração e o diâmetro deste duto é $L_D/D = 2$, a razão entre o comprimento do duto a jusante e o diâmetro do duto a montante da contração é $L_d/D = 2$, o espaçamento entre a saída do bocal e o fundo de poço é $L/D = 1$ e a razão entre o diâmetro do fundo do poço e o duto a montante da contração é $D_T/D = 2$. O domínio foi dividido em 32 partições, como mostrado na Fig. 5.27b, detalhado na Seção 5.4.6.

O escoamento nesta configuração encontra-se associado a três importantes parâmetros adimensionais ($Re_d = 4Q/\pi d\nu$, $Ta_d = \omega d^2/2\nu$ e $N = Ta/Re$). O número de Taylor, Ta embora possa ser definido de várias maneiras, este trabalho utiliza a definição apresentada por Hwang e Yang (2004).

Devido à variação da geometria do problema, encontram-se presentes quatro Re baseados na velocidade axial (dois no domínio interno, Re_D e Re_d e dois no domínio externo, Re_{E_D} e Re_{E_d} , onde E_i está associado ao espaçamento anular), e dois Ta para o domínio interno (Ta_D e Ta_d). Esses dois parâmetros (Re e Ta) podem ser combinados para formar dois parâmetros adimensionais da rotação (N_D e N_d), cujos valores são detalhados na Tab. 5.2. Neste estudo, seis valores de vazão volumétrica e cinco valores de rotação são analisados para verificar a influência destas variáveis no escoamento. A massa específica $\rho = 1200\text{kg/m}^3$ e a viscosidade cinemática $\nu = 5 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ do fluido foram mantidas constantes durante todos esses casos avaliados. As propriedades físicas do trabalho de Figueiredo (2014) foram utilizadas como referência.

Tabela 5.2: Parâmetros adimensionais associados ao problema proposto.

Casos	Vazão volumétrica						Rotação			
Re_D	3748	5302	6009	6426	8033	10025				
Re_d	7208	10196	11555	12328	15448	19279				
Re_{E_D}	625	884	1001	1071	1339	1671				
Re_{E_d}	744	1052	1192	1275	1594	1989				
Ta_D	0	0	0	0	0	0	6545	13090	19635	26180
Ta_d	0	0	0	0	0	0	1700	3539	5309	7079
N_D	0	0	0	0	0	0	1,75	3,49	5,24	6,98
N_d	0	0	0	0	0	0	0,25	0,49	0,74	0,98
	ω (rpm)						25	50	75	100

Para a condição de contorno de entrada, tem-se a imposição do perfil de velocidade turbulento apenas nos volumes eulerianos internos do duto a montante da contração, D , sendo esse perfil dado pela equação da *lei de potência* (FOX et al., 2011). Já para a condição de contorno de saída do domínio, a condição advectiva é utilizada. Esta condição de contorno é assim definida:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + c \frac{\partial \phi}{\partial \eta} = 0, \quad (5.8)$$

onde ϕ é qualquer propriedade escalar ou componente de velocidade, c é constante da velocidade de transporte advectivo e η é a coordenada da direção normal à saída da fronteira.

A escolha do valor da constante c é divergente na literatura, Pierce (2007) sugere que c seja calculado a cada passo de tempo, sendo igual à velocidade máxima de saída do domínio, $c = \max(u_\eta)$. Caso a escolha de c seja elevada, de tal forma que $c \rightarrow \infty$, a condição torna-se, naturalmente, a condição de contorno de Neumann. Alternativas incluem a escolha do c baseado

na velocidade média na saída, no entanto, como a velocidade média na saída do domínio normalmente é baixa, poderia levar ao acúmulo de material na saída do domínio (TRETEL, 2013). Assim, a solução encontrada neste trabalho para obter essa velocidade advectiva, c , na saída do domínio, foi dada através do balanço de massa nessa região, a cada passo de tempo, uma vez que a escolha de c através da velocidade média e também da velocidade máxima, mostrou-se inadequada e a solução divergiu.

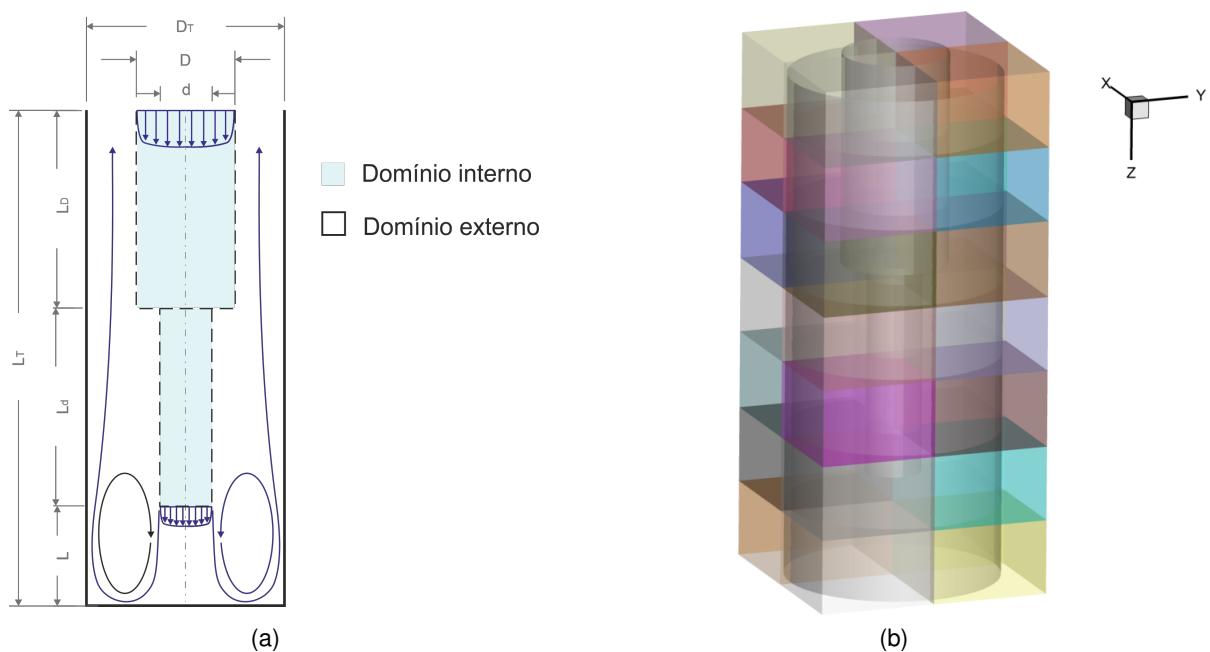


Figura 5.27: Representação esquemática do escoamento no fundo de poço: (a) esquema e (b) particionamento do domínio em 32 processadores.

O domínio interno, representado por uma contração abrupta, é comparado com dados da literatura na região a montante da contração, para dois valores de Re_D , sendo eles, $Re_D = 5.300$ e $Re_D = 40.065$, como descrito a seguir.

5.4.1 Validação do problema

Os resultados a seguir são apresentados para regime turbulento, sendo que, para o domínio interno, podem ser comparados com o trabalho experimental de Sánchez (2011) e numérico de Sánchez et al. (2010). A razão de contração destas referências é $\beta = 1,97$ e a investigação desses trabalhos de referência ficou limitada na região a montante da contração, $z/D < 0$. No presente estudo, a razão de contração utilizada é $\beta = 1,92$, uma vez que esta é a geometria e razão de contração utilizada nos trabalhos numéricos para o estudo de fundo do poço de Figueiredo et

al. (2013) e Figueiredo (2014).

Ao analisar os resultados numéricos do trabalho Sánchez et al. (2010), verificou-se que o perfil de velocidade imposto na entrada do domínio foi modelado pela lei de potência, e que este modelo representou de forma satisfatória os dados na posição de interesse, quando comparado com os resultados experimentais. Assim, no presente trabalho, para minimizar a dimensão do domínio euleriano, o perfil de velocidade imposto nos volumes internos do duto a montante da contração na entrada do domínio, é dado pela equação da *lei de potência* (FOX et al., 2011):

$$\frac{w}{W_{max}} = \left[1 - \left(\frac{r}{r_D} \right) \right]^{1/n}, \quad (5.9)$$

sendo W_{max} a velocidade axial na linha de centro, r_D é o raio a montante da contração e o expoente n , varia com o número de Reynolds.

Vale ressaltar também, que a razão entre a velocidade axial média W e velocidade axial na linha de centro W_{max} , pode ser calculada para os perfis da lei de potência, da seguinte forma (FOX et al., 2011):

$$\frac{W}{W_{max}} = \frac{2n^2}{(n+1)(2n+1)}, \quad (5.10)$$

onde n aumenta com o incremento do número de Reynolds, assim, a razão entre a velocidade axial média e a velocidade axial na linha de centro aumenta, tornando o perfil de velocidade mais rombudo.

O escoamento no domínio interno a montante do plano da contração, $z/D < 0$, foi comparado com os dados disponíveis na literatura para $Re_D = 5.300$ e $Re_D = 40.065$. A comparação da velocidade axial média adimensional na linha de centro (w/W) é detalhada na Fig. 5.28. No regime completamente desenvolvido, fora da região da influência de contração, houve boa concordância entre as curvas. Já sob influência da contração abrupta no escoamento, $z/D < -0,6$, houve um deslocamento entre as curvas, devido às razões de contração serem diferentes, embora as curvas apresentem a mesma tendência. Dois trabalhos de referência são utilizados nesta comparação, sendo eles, Sánchez (2011) para $\beta = 1,97$ e Ajayi et al. (1998) para $\beta = 2,0$. A distância da região de influência da contração, $z/D < -0,6$, apresentou o mesmo valor tanto para regime laminar (Fig. 5.20a), quanto turbulento (presente seção) e também no trabalho de referê-

cia em ambos os regimes (SÁNCHEZ, 2011).

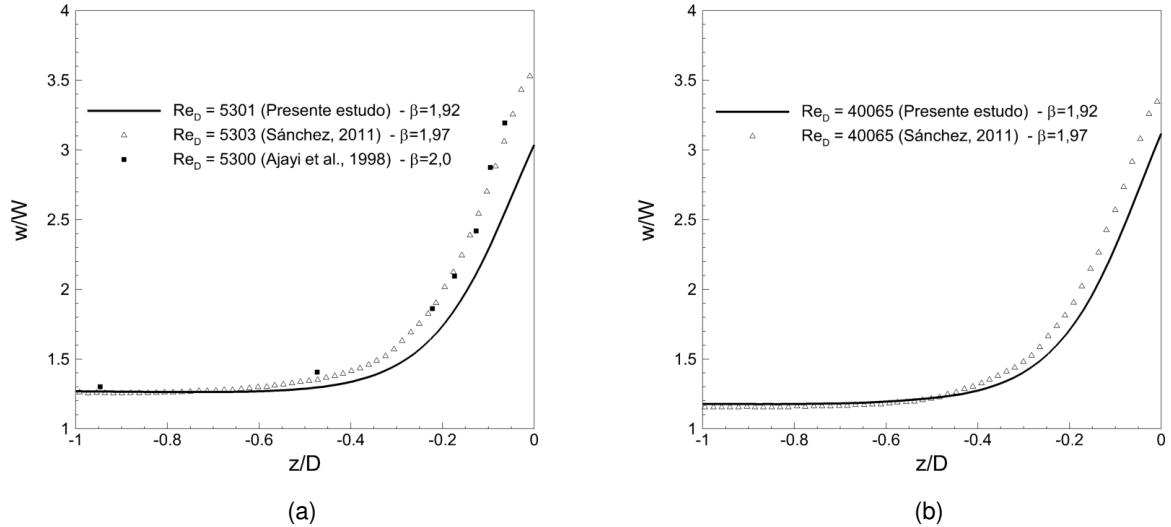


Figura 5.28: Comparação entre perfis da velocidade axial na linha de centro: (a) $Re_D = 5.300$ e (b) $Re_D = 40.065$.

Os perfis médios da velocidade axial adimensional, w/W , para o domínio interno são apresentados a seguir. Os dados foram extraídos no plano yz , no centro do domínio, ao longo de y e em diferentes posições axiais adimensionais, z/D . Os resultados a montante da contração são comparados com o trabalho experimental de Sánchez (2011) para $Re_D = 5.300$. Já para $Re_D = 40.065$, os resultados foram comparados com o trabalho numérico de Sánchez et al. (2010) e experimental de Sánchez (2011). A comparação fora da influência da contração, no escoamento completamente desenvolvido, $z/D = -1.254$ para $Re_D = 5.300$ e $z/D = -1.233$ para $Re_D = 40.065$, apresentou boa concordância entre os resultados, como visualizado pela Fig. 5.29. Vale ressaltar que na comparação dos resultados para $Re_D = 40.065$, dois modelos de turbulência foram empregados no trabalho de Sánchez et al. (2010), sendo eles: o modelo *LVEL* e modelo a duas equações $\kappa - \varepsilon$, além dos resultados experimentais de Sánchez (2011), utilizando a técnica de *PIV*.

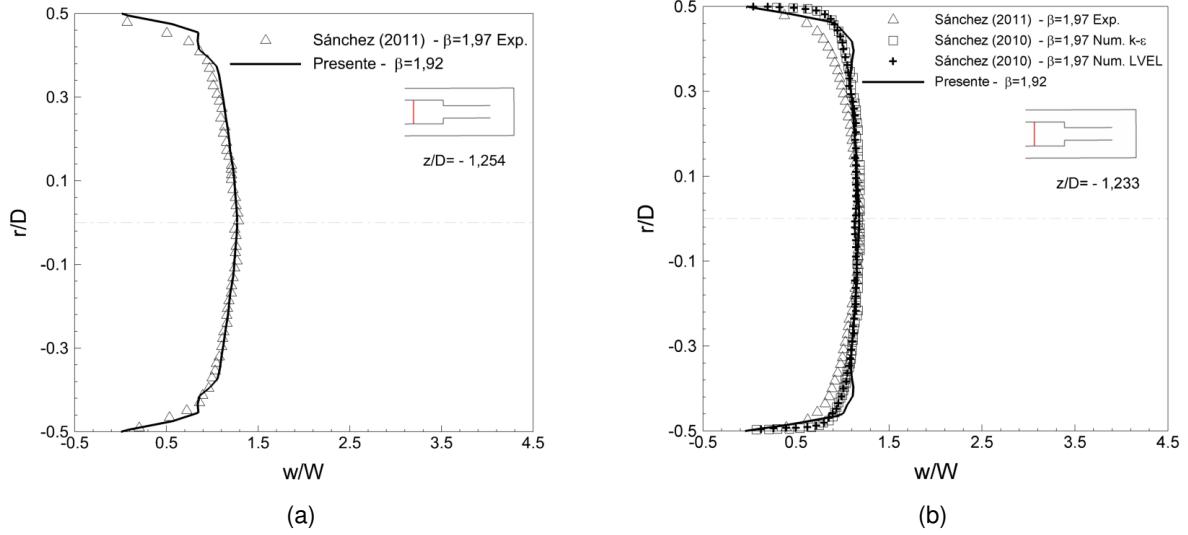


Figura 5.29: Comparação do perfil no escoamento completamente desenvolvido: (a) $Re_D = 5.300$ em $z/D = -1,254$ e (b) $Re_D = 40.065$ em $z/D = -1,233$.

Visto que, no presente trabalho a razão de contração é menor ($\beta = 1,92$) do que a referência ($\beta = 1,97$), os perfis que encontram-se na região de influência da contração abrupta, $z/D > -0,6$, apresentam valores menores que a referência e essa diferença aumenta com a aproximação do plano da contração. Os diversos perfis obtidos para $Re_D = 5.300$, são apresentados na Fig. 5.30, onde foram comparados com os dados experimentais de Sánchez (2011). O presente resultado apresentou a mesma tendência dos resultados experimentais da referência, sendo nítida a diferença entre as curvas, fruto da diferença de razão de contração. A jusante da contração ($Re_d = 10.196$) não foram encontrados na literatura resultados para efeito de comparação, sendo que o perfil de velocidade axial adimensional próximo ao plano da contração, apresentou comportamento típico da *velocidade overshoot*, onde a velocidade máxima encontra-se mais próxima à parede do duto do que no centro do duto (Fig. 5.30f).

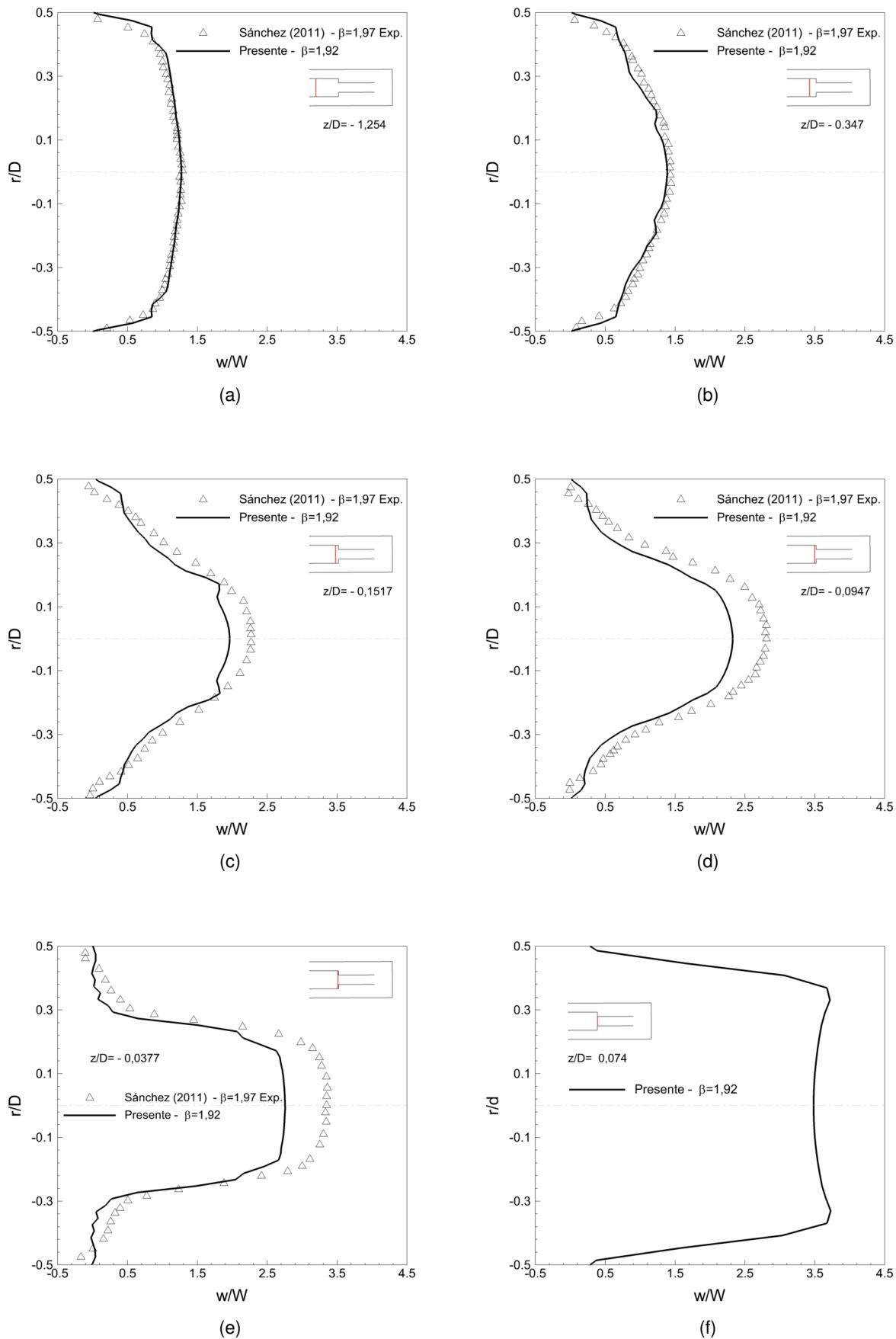


Figura 5.30: Comparação do perfis da velocidade axial média para $Re_D = 5.300$, nas posições: (a) $z/D = -1,254$, (b) $z/D = -0,347$, (c) $z/D = -0,1517$, (d) $z/D = -0,0947$, (e) $z/D = -0,0037$ e (f) $z/D = 0,074$.

A fim de comparar os resultados com diferentes razões de contração, esses foram normalizados individualmente em função de sua velocidade de linha de centro. Através deste procedimento, é possível constatar, pelos perfis analisados, dados nas posições $z/D = -0,0947$ e $-0,0377$, que os resultados apresentam concordância entre si, o que é detalhado na Fig. 5.31.

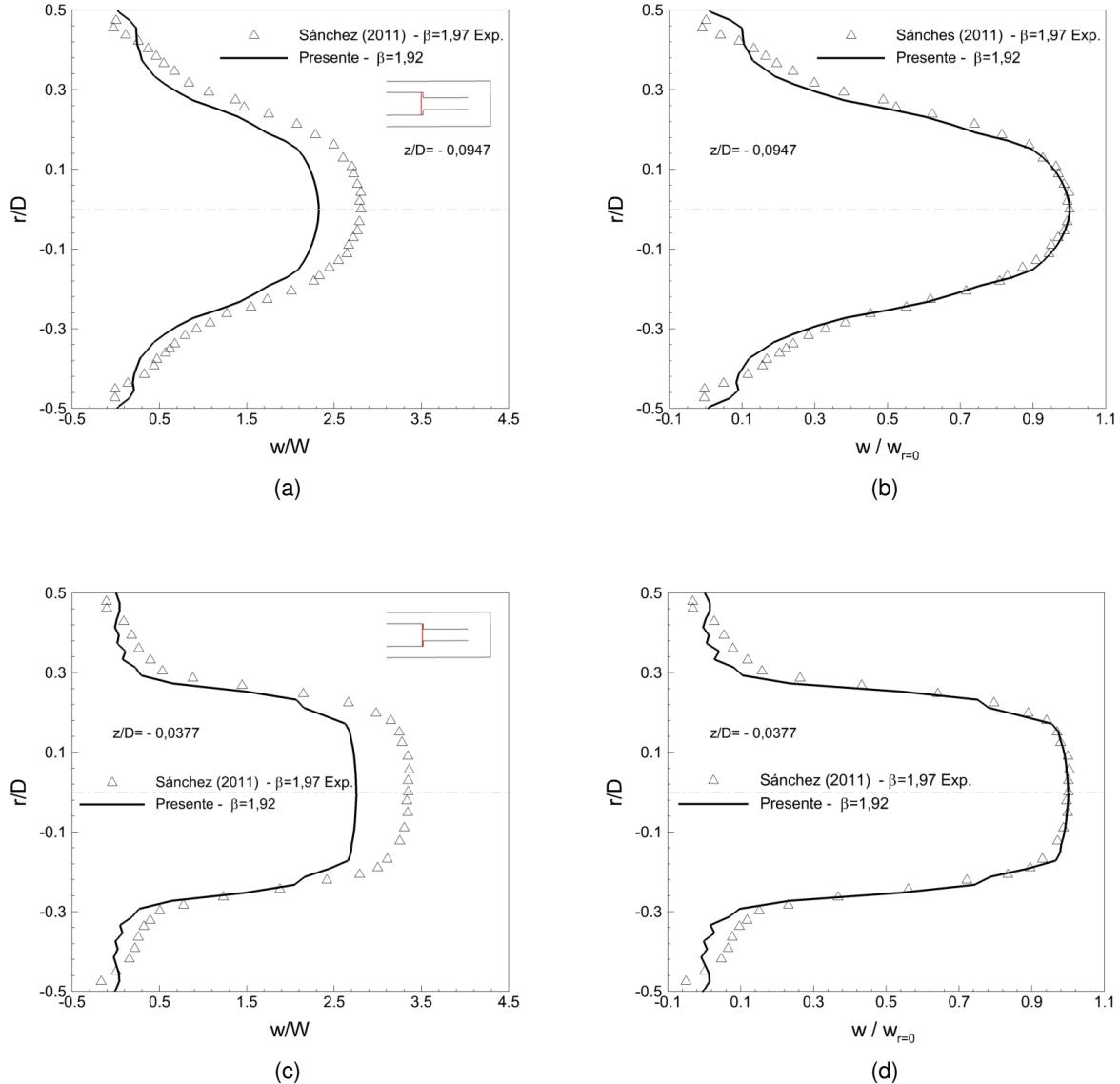


Figura 5.31: Comparação entre os perfis da velocidade axial média para $Re_D = 5.300$: (a) $z/D = -0,0947$ -sem modificação, (b) $z/D = -0,0947$ -normalizado, (c) $z/D = -0,0377$ -sem modificação e (d) $z/D = -0,0377$ -normalizado.

Os perfis médios da componente de velocidade axial adimensional, w/W , para o domínio interno, cujo número de Reynolds a montante é $Re_D = 40.065$ e a jusante $Re_d = 77.048$, são apresentados na Fig. 5.32. Os resultados a montante da contração são comparados com o trabalho experimental de Sánchez (2011) e numérico de Sánchez et al. (2010), para o mesmo valor

de Reynolds.

Os dois modelos de turbulência empregados no trabalho de Sánchez et al. (2010), *LVEL* e modelo a duas equações $\kappa - \varepsilon$ apresentaram valores superiores aos encontrados experimentalmente por Sánchez (2011), sendo que à medida que houve aproximação do plano da contração, os resultados do modelo a duas equações $\kappa - \varepsilon$ melhor aproximou dos resultados experimentais frente ao modelo *LVEL*. Além disso, próximo a parede, dentro da região de influência da contração, este último modelo apresentou comportamento distinto dos resultados apresentados experimentalmente e do modelo a duas equações $\kappa - \varepsilon$.

O presente resultado demonstrou a mesma tendência dos resultados experimentais e numéricos, entretanto, não apresentou curvas suaves e nem simetria em relação ao eixo axial, como apresentado pelas referências, o que pode ser atribuída à própria natureza da turbulência e também à necessidade de coletar uma amostra maior de tempo para a estatística da turbulência. A jusante da contração, o perfil da velocidade axial apresentou comportamento típico da *velocidade overshoot*.

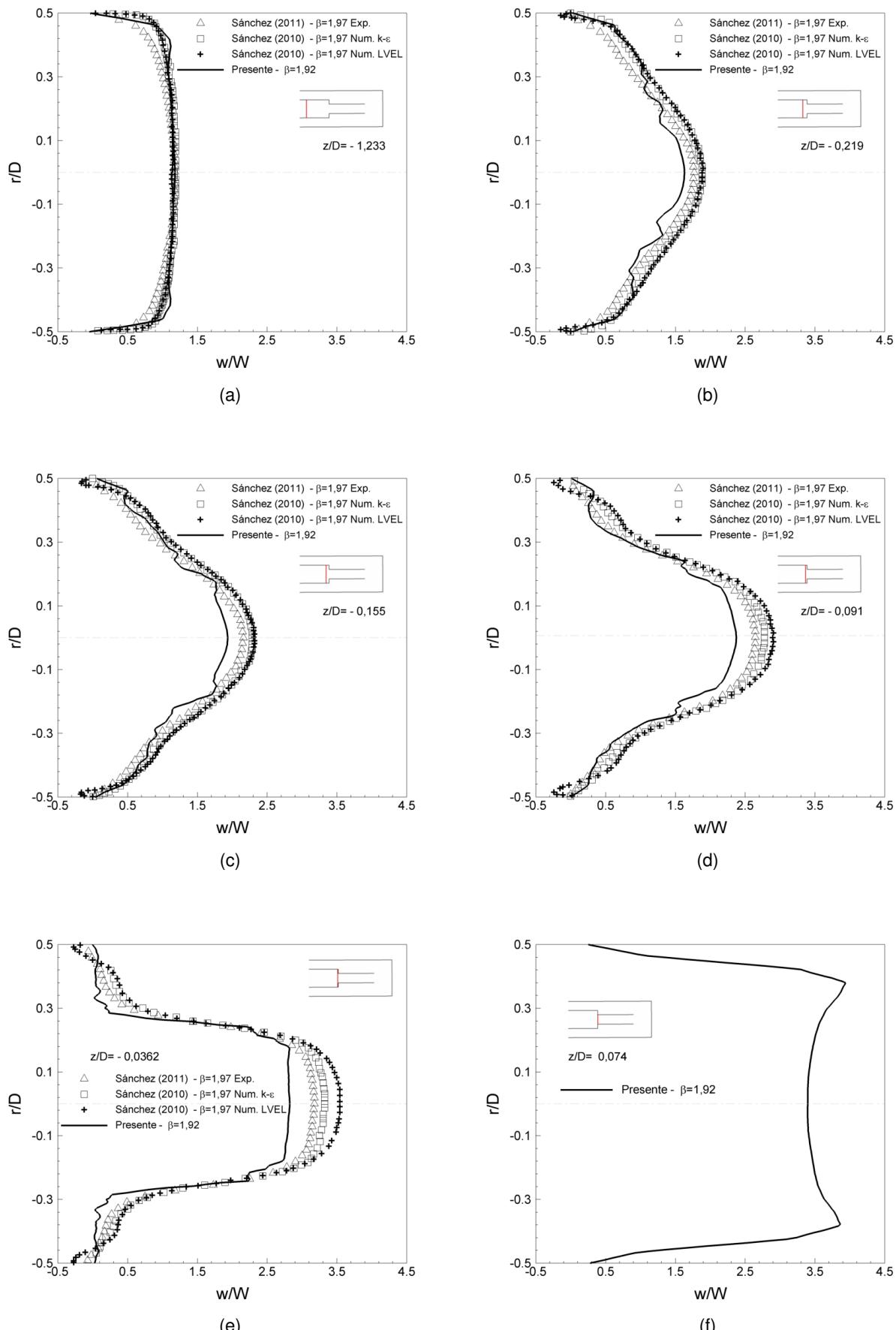


Figura 5.32: Comparação do perfis da velocidade axial média para $Re_D = 40.065$, nas posições: (a) $z/D = -1.233$, (b) $z/D = -0.219$, (c) $z/D = -0.155$, (d) $z/D = -0.091$, (e) $z/D = -0.0362$ e (f) $z/D = 0.074$.

A fim de comparar os resultados com diferentes razões de contração, estes foram normalizados individualmente em função de sua velocidade de linha de centro. Através deste procedimento, foi possível constatar, pelos perfis analisados, dados nas posições $z/D = -0,091$ e $-0,0362$, que os resultados apresentam concordância entre si, o que é detalhado na Fig. 5.33.

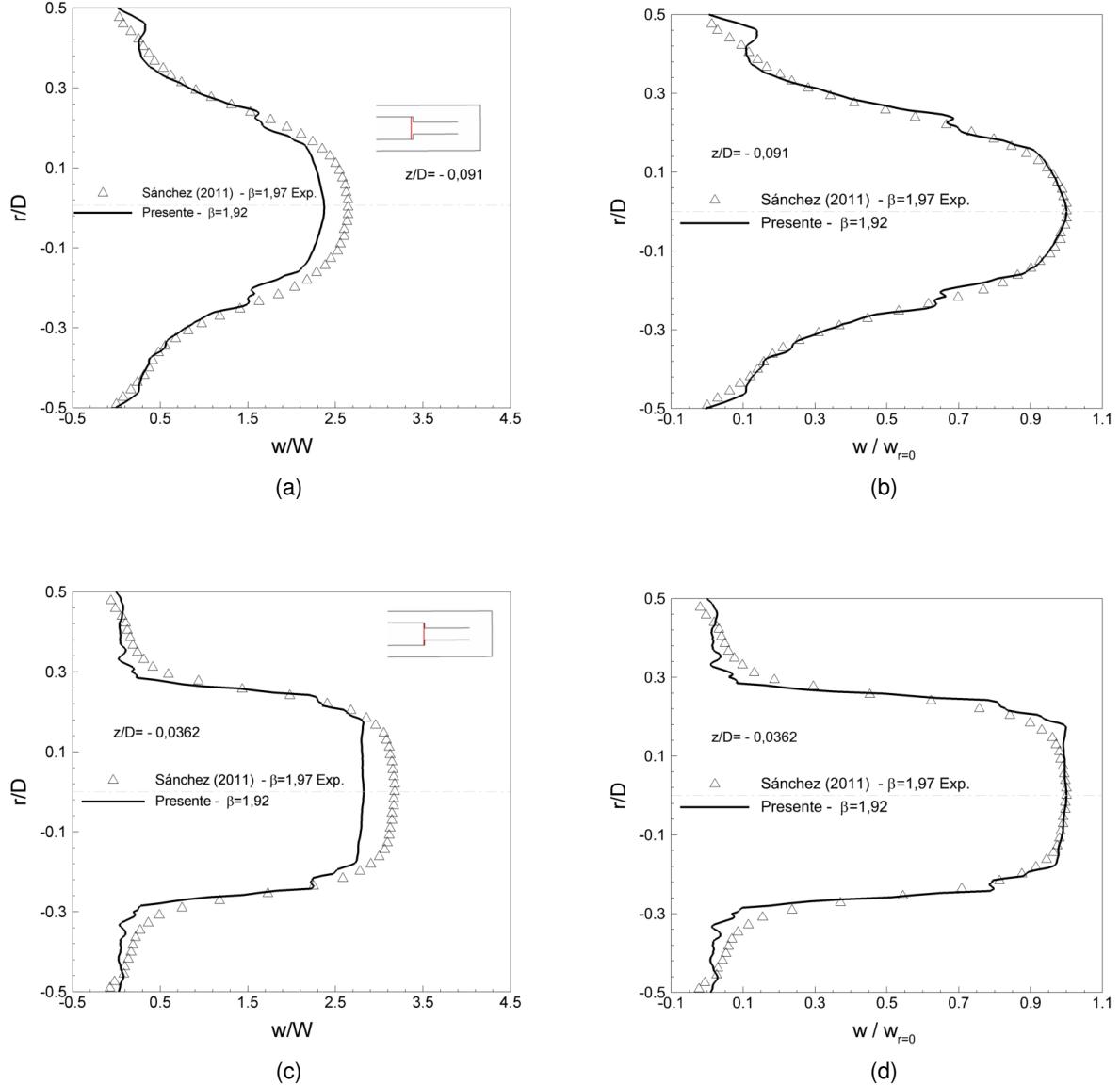


Figura 5.33: Comparação entre os perfis da velocidade axial média para $Re_D = 40.065$: (a) $z/D = -0,091$ -sem modificação, (b) $z/D = -0,091$ -normalizado, (c) $z/D = -0,0362$ -sem modificação e (d) $z/D = -0,0362$ -normalizado.

Os perfis médios do módulo da velocidade radial adimensional, $|v|/W$, são mostrados na Fig. 5.34. Numericamente, a região de entrada do domínio apresenta velocidade nula para componente radial, mesmo perfil encontrado experimentalmente por Sánchez (2011), no entanto, à medida que o escoamento se aproxima do plano da contração, os valores dessa componente

aumentam. Esse aumento decorre do impacto do fluido nos cantos adjacentes à contração, sendo o fluido forçado a passar para um duto de menor diâmetro. Dentro da região de influência da contração, $z/D > -0,6$, os resultados foram comparados com o trabalho experimental de Sánchez (2011) e numérico de Sánchez et al. (2010) para o mesmo valor de Reynolds, Re_D . Houve boa aproximação entre as curvas para a componente radial da velocidade.

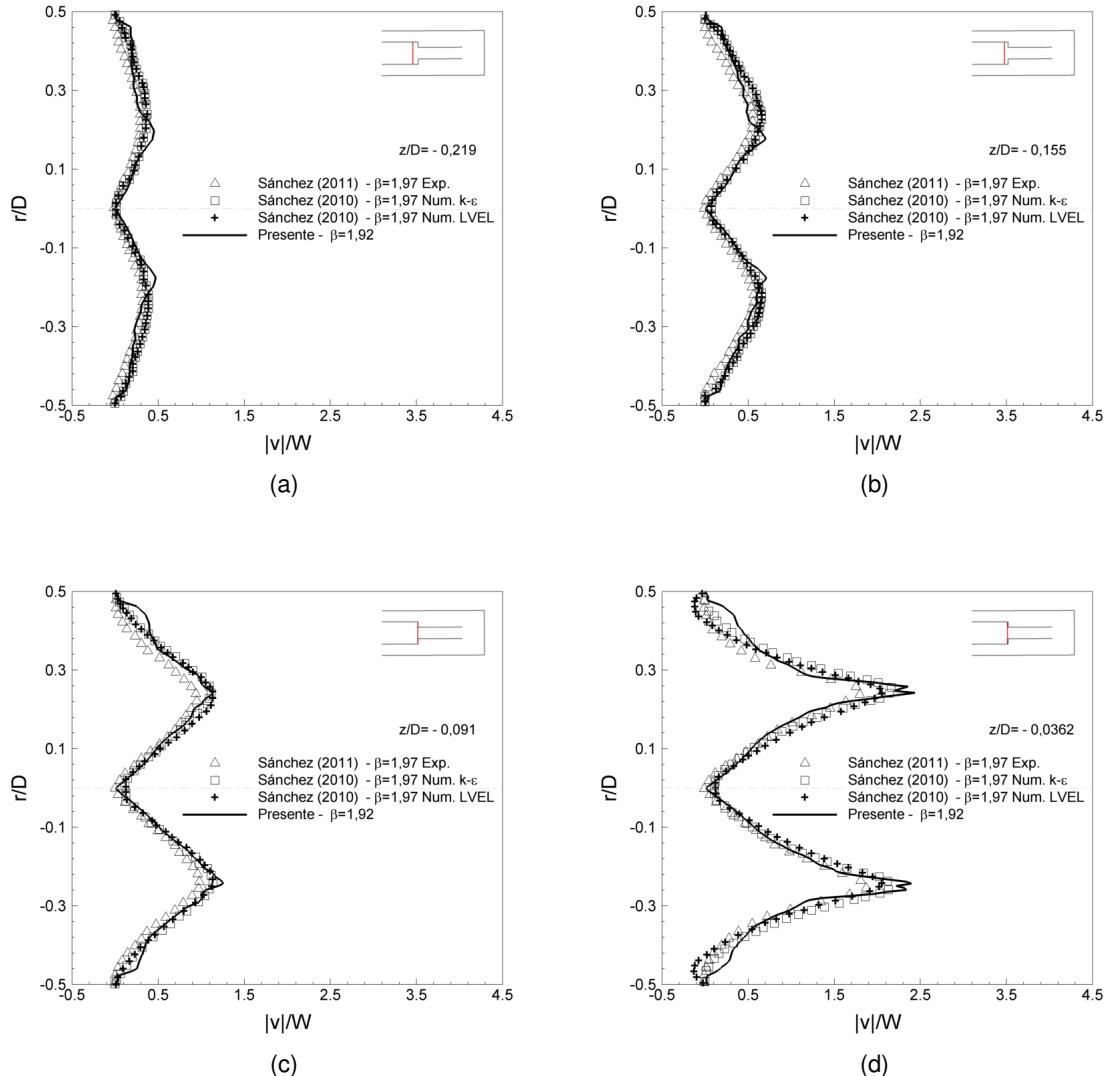


Figura 5.34: Perfis da módulo da velocidade radial adimensional para $Re_D = 40.065$, nas posições: (a) $z/D = -0,219$, (b) $z/D = -0,155$, (c) $z/D = -0,091$ e (d) $z/D = -0,0362$.

Os perfis das flutuações turbulentas para a velocidade axial, em diferentes posições axiais adimensionais, são apresentados nas Figs. 5.35 e 5.36 para $Re_D = 5.300$ e $Re_D = 40.065$, respectivamente. Os resultados foram comparados com o trabalho experimental de Sánchez (2011). Observa-se que a intensidade turbulenta é caracterizada pelas maiores magnitudes nas regiões de alto cisalhamento e apresenta valores baixos na região central. À medida que se

aproxima do plano da contração, são produzidos os maiores valores de w_{rms}/W . Os presentes resultados não apresentaram simetria em relação ao eixo axial, embora mostraram mesma tendência e concordância com a referência.

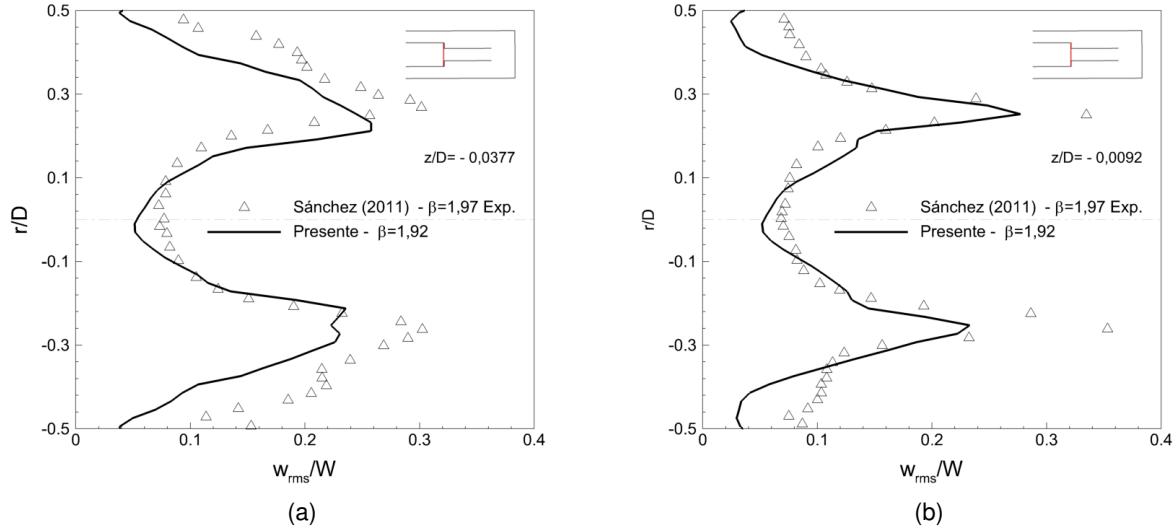


Figura 5.35: Perfis da intensidade turbulenta, w_{rms}/W , para $Re_D = 5.300$, nas posições: (a) $z/D = -0,0377$ e (b) $z/D = -0,0092$.

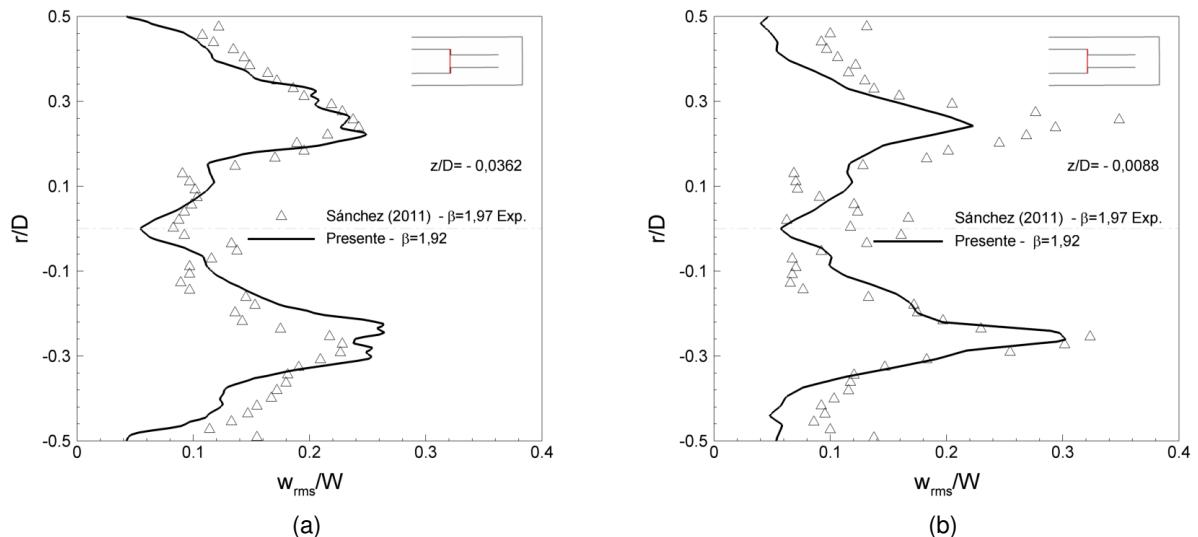


Figura 5.36: Perfis da intensidade turbulenta, w_{rms}/W , para $Re_D = 40.065$, nas posições: (a) $z/D = -0,0362$ e (b) $z/D = -0,0088$.

5.4.2 Dinâmica do escoamento

A velocidade axial média (w/W) e a pressão (P/P_{max}) são detalhados na Fig. 5.37 para $Re_D = 40.065$, onde é possível analisar a relação entre a velocidade axial e pressão ao longo da linha de centro do domínio. Na coluna de perfuração, a inclinação da curva de pressão é constante na região fora da influência da contração, $z/D < -0,6$. Sob influência da contração ($z/D > -0,6$), a pressão cai abruptamente enquanto há um aumento de velocidade. Após passar pela contração há uma queda adicional de pressão e uma região de alta velocidade, devido à presença da *vena contracta*, claramente evidenciada pelos perfis, apresentando velocidade máxima na posição $z/D \approx 0,27$. Na sequência, o fluido, ao escoar no duto de menor diâmetro, longe dos efeitos da contração, apresenta alta velocidade, com maior inclinação da curva de pressão. Após o fluido ser ejetado do bocal e colidir com o fundo do poço na posição $z/D = 3,0$, apresenta velocidade nula, a pressão aumenta devido à região de estagnação do fluido. Resultados similares foram obtidos por Cai et al. (2019).

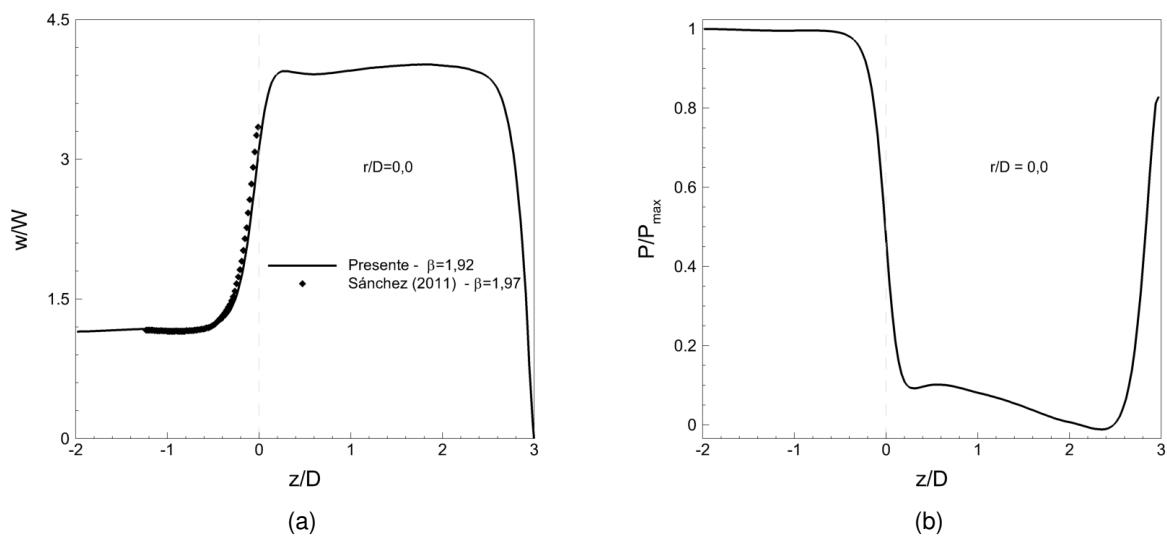


Figura 5.37: Perfis ao longo da linha de centro para $Re_D = 40.065$: (a) w/W e (b) P/P_{max} .

Os campos médios adimensionais para o módulo do vetor velocidade, velocidade axial, velocidade radial e pressão são apresentados na Fig. 5.38. O primeiro, o módulo do vetor velocidade, $|\vec{u}|/W$, definido como $|\vec{u}| = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$, é apresentado na Fig. 5.38a. Para o domínio interno, através desta figura, é possível visualizar que, devido à geometria do problema, próximo à parede e na quina da contração, há uma estagnação do fluido. O fluido é acelerado localmente devido à presença da contração abrupta e, logo após o plano da contração, a *vena contracta* é

observada. Já no domínio externo, o jato, ao colidir com o fundo do poço, bem como na quina do domínio externo, configura regiões de estagnação do fluido. Há, dessa forma, um espalhamento do fluido na direção radial sobre o fundo do poço e em seguida este retorna pelo canal anular próximo à parede externa do domínio. Este fato decorre da presença de uma recirculação entre a saída do bocal e o fundo de poço. Segundo Guo et al. (2017) esta recirculação é uma estrutura toroidal estável presente no escoamento, a qual será melhor detalhada ao longo do texto.

O campo de velocidade axial adimensional (w/W) é apresentado na Fig. 5.38b. O escoamento a jusante da contração apresenta as maiores magnitudes de velocidade, uma vez que apresenta diâmetro menor do que o duto a montante, cujo $\beta = 1,92$. Também nesta região, logo após o plano da contração, é possível visualizar a *vena contracta*. Após o jato colidir com o fundo do poço, o fluido retorna por um estreito canal anular, próximo à parede do poço, apresentando velocidade axial adimensional negativa nesta região e de alta intensidade, decorrendo do fato que a recirculação ocupa uma grande porção do espaçamento anular, resultando numa pequena área de escoamento. Resultados semelhantes foram observados no trabalho de Figueiredo (2014) e Cai et al. (2019).

O campo de velocidade radial adimensional (v/W) é apresentado na Fig. 5.38c, onde há um aumento de sua intensidade em duas regiões. A primeira, no domínio interno, à medida que se aproxima da contração abrupta, decorrendo da geometria do problema, onde há uma convergência do fluido, sendo este obrigado a passar por um duto de menor diâmetro. A segunda, no domínio externo, onde o jato colide com a parede do fundo do poço, ocorrendo um espalhamento do fluido na direção radial sobre a superfície do poço, uma vez que, dado o tamanho da recirculação o fluido é obrigado a escoar numa pequena área sobre a superfície impactada, o que resulta em alta velocidade radial nesta região. A velocidade radial na posição central do fundo de poço é nula, há aumento da magnitude desta componente na direção radial, atingindo o valor máximo e na sequência há uma redução da magnitude até atingir novamente valor nulo, próxima à parede do poço.

O campo de pressão médio é apresentado na Fig. 5.38d, onde, no domínio interno, é observada uma significativa alteração na distribuição de pressão causada pela presença da contração. Após passar pela contração, uma região de baixa pressão nas proximidades da quina da contração é evidenciada. Já no domínio externo, a região impactada pelo jato, apresenta uma região de estagnação do fluido, com elevada pressão. Ainda sobre o fundo do poço, nas re-

giões adjacentes a região impactada, percebe-se um decaimento da pressão, porém nas regiões adjacentes à parede, ocorre uma elevação da pressão devido a outra região de estagnação do fluido, contudo de menor intensidade. Resultados semelhantes foram observados no trabalho de Figueiredo (2014).

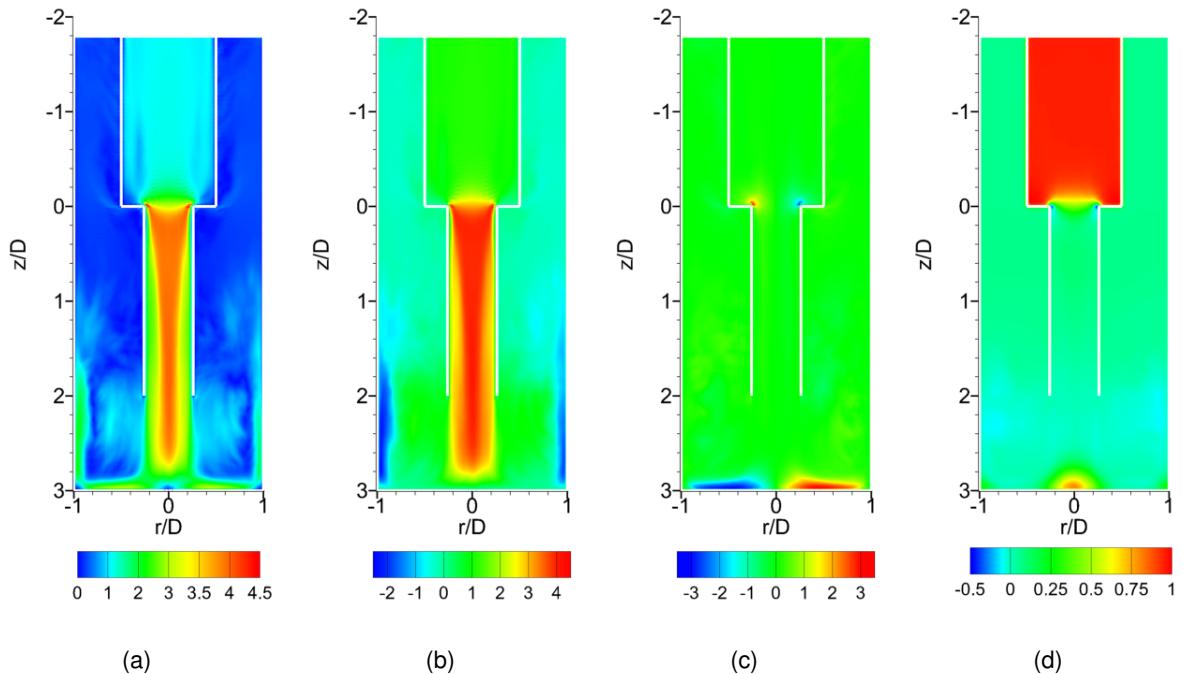


Figura 5.38: Campos médios para $Re_D = 40.065$: (a) $|\vec{u}|/W$, (b) w/W , (c) v/W e (d) P/P_{max} .

Os campos médios adimensionais para a vorticidade, flutuações das componentes de velocidade, bem como o campo instantâneo da viscosidade turbulenta são apresentados na Fig. 5.39. O campo de vorticidade médio neste plano, ω_x , é apresentado na Fig. 5.39a, sendo mais intenso no domínio interno, a jusante da contração, devido ao alto cisalhamento desta região e elevado número de Reynolds. No domínio externo, a vorticidade é mais intensa nas regiões de alto cisalhamento onde o fluido escoa, contornando o vórtice formado entre o bocal e o fundo do poço.

A flutuação de velocidade axial adimensional (w_{rms}/W) é apresentada na Fig. 5.39b, sendo que, no domínio interno, a região central apresenta baixo valor de flutuação de velocidade axial. Na região a jusante da contração, onde o número de Reynolds é elevado, comparado à região a montante, as flutuações de velocidade axial adimensional são mais intensas, apresentam seus maiores valores próximos à parede, devido ao alto cisalhamento presente nesta região. No

domínio externo, existe uma expressiva flutuação de velocidade axial após o fluido ser ejetado, bem como sobre a superfície da área impactada e na pequena área onde o fluido ascende.

A flutuação de velocidade radial adimensional (v_{rms}/W) é apresentada na Fig. 5.39c, onde observa-se que o escoamento sobre a superfície impactada apresenta os maiores valores desta variável, uma vez que representa uma região de alto cisalhamento, onde o fluido é obrigado a escoar no canal estreito sobre a superfície.

Na Fig. 5.39d são apresentados os contornos da viscosidade turbulenta adimensional, v_t/v . No domínio interno, devido à geometria do problema e o elevado número de Reynolds na região a jusante da contração, a viscosidade turbulenta encontra-se presente com maior intensidade. No domínio externo, toda a região de fundo de poço apresentou valores significativos desta variável. Vale ressaltar que a modelagem sub-malha tem a característica de diminuir a viscosidade turbulenta à medida que a dimensão da malha diminui, sendo que, no limite, com a malha muito refinada, chega-se a escala de Kolmogorov e a viscosidade turbulenta torna-se nula (SPODE, 2006).

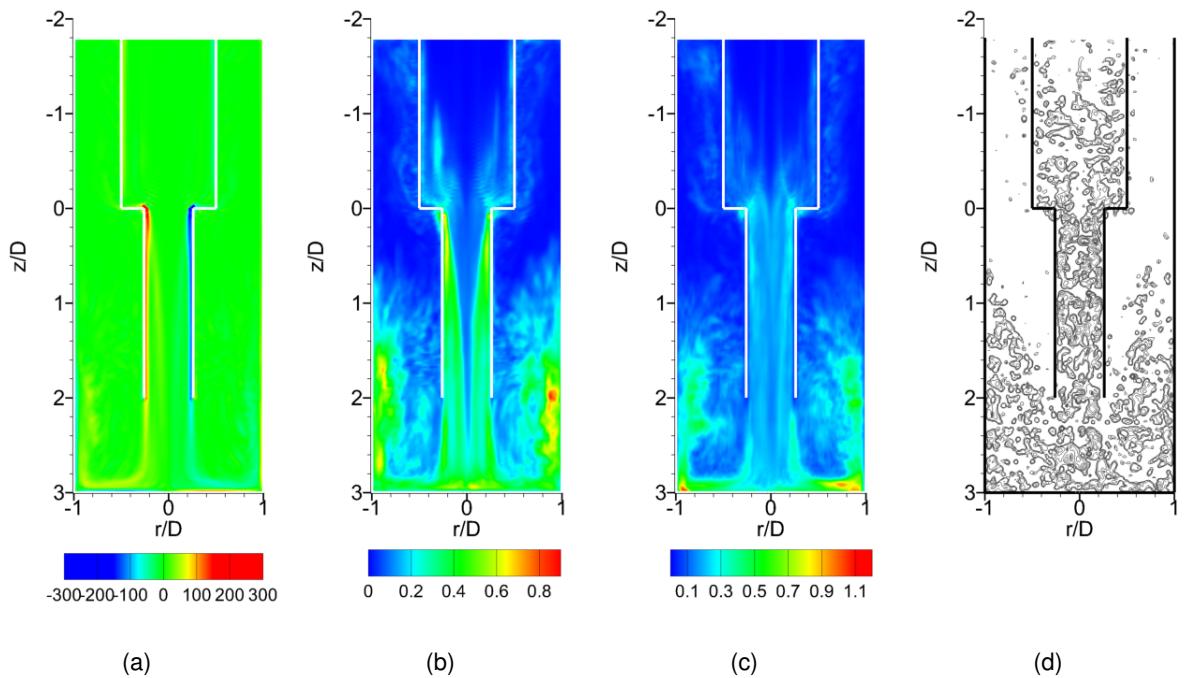


Figura 5.39: Campos médios para $Re_D = 40.065$: (a) ω_x , (b) w_{rms}/W , (c) v_{rms}/W e (d) v_t/v .

O perfil médio de pressão sobre a superfície impactada é detalhado na Fig. 5.40. Na região central da superfície impactada, na direção do jato, região de estagnação do fluido, os

maiores valores de pressão nesta superfície são obtidos. À medida que aumenta o distanciamento da região central, na direção radial, há um decaimento da pressão, porém, nas regiões adjacentes à parede do duto externo, onde há outra região de estagnação do fluido, ocorre uma ligeira elevação da pressão. A utilização de iso-superfícies do campo de pressão sobre o fundo de poço possibilitou identificar as regiões que apresentam valores significativos, detalhada pela Fig. 5.40b.

No trabalho de Figueiredo et al. (2013) foi apresentada uma curva de pressão sobre a superfície impactada pelo jato, que foi normalizada pela pressão máxima. Esse trabalho de referência, apresenta vazão volumétrica, números de Reynolds e distância da saída do bocal à parede impactada pelo jato diferente do estudado no presente trabalho. A razão de contração é mantida a mesma, ou seja, $\beta = 1,92$. Na comparação com o presente trabalho é possível perceber que embora as condições sejam diferentes, há uma mesma tendência entre as curvas apresentadas, mostrada na Fig. 5.40a.

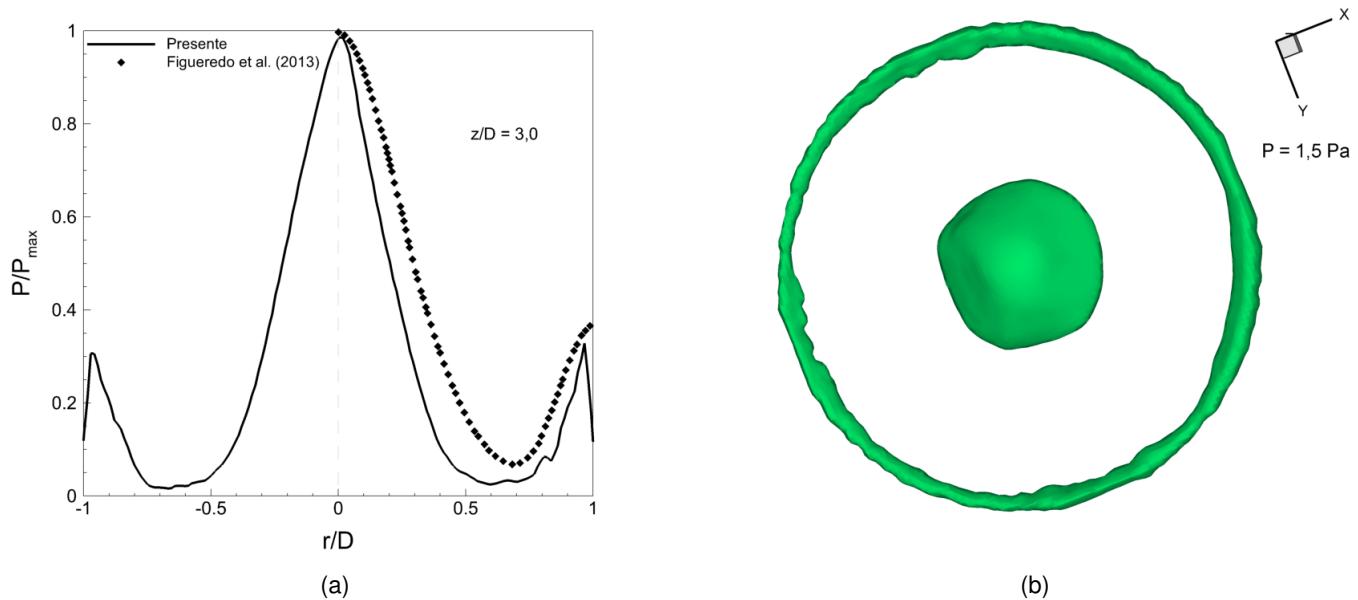


Figura 5.40: Pressão para $Re_D = 40.065$ em $z/D = 3$: (a) P/P_{max} e (b) iso-superfície de $P = 1,5\text{Pa}$.

No presente trabalho, o fluido encontra-se inicialmente em repouso e, ao ser ejetado do bocal, caracteriza o problema como um jato espacial. Jatos em desenvolvimento espacial são escoamentos resultantes da injeção de um fluido, com uma dada velocidade, em um meio que pode estar em repouso ou mesmo com uma velocidade menor que a do próprio jato (SILVEIRANETO, 2019). Na saída do bocal, a turbulência é caracterizada pela formação de instabilidades

do tipo *Kelvin-Helmholtz* e geração da instabilidade toroidal, na sequência, há o crescimento da instabilidade enquanto se afasta da saída do bocal, arrastando o fluido ao redor. Diferentemente do jato sem confinamento, onde à medida que há o contínuo afastamento do jato, as estruturas se fundem, reconectam e emparelham, caracterizando o desenvolvimento de turbulência tridimensional, que se organiza por uma vasta banda de escalas. No presente trabalho, o jato encontra-se confinado a uma distância de $1,92D$ do fundo do poço, portanto, as interações que ocorrem no jato livre não ocorreram da mesma forma nesse trabalho, devido à parede do fundo do poço. Assim, pode-se constatar que a existência do confinamento, induz a estrutura toroidal a se afastar do ponto de estagnação.

O desenvolvimento inicial do escoamento, pode ser comparado com o trabalho de Yu et al. (2005), que estudou numericamente o escoamento confinado, submerso de um jato retangular colidindo em uma placa plana, considerando periodicidade em uma direção e escoamento na direção radial, uma distância de $2D$ do bocal à placa plana e um único valor de $Re_d = 8.500$, utilizando LES e o modelo sub-malha dinâmico para fechamento das equações. As diferentes fases que caracterizam o problema são apresentadas na Fig. 5.41: desenvolvimento do jato (Fig. 5.41b), formação de instabilidades do tipo *Kelvin-Helmholtz* e geração da instabilidade toroidal (Fig. 5.41d), crescimento da instabilidade enquanto se afasta da saída do bocal (Fig. 5.41f) e, por fim, afastamento da estrutura toroidal do ponto de estagnação (Fig. 5.41h). Quando comparado o desenvolvimento inicial do escoamento entre os dois trabalhos, observa-se concordância entre eles.

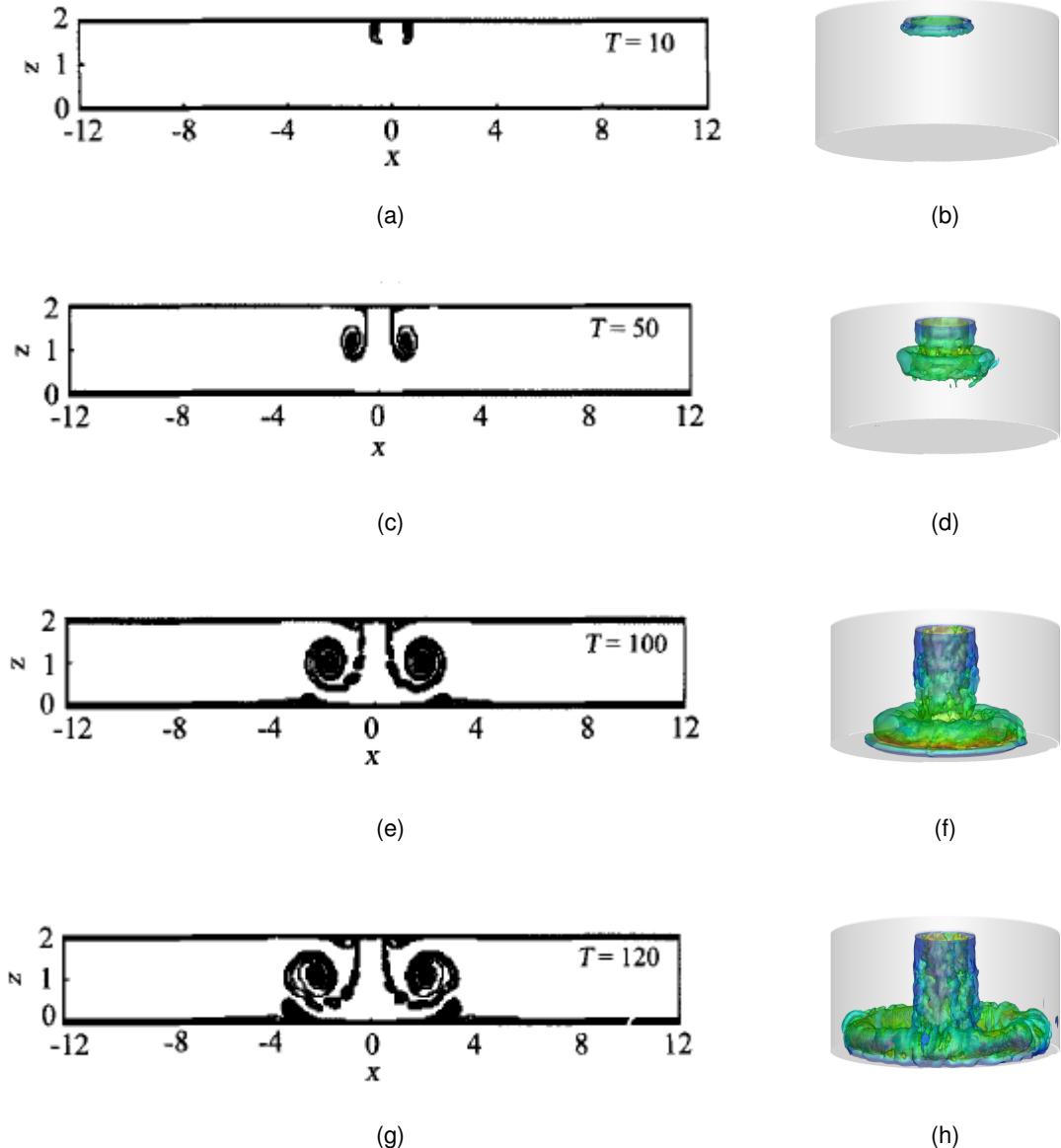


Figura 5.41: Desenvolvimento do jato espacial: lado esquerdo - Yu et al. (2005) - $Re_d = 8.500$ e lado direito - presente trabalho - $Re_d = 10.196$.

O desenvolvimento do escoamento através da visualização tridimensional de iso-superfícies da velocidade axial, em todo o domínio, ao longo do tempo, é apresentado na Fig. 5.42, para $Re_d = 10.196$. O fluido inicialmente em repouso, escoa pelo domínio interno, sendo admitido pelo duto a montante e, em seguida, ejetado pelo duto a jusante da contração. No domínio interno são observadas as regiões de separação do escoamento, a montante e a jusante da contração (com formação da *vena contracta*), regiões essas características da geometria. No domínio externo, observa-se o desenvolvimento do jato, onde se expande desde a saída do bocal até atingir o fundo do poço, visualizado pelas iso-superfícies de $w = 0,4$ m/s. Ao coligir com o fundo, ocorre

um espalhamento do fluido e este escoa de forma ascendente, próximo à parede do poço, devido à presença da estrutura toroidal, visualizado pelas iso-superfícies de $w = \pm 0,4$ m/s.

O campo do módulo da vorticidade também é utilizado para avaliar o desenvolvimento do escoamento através de iso-superfícies de $|\omega| = 30$ s⁻¹, para o mesmo Re_D , apresentado na Fig. 5.43. O desenvolvimento inicial na região do fundo do poço é explorado na Fig. 5.41. À medida que há o desenvolvimento do escoamento, verifica-se que o módulo de vorticidade contorna uma grande estrutura presente entre a saída do bocal e o fundo do poço, na região de alto cisalhamento, em concordância com a Fig. 5.39a do caso $Re_D = 40.065$.

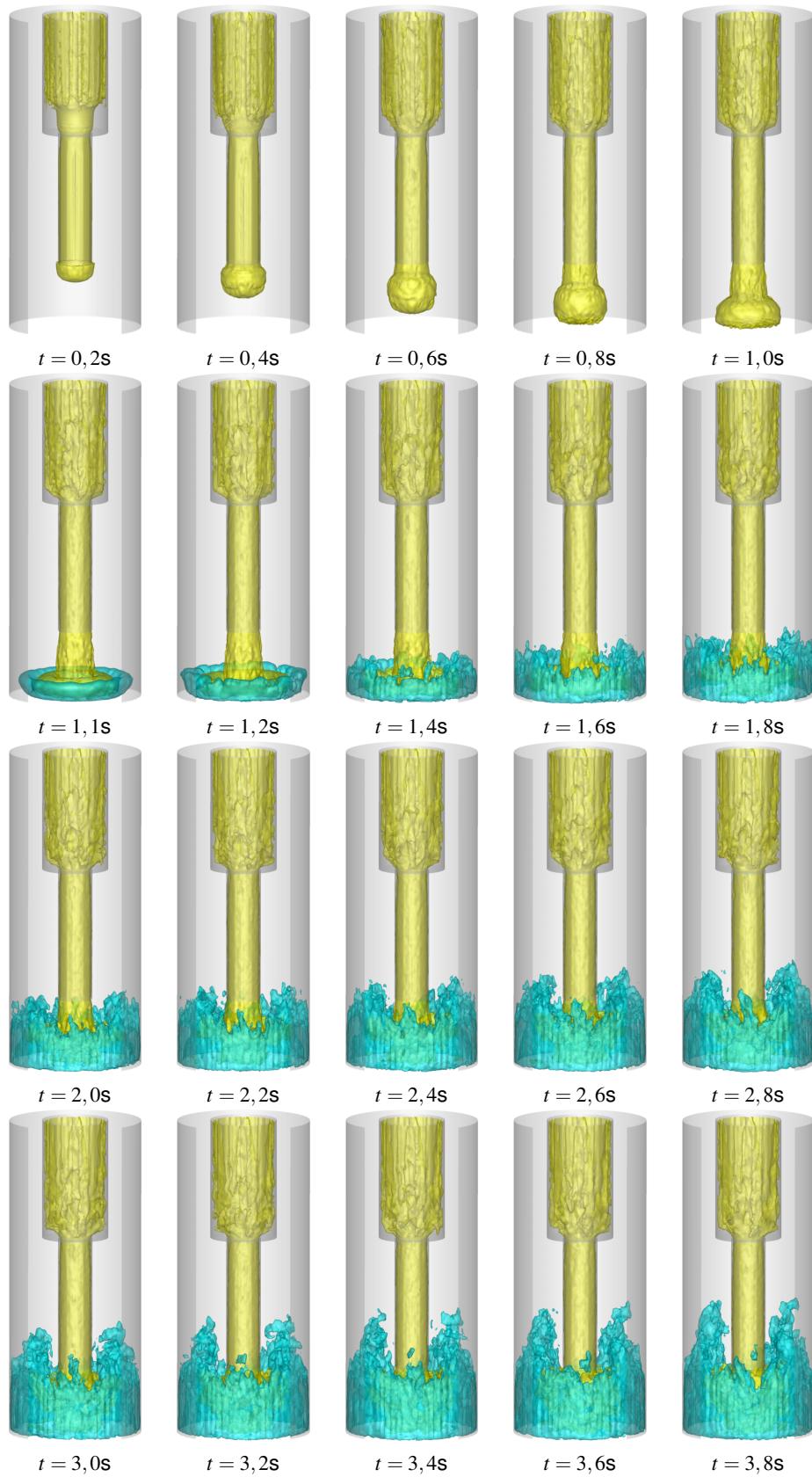


Figura 5.42: Iso-superfície da velocidade axial $w = \pm 0,4\text{m/s}$ para $Re_d = 10.196$, evidenciando o desenvolvimento do escoamento.

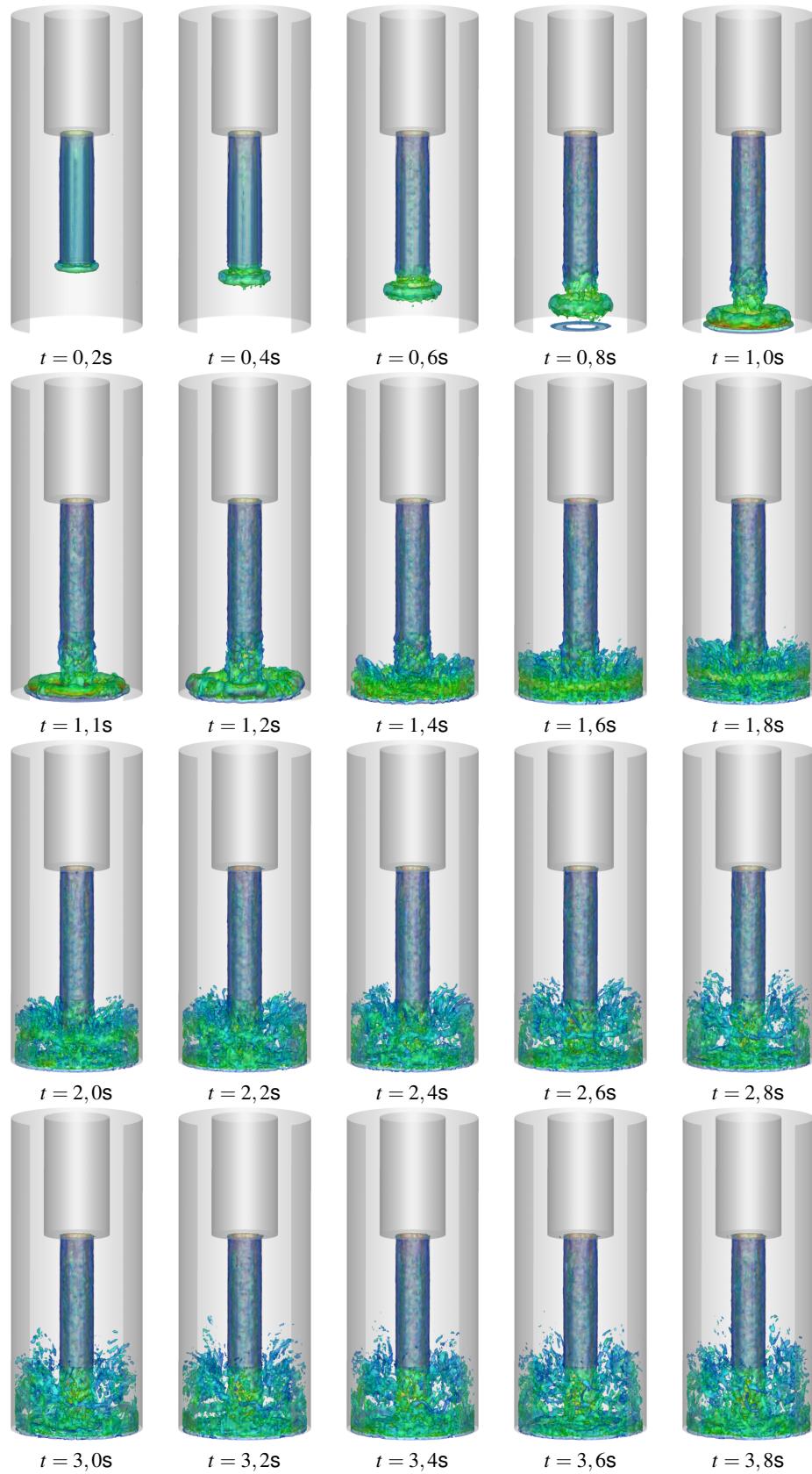


Figura 5.43: Iso-superfície do módulo de vorticidade para $|\omega| = 30\text{s}^{-1}$ para $Re_d = 10.196$, evidenciando o desenvolvimento do escoamento.

A seguir serão estudadas a influência da vazão volumétrica e também da rotação no

escoamento. Na análise dos perfis de velocidade, optou-se pela adimensionalização das componentes da velocidade pela seguinte relação, D/v . Tal procedimento foi necessário uma vez que, caso fosse utilizada a velocidade média, W , um perfil sobreporia ao outro, dificultando a análise dos resultados para os casos de comparação da influência da vazão volumétrica. Mesmo comportamento dos perfis é evidenciado no trabalho de Facciolo (2006).

5.4.3 A influência da vazão volumétrica

Nesta seção do trabalho é estudada a influência da vazão volumétrica no escoamento. Mantendo as propriedades físicas do problema constantes e utilizando a mesma geometria, diversas vazões volumétricas foram simuladas, as quais estão detalhadas na Tab. 5.2.

A influência da vazão volumétrica na linha de centro para a velocidade axial é apresentada na Fig. 5.44a. Os casos apresentam um comportamento de escoamento completamente desenvolvido na região a montante da contração ($z/D < -0,6$) e, em seguida, aceleração local do fluido devido à influência da contração ($z/D > -0,6$). Observa-se que logo após a passagem do fluido pela contração o fluido continua a acelerar, devido à presença da *vena contracta*, na sequência, há uma adaptação do perfil até a saída bocal. Vale ressaltar que, o perfil da velocidade na saída do jato não é completamente desenvolvido, encontra-se em desenvolvimento. À medida que o fluido se aproxima do fundo de poço, a velocidade diminui bruscamente pela expansão da área até atingir valor nulo sobre a superfície impactada.

Os perfis médios de pressão, normalizados pela pressão máxima na linha de centro são apresentados na Fig. 5.44b. No domínio interno, a montante da contração, fora de sua influência, a pressão decresce linearmente a uma dada inclinação. Sob influência da contração há uma queda de pressão pronunciável seguida por um queda adicional, devido à presença da *vena contracta*. A jusante da contração, longe de seus efeitos, a pressão decresce novamente linearmente com uma maior inclinação. Após sair do bocal, há a expansão do escoamento. Dessa forma, a pressão aumenta atingindo seu valor máximo no domínio externo, na superfície do fundo do poço.

Nesta seção do trabalho, optou-se pela alteração da vazão volumétrica para modificação do número de Reynolds, produzindo assim, um aumento de queda de pressão no domínio interno com o aumento da vazão volumétrica, mesmo comportamento obtido no trabalho experimental de Sánchez (2011). No domínio externo, verifica-se também um aumento da pressão de

estagnação sobre a superfície com o aumento da vazão.

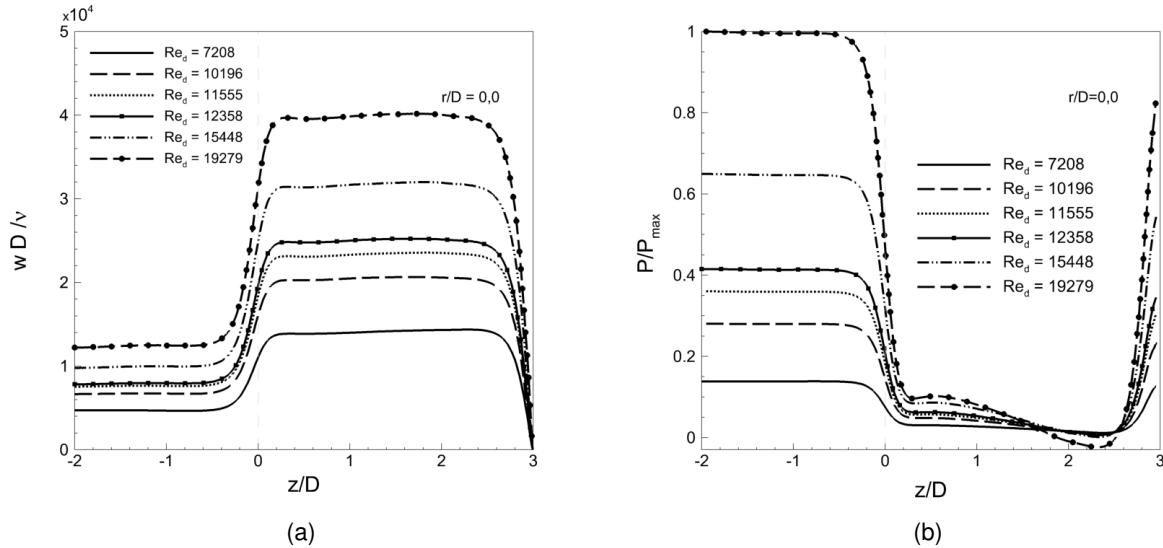


Figura 5.44: Perfis ao longo do eixo axial ($r/D = 0$) para a influência da vazão volumétrica: (a) w e (b) P/P_{max} .

Os perfis médios de pressão e das componentes do vetor velocidade no plano de contração ($z/D = 0,0$) para o domínio interno, considerando as diversas vazões volumétricas estudadas, são apresentados na Fig. 5.45. Fortes gradientes de pressão ocorrem localmente próximo à parede do duto a jusante da contração (DURST; LOY, 1985). Os perfis de pressão extraídos no plano da contração (normalizados pela pressão máxima P_{max}), mostrados na Fig. 5.45a, indicam que à medida que há o aumento da vazão volumétrica, a região de baixa pressão nas proximidades da quina da contração, torna-se mais intensa.

O perfil característico da *velocidade overshoot*, dado pela velocidade axial, w , tem sua concavidade aumentada com o incremento de Re_d (CHRISTIANSEN et al., 1972). Na *velocidade overshoot*, a magnitude da velocidade próxima à parede é superior à região central do duto (Fig. 5.45b). Ao se afastar dessa região, o perfil característico da *velocidade overshoot* deixa de existir, onde o perfil em desenvolvimento é modificado ao longo da direção de z .

No plano ao qual os perfis foram extraídos, a velocidade u é aproximadamente nula em todo o perfil e as flutuações são devidas aos efeitos turbulentos do escoamento (Fig. 5.45c).

Os perfis médios da velocidade radial v são apresentados na Fig. 5.45d. Os perfis apresentaram relativa simetria em relação à linha de centro do domínio, evidenciando valores baixos nesta posição. Sobre a superfície, devido à condição de não deslizamento, a velocidade

radial é aproximadamente nula e apresenta seus valores máximos na região compreendida entre a parede e linha de centro, decorrente do fluido ser forçado a entrar no duto de menor diâmetro. A posição em que as velocidades são máximas encontram-se em $r/d \approx \pm 0,41$, tanto para a componente w , quanto para a componente v . Os valores máximos são incrementados com o aumento da vazão volumétrica.

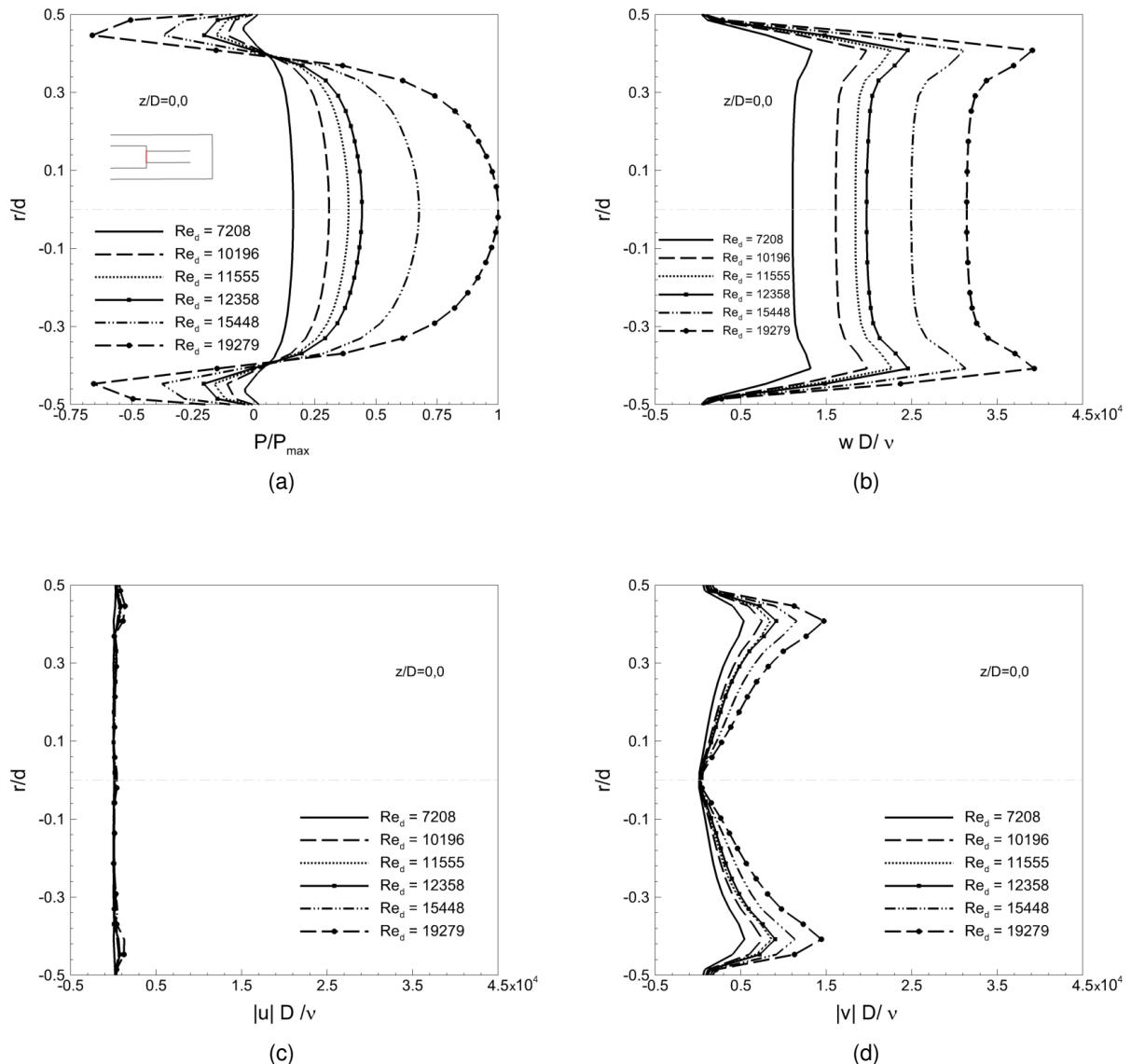


Figura 5.45: Perfis no plano da contração ($z/D = 0$) para a influência da vazão volumétrica: (a) P/P_{max} , (b) w , (c) u e (d) v .

Os perfis médios de pressão e das componentes de velocidade na saída do bocal ($z/D = 2,0$) são dados pela Fig. 5.46 para as diferentes vazões volumétricas analisadas. Por se tratar de um escoamento tridimensional, turbulento, flutuações devidas ao escoamento turbulento encontram-se presentes nos perfis de pressão. Com o incremento da vazão volumétrica, a

velocidade axial w na saída do bocal tem sua magnitude aumentada. Já para as componentes u e v , apresentaram baixas magnitude, com flutuações devido ao escoamento turbulento.

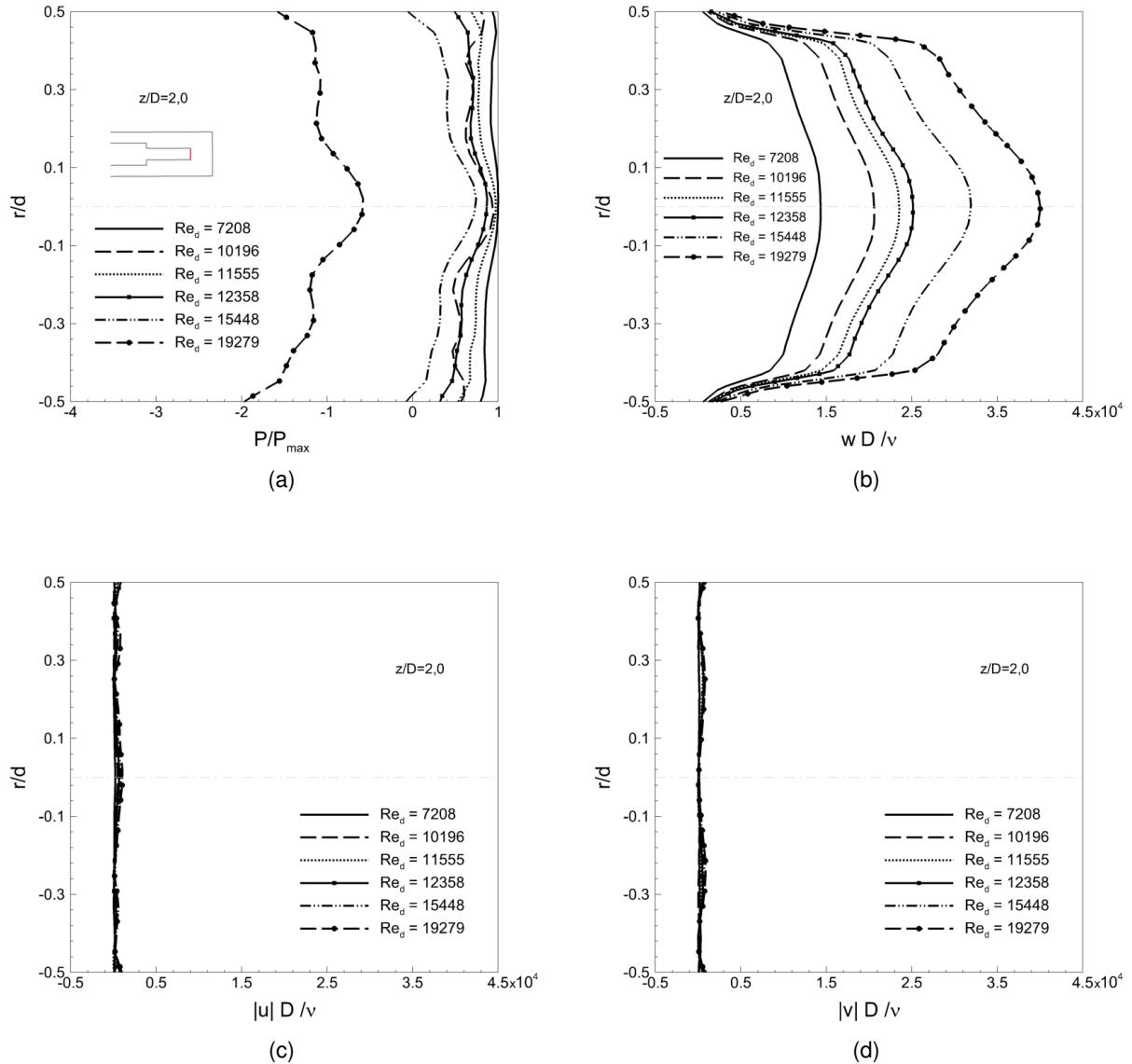


Figura 5.46: Perfis na saída do bocal ($z/D = 2$) para a influência da vazão volumétrica: (a) P/P_{max} , (b) w , (c) u e (d) v .

Os perfis médios da velocidade radial, v , para as posições, $z/D = 2,75$ e $2,97$, são apresentados na Fig. 5.47. Como anteriormente mencionado, esta componente de velocidade apresenta seus maiores valores próximo ao plano da contração e o fundo do poço onde, devido à configuração da geometria, o fluido é obrigado a modificar sua trajetória. Na saída do bocal ($z/D = 2,0$), a velocidade v apresenta valores baixos (Fig. 5.46c) e à medida que se aproxima do fundo do poço, sua magnitude vai aumentando. Os perfis para a posição $z/D = 2,75$ já apresentam

valores significativos na região de alto cisalhamento. Próximo à superfície do fundo do poço, na posição $z/D = 2,97$ são encontradas as máximas velocidades (Fig. 5.47b). O jato ao colidir com a parede do fundo do poço, espalha na direção radial, onde a velocidade radial na posição central é nula (centro do domínio). Há um aumento da magnitude desta componente na direção radial, atingindo um valor máximo e na sequência uma redução até atingir novamente valor nulo, na parede do poço. O incremento da vazão volumétrica, aumentou a magnitude da velocidade v para ambas as posições.

No plano onde foram extraídos os perfis, em ambas as posições analisadas, a velocidade u é aproximadamente nula em todo o perfil e as flutuações são devidas aos efeitos turbulentos do escoamento.

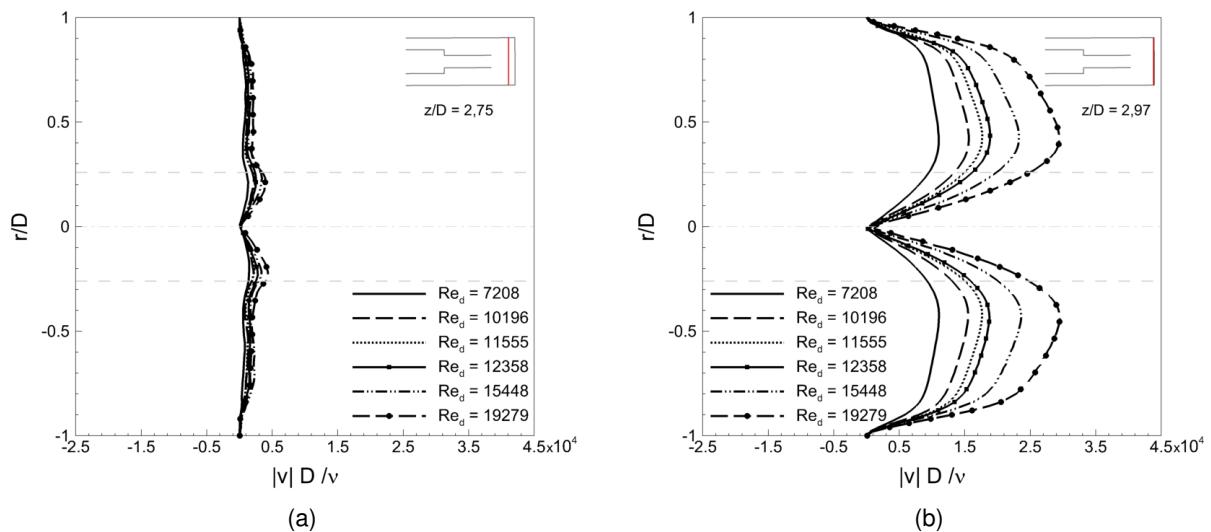


Figura 5.47: Perfis da velocidade média radial v em todo o domínio para a influência da vazão volumétrica: (a) $z/D = 2,75$ e (b) $z/D = 2,97$.

Os perfis médios da velocidade axial ao longo do domínio, desde a saída do bocal até próximo a região do fundo são detalhados na Fig. 5.48, nas posições: $z/D = 2,0, 2,25, 2,5$ e $2,75$. Na região central do domínio, região do jato, as maiores magnitudes de velocidade são encontradas, sendo quanto maior a vazão volumétrica, maior sua magnitude. À medida que o fluido se aproxima do fundo do poço, a velocidade axial diminui até atingir velocidade nula sobre a superfície. O canal estreito formado próximo à parede do poço, por onde o fluido escoa verticalmente, contornando a estrutura toroidal, apresenta magnitude elevada, cujos valores aumentam com o incremento da vazão volumétrica. O sinal negativo decorre da direção do escoamento. Nesta região, à medida que há o afastamento do fundo do poço, o escoamento ascendente não mais

se encontra confinado em uma região estreita, a área de escoamento torna-se maior, sendo que devido à conservação de massa, a velocidade decresce significativamente no espaço anular. No contínuo afastamento do fundo de poço, o fluido se adapta, ocupando todo o canal anular.

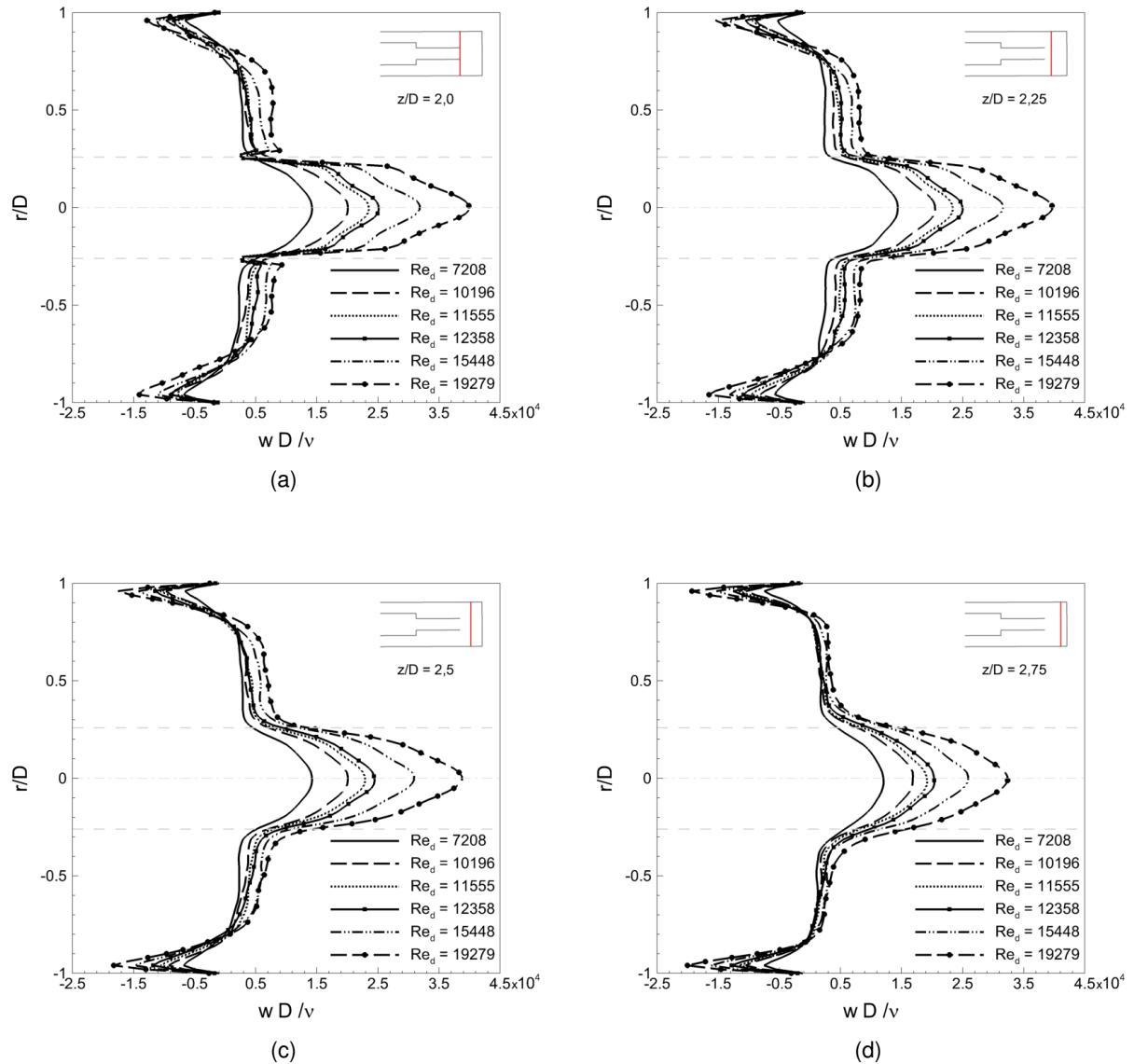


Figura 5.48: Perfis da velocidade média axial w em todo o domínio para a influência da vazão volumétrica: (a) $z/D = 2,0$, (b) $z/D = 2,25$, (c) $z/D = 2,5$ e (d) $z/D = 2,75$.

O campo do módulo do vetor velocidade $|\vec{u}|$ adimensionalizado pela velocidade média do bocal W_d , foi comparado com o trabalho de Guo et al. (2017), que estudou o escoamento de um jato colidindo em uma placa plana, onde o escoamento se desenvolve na direção radial. O jato proveniente do bocal, após colidir com a superfície do fundo do poço, escoa em um pequeno canal próximo à superfície impactada. A diferença entre os resultados ocorre devido ao presente

trabalho apresentar paredes do poço, fazendo com que o escoamento seja obrigado a ascender, contornando a estrutura toroidal, em um canal estreito próximo a esta parede. Sobre a superfície impactada, na região central do jato e próximo à quina da parede do poço, o módulo do vetor velocidade apresenta valor nulo.

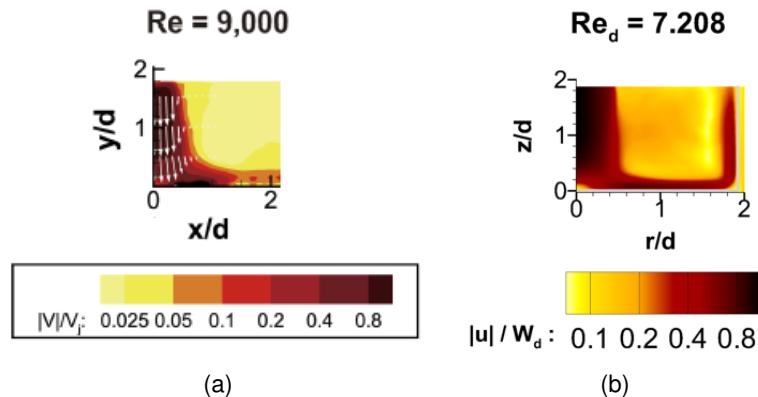


Figura 5.49: Comparação do campo do módulo do vetor velocidade adimensionalizado na região do fundo do poço: (a) Guo et al. (2017) - $Re_d = 9.000$ e (b) presente trabalho - $Re_d = 7.208$.

Linhos de corrente sobrepostos ao campo do módulo do vetor velocidade $|\vec{u}|$, adimensionalizado pela velocidade média, W , são utilizadas para evidenciar a presença da estrutura toroidal (Fig. 5.50). Através das linhas de corrente, o deslocamento do fluido no fundo do poço é detalhado, onde canais estreitos são formados sobre a superfície do fundo do poço e na parede lateral, devido à presença desta estrutura. Estes canais são caracterizados por serem regiões de alto cisalhamento e magnitude elevada do módulo do vetor velocidade. Observa-se que a dimensão desta estrutura toroidal aumenta com o incremento de Re_d . Também é possível identificar as regiões de estagnação do fluido, na superfície impactada, sendo elas na região central do jato e próxima à quina da parede do poço.

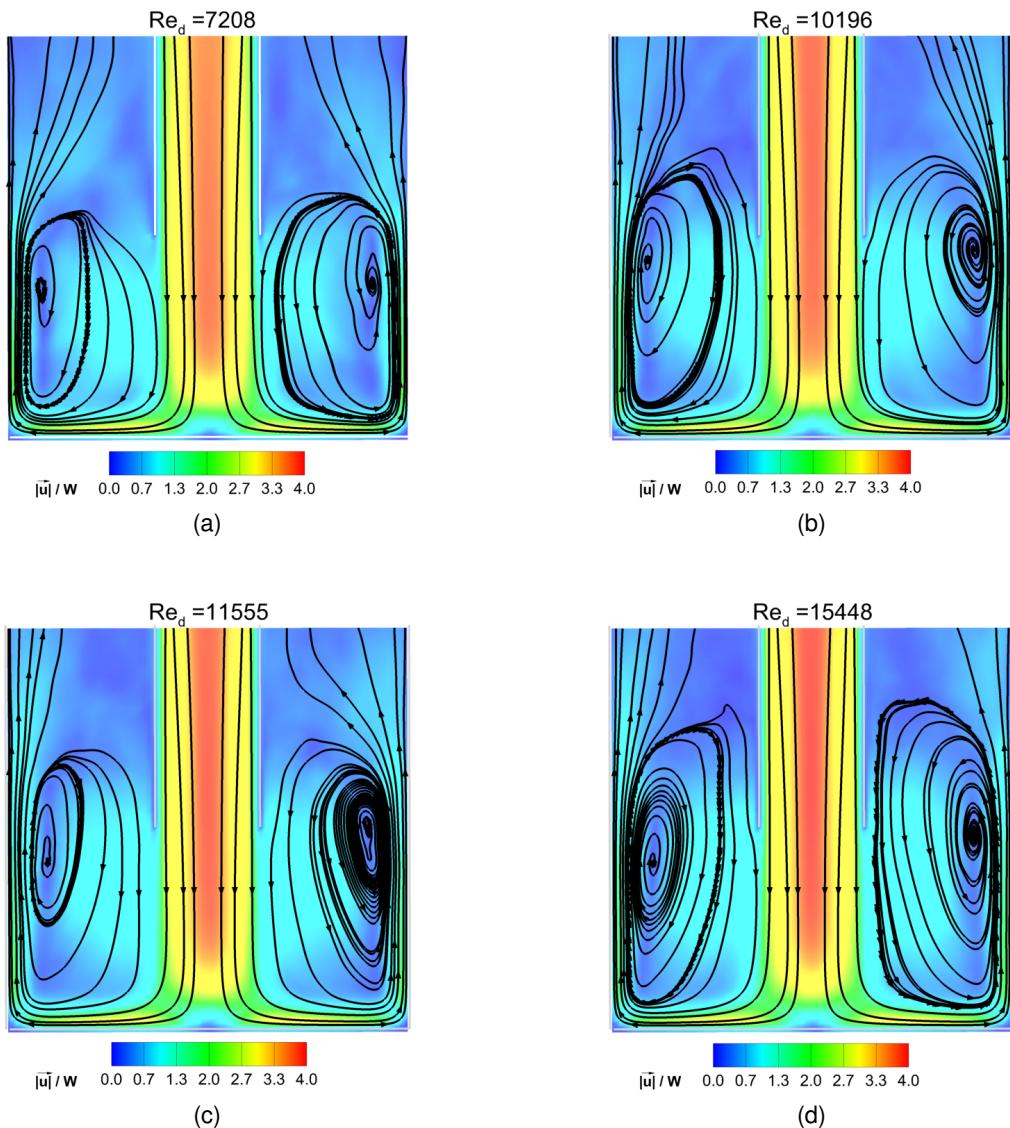


Figura 5.50: Efeito da vazão volumétrica na dimensão da recirculação: (a) $Re_d = 7.208$, (b) $Re_d = 10.196$, (c) $Re_d = 11.555$ e (d) $Re_d = 15.448$.

Os campos médios de pressão para as diversas vazões volumétricas são apresentados na Fig. 5.51. As magnitudes dos valores de pressão, detalhados pelo mapa de cores evidenciam um aumento da grandeza desta variável com o aumento da vazão volumétrica, o que também foi detalhado na Fig. 5.44b. Similar campo de pressão foi obtido por Figueiredo et al. (2013).

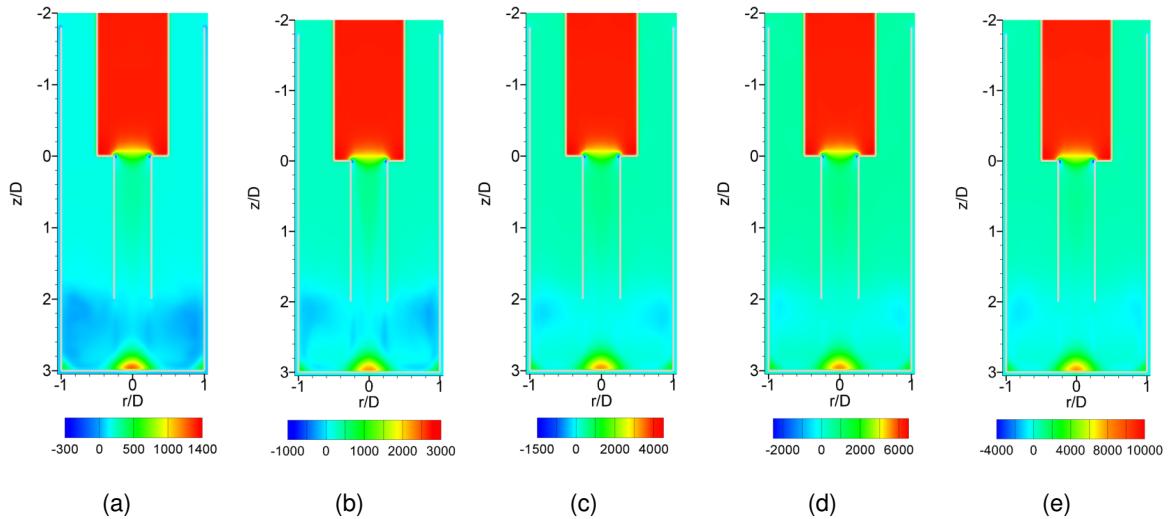


Figura 5.51: Campos de pressão (Pa) para a influência da vazão volumétrica: (a) $Re_d = 7.208$, (b) $Re_d = 10.196$, (c) $Re_d = 12.358$, (d) $Re_d = 15.448$ e (e) $Re_d = 19.279$.

Na Fig. 5.52 é apresentada a elevação tridimensional dos campos médios de pressão apresentado na Fig. 5.51, onde é observado claramente o efeito da vazão volumétrica sobre os campos de pressão. À medida que há o aumento da vazão volumétrica, as magnitudes dos campos de pressão são amplificadas. Um aumento de queda de pressão no domínio interno com o aumento da vazão volumétrica é observado, mesmo comportamento obtido no trabalho experimental de Sánchez (2011). No domínio externo, verifica-se também um aumento da pressão de estagnação sobre a superfície com o aumento da vazão.

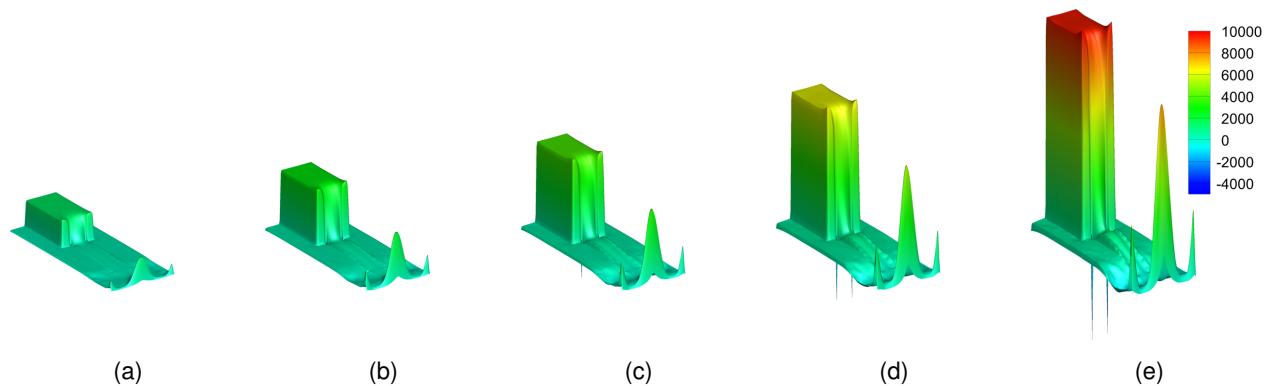


Figura 5.52: Relevo dos campos médios de pressão (Pa) para a influência da vazão volumétrica: (a) $Re_d = 7.208$, (b) $Re_d = 10.196$, (c) $Re_d = 12.358$, (d) $Re_d = 15.448$ e (e) $Re_d = 19.279$.

Na Fig. 5.53 são mostrados os campos médios de pressão sobre o fundo de poço, normalizados pela pressão máxima. O pico central, devido à estagnação do fluido proveniente

do bocal, apresenta maior intensidade e próxima à parede externa há uma também elevação da pressão, contudo, com menor intensidade. A magnitude do pico e também da região adjacente à parede do poço é incrementada com o aumento da vazão volumétrica.

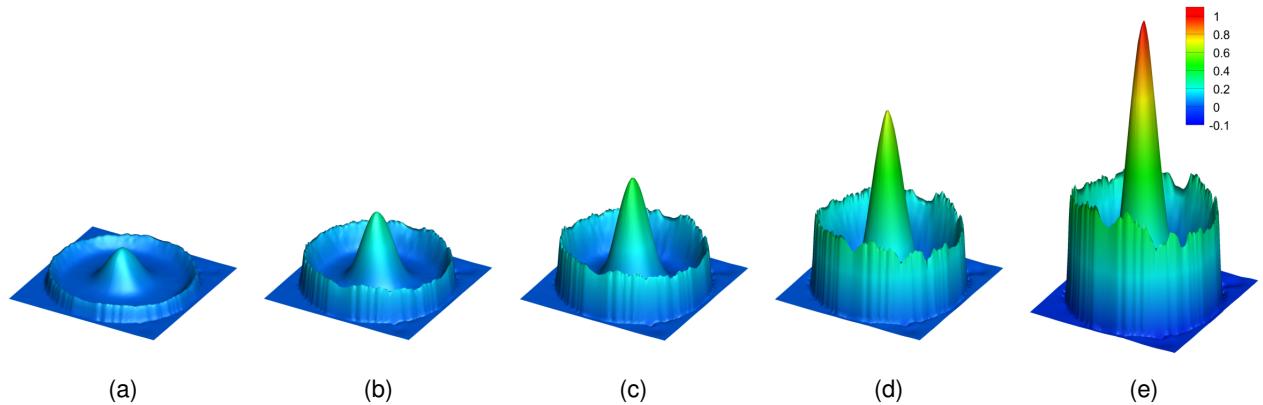


Figura 5.53: Relevo dos campos médios de pressão normalizados pela pressão máxima do fundo do poço ($z/D = 3,0$) para a influência da vazão volumétrica: (a) $Re_d = 7.208$, (b) $Re_d = 10.196$, (c) $Re_d = 12.358$, (d) $Re_d = 15.448$ e (e) $Re_d = 19.279$.

Na posição $z/D = 2,5$, posição média entre a saída do bocal e o fundo de poço, os perfis das flutuações da velocidade (u_{rms} , v_{rms} e w_{rms}) e da energia cinética turbulenta são apresentados na Fig. 5.54. As componentes u_{rms} , v_{rms} apresentaram perfis similares, já a componente w_{rms} , apresentou valores mais elevados, uma vez que o escoamento principal ocorre na direção axial. A energia cinética turbulenta, calculada a partir dos campos de u_{rms} , v_{rms} e w_{rms} (Eq. 3.14), apresentou a mesma tendência das demais curvas. Em geral, na posição da parede do bocal bem como na região do escoamento ascendente, apresentam-se valores maiores e na região central do domínio, valores menores. Verifica-se que a magnitude das flutuações da velocidade e de energia cinética turbulenta aumenta com o incremento da vazão volumétrica. O incremento das componentes de rms indica um alto nível de turbulência. Os valores mais elevados estão associados às regiões de alto cisalhamento.

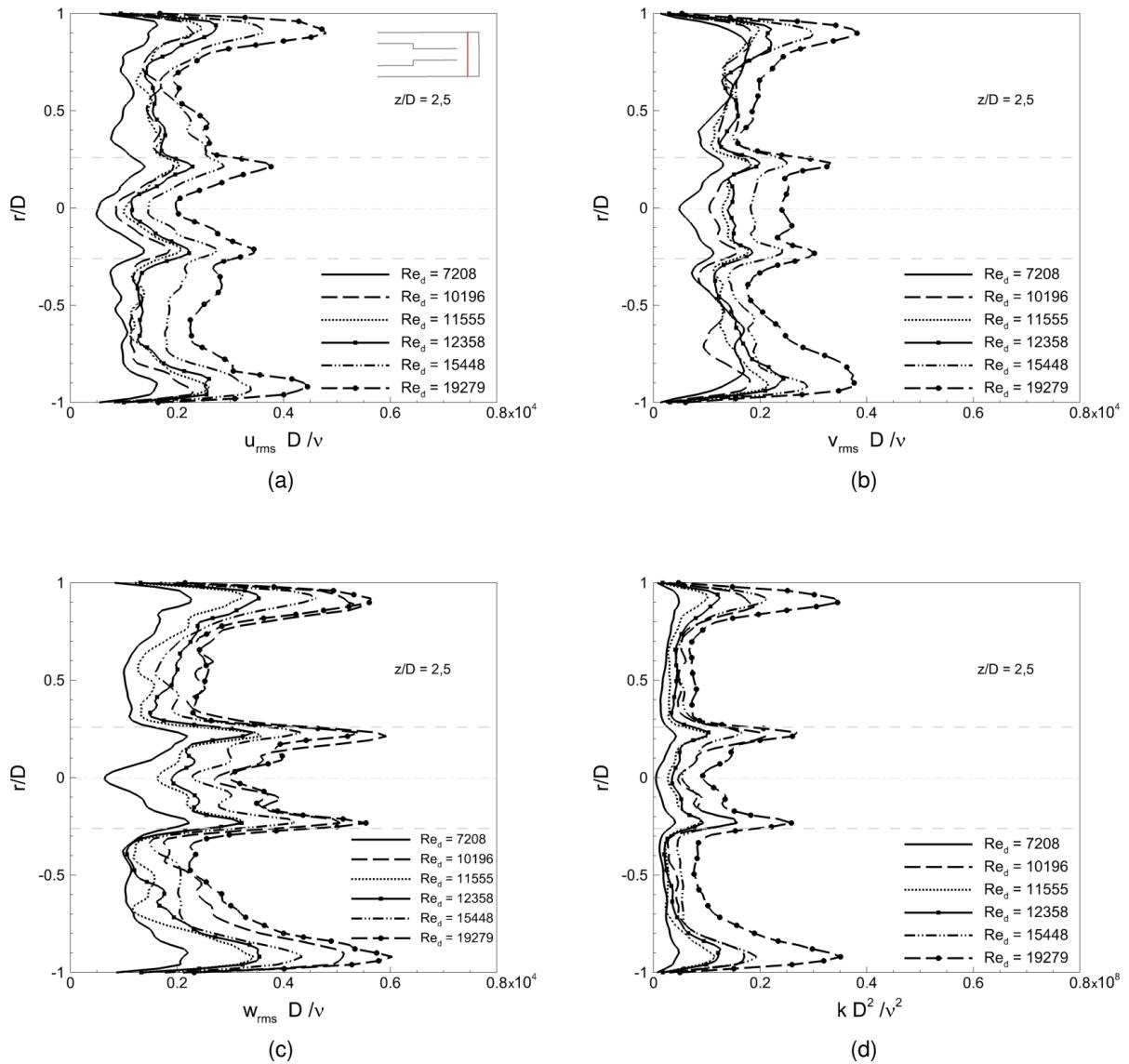


Figura 5.54: Perfis em $z/D = 2,5$ para a influência da vazão volumétrica: (a) u_{rms} , (b) v_{rms} , (c) w_{rms} e (d) k .

Um importante parâmetro de visualização das estruturas no escoamento é dado pelo critério Q (JEONG; HUSSAIN, 1995). Este critério representa o balanço local entre a taxa de cisalhamento e o módulo de vorticidade, definindo as estruturas turbinhóreas como as regiões onde o módulo de vorticidade é maior que a magnitude da taxa de cisalhamento, dado pela seguinte equação:

$$Q = \frac{1}{2} [|\Omega|^2 - |S|^2] > 0, \quad (5.11)$$

onde $\Omega = \frac{1}{2}[\nabla \mathbf{v} - (\nabla \mathbf{v})^T]$ é o tensor vorticidade e $S = \frac{1}{2}[\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T]$ é o tensor taxa de deformação.

Iso-superfícies dos campos instantâneos do critério $Q = 200\text{s}^{-1}$, no instante 10s, para os diferentes Re_d são analisadas na Fig. 5.55. À medida que aumenta Re_d , uma maior quantidade de estruturas turbinhulares encontram-se presente nos domínios interno e externo, sendo destacada a região de alto cisalhamento no fundo de poço (Fig. 5.57). As iso-superfícies foram coloridas pelo módulo do vetor velocidade $|\vec{u}|$. Os perfis de rms apresentados na Fig. 5.54, demonstram que um incremento de Re_d aumenta o nível da turbulência, o que corrobora o resultado do campo do critério Q .

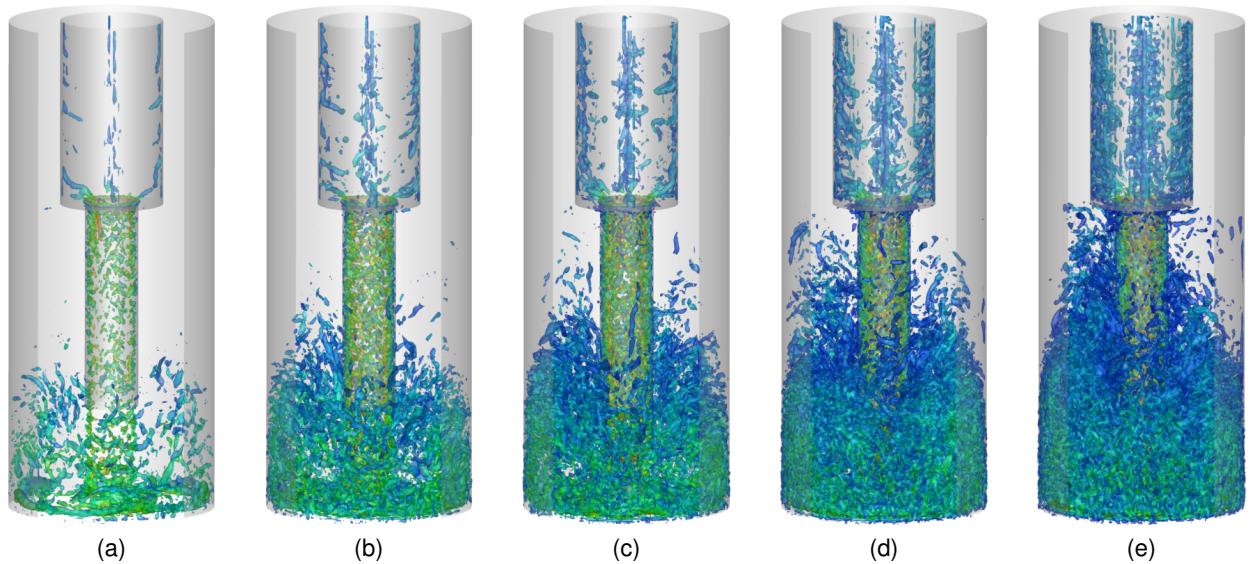


Figura 5.55: Iso-superfícies instantâneas de $Q = 200\text{s}^{-1}$ e 10s para a influência da vazão volumétrica: (a) $Re_d = 7.208$, (b) $Re_d = 10.196$, (c) $Re_d = 12.358$, (d) $Re_d = 15.448$ e (e) $Re_d = 19.279$.

Os campos tridimensionais da viscosidade turbulenta, visualizados através de iso-superfícies para as diferentes vazões volumétricas no instante 10s, são apresentados na Fig. 5.56. As iso-superfícies de viscosidade turbulenta são dadas pelo valor de $4 \times$ a viscosidade cinemática molecular. Como demonstrado pelas flutuações de velocidade (Fig. 5.54) e também pelo critério Q (Fig. 5.55), há um aumento da intensidade turbulenta com o aumento de Re_d , o que se traduz em um aumento da viscosidade turbulenta. Verifica-se que houve o aumento desta propriedade tanto no domínio interno quanto no domínio externo.

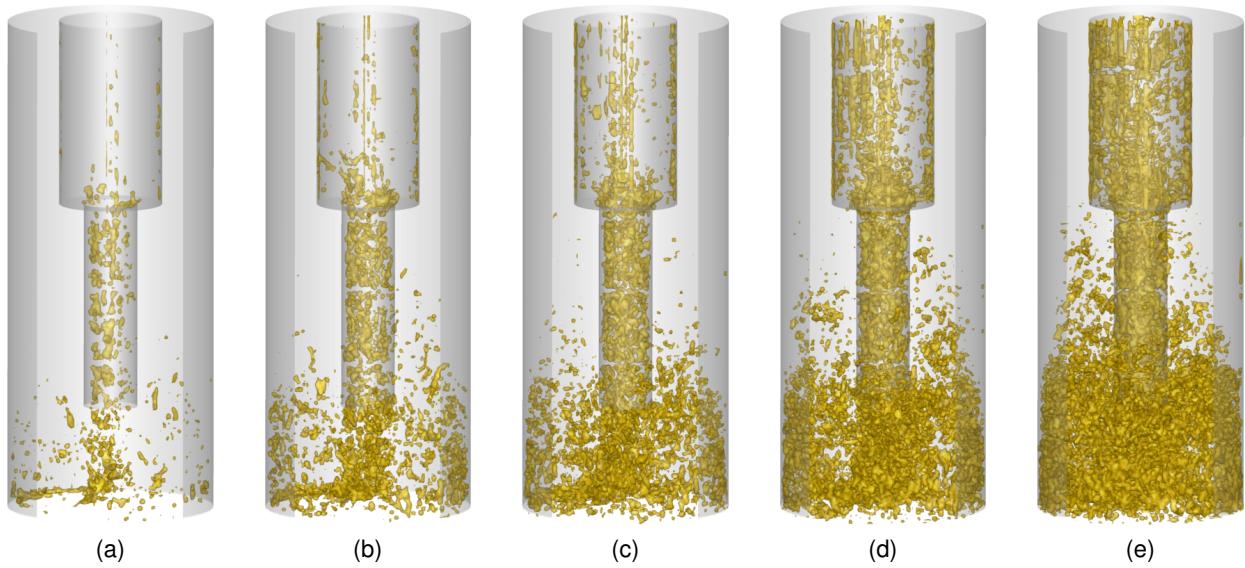


Figura 5.56: Iso-superfícies instantâneas da viscosidade turbulenta, considerando $v_t/v = 4$ e 10s para a influência da vazão volumétrica: (a) $Re_d = 7.208$, (b) $Re_d = 10.196$, (c) $Re_d = 12.358$, (d) $Re_d = 15.448$ e (e) $Re_d = 19.279$.

5.4.4 A influência da rotação

Na perfuração rotativa, os fatores mecânicos tem influência sobre a ROP (*rate of penetration*), sendo um destes fatores, a rotação. A fim de verificar a influência da rotação no escoamento, o domínio interno rotaciona em sentido anti-horário enquanto o domínio externo permanece estático. Por definição, a velocidade tangencial é dada pelo produto entre a velocidade de rotação e o raio do duto, $v_t = \omega r_i$. No domínio interno, o duto a montante apresenta velocidade tangencial diferente do duto a jusante, uma vez que apresentam diferentes diâmetros. O plano da contração apresenta diferentes valores de velocidade tangencial, dependendo do raio em análise, que vai desde o maior valor correspondente ao raio do duto a montante, r_D ao menor valor correspondente ao raio do duto a jusante, r_d . Um resumo dos parâmetros adimensionais utilizados para verificar a influência da rotação no escoamento é dado pela Tab. 5.2.

Uma comparação do comportamento médio tridimensional entre a simulação dos casos sem rotação ($N_d = 0$) e com rotação máxima ($N_d = 0,98$) é dada pela Fig. 5.57, onde, através da utilização de iso-superfícies da velocidade axial e linhas de corrente, é possível melhor compreender o escoamento. Para o caso sem rotação ($N_d = 0$), como anteriormente mencionado, no domínio interno, inicialmente no duto a montante, o escoamento é completamente desenvolvido, na sequência, sob influência da contração abrupta ($z/D > -0,6$), as linhas de corrente se adaptam para passar pela contração abrupta, onde o perfil se torna mais estreito com maior ve-

locidade na região central e baixa velocidade próxima à parede. A iso-superfície da velocidade axial ($w = 0,3\text{m/s}$) também evidencia este comportamento, onde há um estreitamento à medida que se aproxima da contração. Após passar pela contração, as linhas de corrente tornam-se mais próximas, uma vez que a região a jusante apresenta menor diâmetro e maior velocidade. No domínio externo, o fluido, ao colidir com a superfície impactada, se espalha, onde uma estrutura toroidal entre a saída do bocal e o fundo de poço torna-se presente, detalhado pelas linhas de corrente. Segundo Guo et al. (2017) essa estrutura favorece a troca de calor nesta região. O fluido ascendente escoa em uma região estreita no canal anular, próximo à parede externa da geometria, como evidenciado pela iso-superfície da velocidade axial ($w = -0,4\text{m/s}$) mostrada na Fig. 5.57a.

Para o caso apresentado na Fig. 5.57b, adicionalmente ao movimento axial turbulento, há também o movimento rotacional do domínio interno ($N_d = 0,98$). Diferentemente do caso sem rotação, este escoamento é caracterizado por um movimento helicoidal, que pode ser evidenciado pelas linhas de corrente e iso-superfície da velocidade axial, adaptando-se desde a entrada do domínio até o contração abrupta, alterando assim a magnitude da aceleração local devida a geometria do problema, quando comparado com o caso sem rotação. O movimento helicoidal é crescente com o raio dentro do domínio interno. As linhas de corrente sobre a superfície do duto são bem definidas, evidenciando o movimento rotacional do domínio interno. O fluido, ao colidir com a superfície impactada, escoa sobre essa superfície e uma estrutura toroidal entre a saída do bocal e o fundo de poço torna-se presente. Da mesma forma que foi apresentado para o caso sem rotação, o fluido escoa em uma região estreita, próximo à parede externa, a qual pode ser visualizada pela iso-superfície da velocidade axial. O escoamento anular ocorre na forma helicoidal, como visualizado pelas linhas de corrente, em sentido contrário ao apresentado no domínio interno.

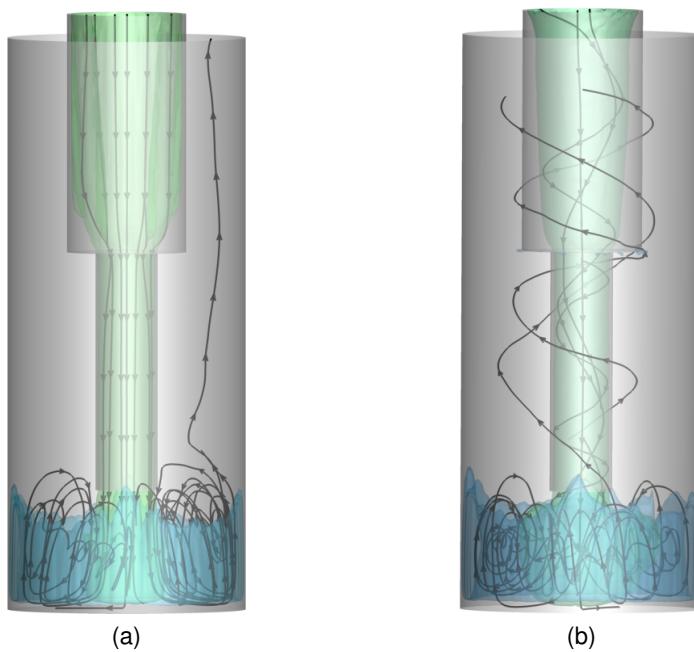


Figura 5.57: Comparação do escoamento entre os casos: (a) $N_d = 0$ e (b) $N_d = 0,98$.

A influência da rotação na linha de centro para a velocidade axial é apresentada na Fig. 5.58a. O caso sem rotação mostra um comportamento de escoamento completamente desenvolvido na região a montante da contração, em seguida, aceleração local do fluido devido à influência da contração ($z/D > -0,6$). Logo após a passagem do fluido pela contração, este continua a acelerar, devido à presença da *vena contracta*, na sequência há uma adaptação do perfil até a saída do bocal. No domínio externo, à medida que o fluido se aproxima do fundo de poço, a velocidade diminui bruscamente, até atingir valor nulo sobre a superfície impactada.

Com o aumento da rotação, há um incremento da velocidade axial na linha de centro. A região de influência da contração torna-se maior com o incremento da rotação, devido a intensificação do movimento helicoidal, resultando assim, em uma maior distância de adaptação do escoamento à geometria e uma suavização da passagem do fluido pelo plano da contração. No domínio externo, à medida que o fluido se aproxima do fundo de poço, a velocidade diminui bruscamente, até atingir valor nulo sobre a superfície impactada.

Os perfis de pressão normalizados pela pressão máxima na linha de centro são apresentados na Fig. 5.58b. Para o caso sem rotação, a pressão decresce linearmente a uma dada inclinação na região a montante. Sob influência da contração, há uma queda de pressão pronunciável seguida por uma queda adicional devido à presença da *vena contracta*. A jusante da contração, longe de seus efeitos, a pressão decresce novamente linearmente a uma dada incli-

nação. Após sair do bocal, ocorre uma expansão do escoamento e a pressão aumenta, atingindo seu valor máximo no domínio externo, na superfície do fundo do poço.

A rotação tem um papel importante no perfil da linha de centro da pressão, onde há alteração significativa na inclinação das curvas, tanto a montante quanto a jusante da contração. As inclinações das curvas aumentam com o incremento da rotação, dessa forma, a queda de pressão entre a entrada do domínio e a saída do bocal torna-se mais pronunciável com o aumento da rotação. No domínio externo, à medida que se aproxima do fundo de poço, há um aumento da pressão pela expansão da área, atingindo seu valor máximo no ponto de estagnação, devido ao impacto do fluido na superfície (Fig. 5.58b).

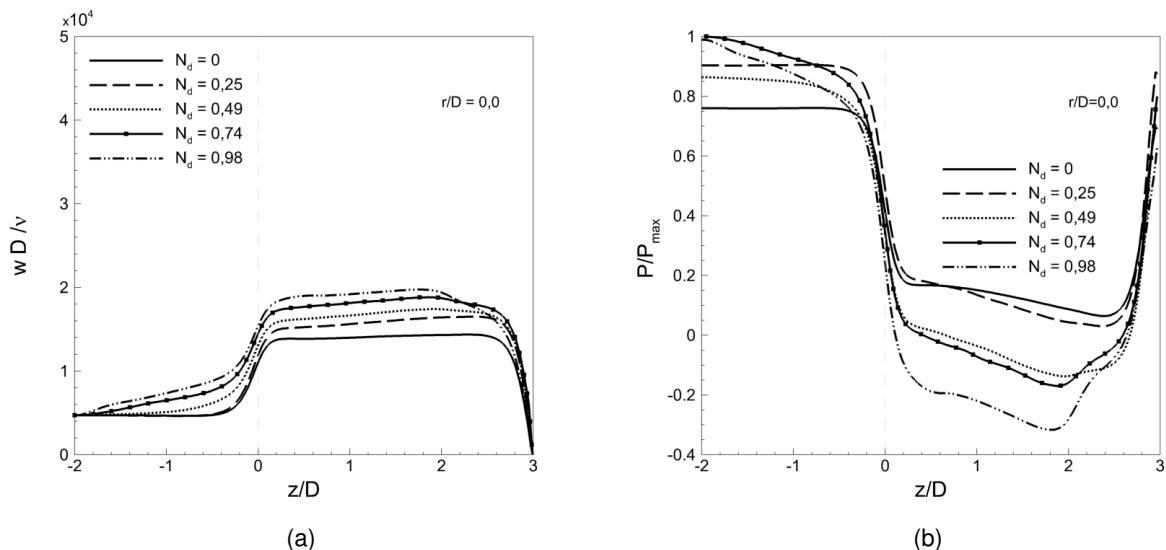


Figura 5.58: Perfis ao longo do eixo axial ($r/D = 0$) para a influência da rotação: (a) w e (b) P/P_{max} .

Os perfis médios de pressão e das componentes do vetor velocidade no plano de contração ($z/D = 0,0$) para o domínio interno, considerando as diversas rotações são apresentados na Fig. 5.59.

Os perfis médios de pressão extraídos no plano da contração (normalizados pela pressão máxima P_{max}), são apresentados na Fig. 5.59a, indicando que à medida que há o aumento da rotação, a região de baixa pressão nas proximidades da quina da contração, torna-se menos intensa, devido o efeito da força centrífuga. Comportamento inverso ao encontrado quando há o aumento da vazão volumétrica (Fig. 5.45a). Vale ressaltar que o incremento da rotação, se traduz em um aumento da força centrífuga, onde há um aumento da pressão do centro para a parede do domínio interno.

O perfil médio da velocidade axial, w , para o caso sem rotação é caracterizada pela *velocidade overshoot*, onde a magnitude da velocidade próxima à parede é superior à região central do duto. O efeito da rotação modifica o perfil clássico, característico da *velocidade overshoot*, onde a velocidade axial na região central do perfil aumenta sua magnitude, com o aumento da rotação. A característica da *velocidade overshoot* diminui com o aumento da rotação, atingindo um perfil aproximadamente plano para $N_d = 0,49$ e deixando de existir para $N_d = 0,74$ e $0,98$, tanto no plano da contração, quanto a jusante do plano. A razão entre as velocidades na linha de centro e o pico máximo de velocidade do perfil próximo à parede para os casos $N_d = 0, 0,25$ e $0,49$ são $0,82, 0,89$ e $0,95$, respectivamente (Fig. 5.59b). Tal comportamento é justificado pelo aumento da distância de influência da contração com o incremento da rotação, ou seja, há uma maior distância para o escoamento se adaptar à geometria, como consequência há uma suavização da passagem do fluido no plano da contração, alterando a aceleração local próxima à parede, quando comparado ao caso sem rotação. Além isso, as demais componentes de velocidade e pressão também têm seus perfis influenciados pela modificação da aceleração local próxima à parede do plano da contração com o aumento da rotação.

Devido à imposição da velocidade de rotação no duto através do método da fronteira imersa ($r/d = \pm 0,5$), a velocidade u , apresenta nestas posições, valores correspondentes a esta imposição. As linhas de corrente curvam-se, devido à geometria, para passar para o duto de menor diâmetro, apresentando uma aceleração local próxima à parede e, somando o efeito da rotação ao axial, as velocidades máximas de u encontram-se nesta região ($r/d \approx \pm 0,43$). Observou-se que a razão entre a máxima velocidade e a velocidade imposta na parede reduz com o incremento da rotação, sendo que para os casos $N_d = 0,25, 0,49$ e $0,74$ são $1,45, 1,21$ e $1,02$, respectivamente. Para o caso $N_d = 0,98$, as maiores velocidades são obtidas na parede do duto. Comportamento devido a alteração da aceleração local próxima à parede do plano da contração. A velocidade u diminui na direção do centro do domínio, sendo que, na linha de centro ($r/d = 0$), a velocidade é nula. Quando não há rotação, a velocidade u é aproximadamente nula em todo o perfil e as flutuações são devidas aos efeitos turbulentos do escoamento. As curvas aumentam sua inclinação com o aumento da rotação, apresentando relativa simetria em relação à linha de centro (Fig. 5.59c).

Os perfis médios da velocidade radial, v são apresentados na Fig. 5.59d. Os perfis apresentaram relativa simetria em relação à linha de centro do domínio, apresentando valores nulos nessa posição ($r/d = 0$), como também na posição da superfície do duto ($r/d \pm 0,5$), e seus

valores máximos encontram-se compreendidos entre e a parede e linha de centro, decorrente do fluido forçado a entrar no duto de menor diâmetro. Os maiores valores da velocidade radial são encontrados na posição $r/d \approx \pm 0,43$, mesma posição dada pelas velocidades máximas da componente u . O caso sem rotação apresenta a maior magnitude e à medida que há o aumento da rotação, os valores máximos diminuem, justificado pela alteração da aceleração local próxima à parede da contração.

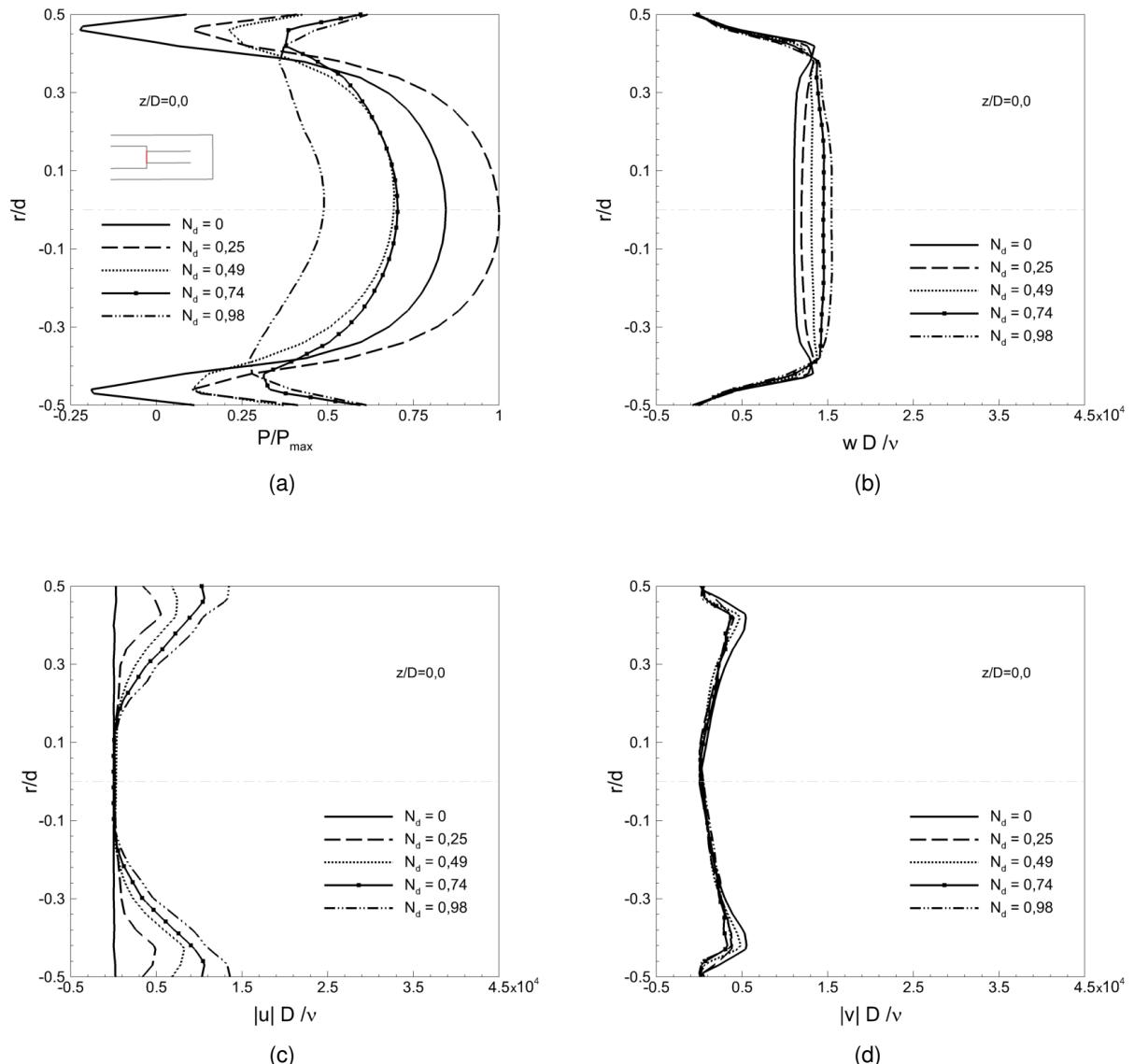


Figura 5.59: Perfis no plano da contração ($z/D = 0$) para a influência da rotação: (a) P/P_{max} , (b) w , (c) u e (d) v .

Na análise dos perfis médios de pressão na saída do bocal ($z/D = 2,0$), os casos onde a rotação encontra-se presente, a força centrífuga é responsável por induzir região de alta pressão

na superfície dos dutos e região de baixa pressão na região central do duto. Este efeito é potencializado à medida que a rotação é incrementada (Fig. 5.60a). A redução de pressão na região central do escoamento induz a um aumento de velocidade axial com o aumento da rotação, o que justifica os perfis apresentados nas Figs. 5.58a, 5.59b, 5.60b e 5.72a.

Ojo et al. (2014) estudando numericamente o escoamento em um duto com velocidade axial e rotação, em regime laminar, observou que a pressão é mínima no centro e máxima na parede do duto. Borges (2011) estudando o escoamento clássico de Taylor-Couette, onde o duto interno rotacionava e o duto externo era mantido estático, verificou que na região interna do duto interno, a pressão mínima encontra-se no centro do domínio, enquanto a pressão máxima encontra-se sobre a superfície do duto, corroborando o presente resultado. Também vale salientar que na natureza, escoamentos rotacionais, como ciclones e furações se originam devido às regiões de baixa pressão em seus centros.

Os perfis médios da velocidade axial na saída do bocal ($z/D = 2,0$) para as diversas rotações são apresentados na Fig. 5.60b. Com o aumento da rotação, há um aumento da velocidade na região central, onde os perfis tendem ao formato de uma parábola (FACCIOLO, 2006). Observam-se menores magnitudes de velocidade próximas à parede, quando comparadas ao caso sem rotação. Por se tratar de um escoamento turbulento, os perfis não apresentam total simetria em relação à linha de centro.

Para a velocidade média u na saída do bocal ($z/D = 2,0$), os valores máximos são registrados sobre a superfície do duto e são ligeiramente inferiores àqueles impostos, os quais são atribuídos por ser tratar de uma região de interface, ou seja, saída do bocal. Os valores diminuem em direção ao centro do duto e velocidade nula é obtida nesta posição (Fig. 5.60c).

Os perfis médios da velocidade radial v se apresentaram aproximadamente nulos, com flutuações devidas à natureza turbulenta do escoamento (Fig. 5.60d).

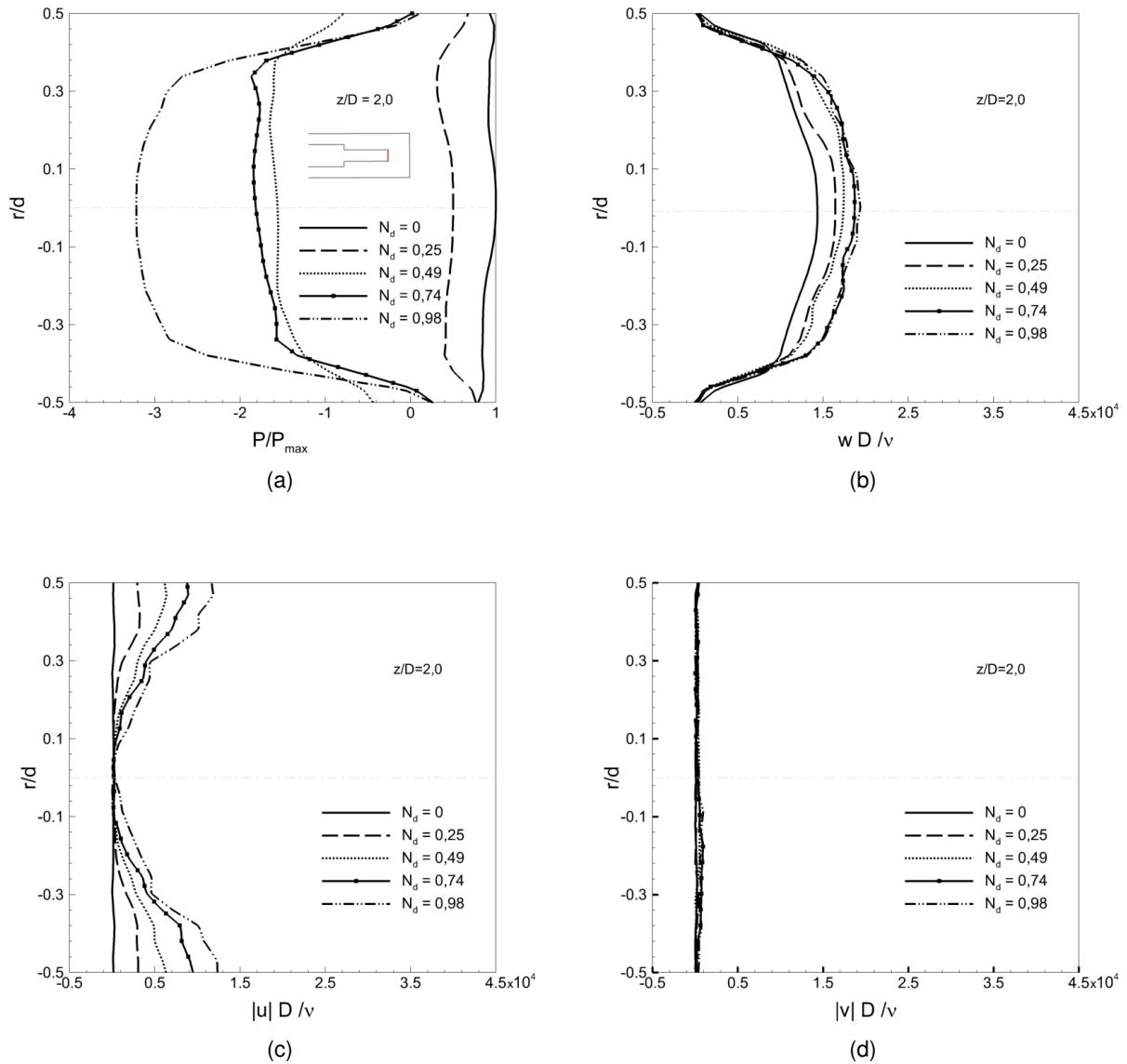


Figura 5.60: Perfis na saída do bocal ($z/D = 2$) para a influência da rotação: (a) P/P_{max} , (b) w , (c) u e (d) v .

Os perfis médios de u e v para as posições, $z/D = 2,75$ e $z/D = 2,97$, são apresentados na Fig. 5.61. Os perfis apresentados de u para $z/D = 2,75$ (Fig. 5.61a), apresentam valores menores do que os apresentados na saída do bocal (Fig. 5.60c), cujos valores máximos encontram-se mais próximos ao eixo axial do que exatamente sobre a posição da superfície do bocal, e com menor intensidade devido ao efeito de inércia. O contínuo afastamento da estrutura interna que rotaciona, reduz a magnitude da componente u , como mostrado na Fig. 5.61c, para a posição $z/D = 2,97$. Na superfície do fundo do poço, a velocidade é nula, devido à condição de não deslizamento.

Os perfis médios de v evidenciam um comportamento oposto ao encontrado para a componente u , para as mesmas posições. Próximo à superfície do fundo do poço, na posição $z/D = 2,97$, os maiores valores desta componente são encontrados (Fig. 5.61d). O jato, ao colidir com a parede do fundo do poço, se espalha na direção radial, onde a velocidade radial na posição central (direção do jato) é nula, há um aumento da magnitude desta componente na direção radial, atingindo valor máximo e na sequência uma redução até atingir novamente valor nulo, próxima à parede do poço.

Na posição $z/D = 2,75$, o aumento da rotação provocou um incremento das componentes de velocidade u e v . Já na posição $z/D = 2,97$, posição próxima à superfície do fundo de poço, esta observação não foi constatada, decorrente do fato que para altas rotações há uma maior expansão do jato, traduzindo em uma redução da velocidade localmente, o qual pode ser visualizado pelas linhas de corrente, detalhada na Fig. 5.63.

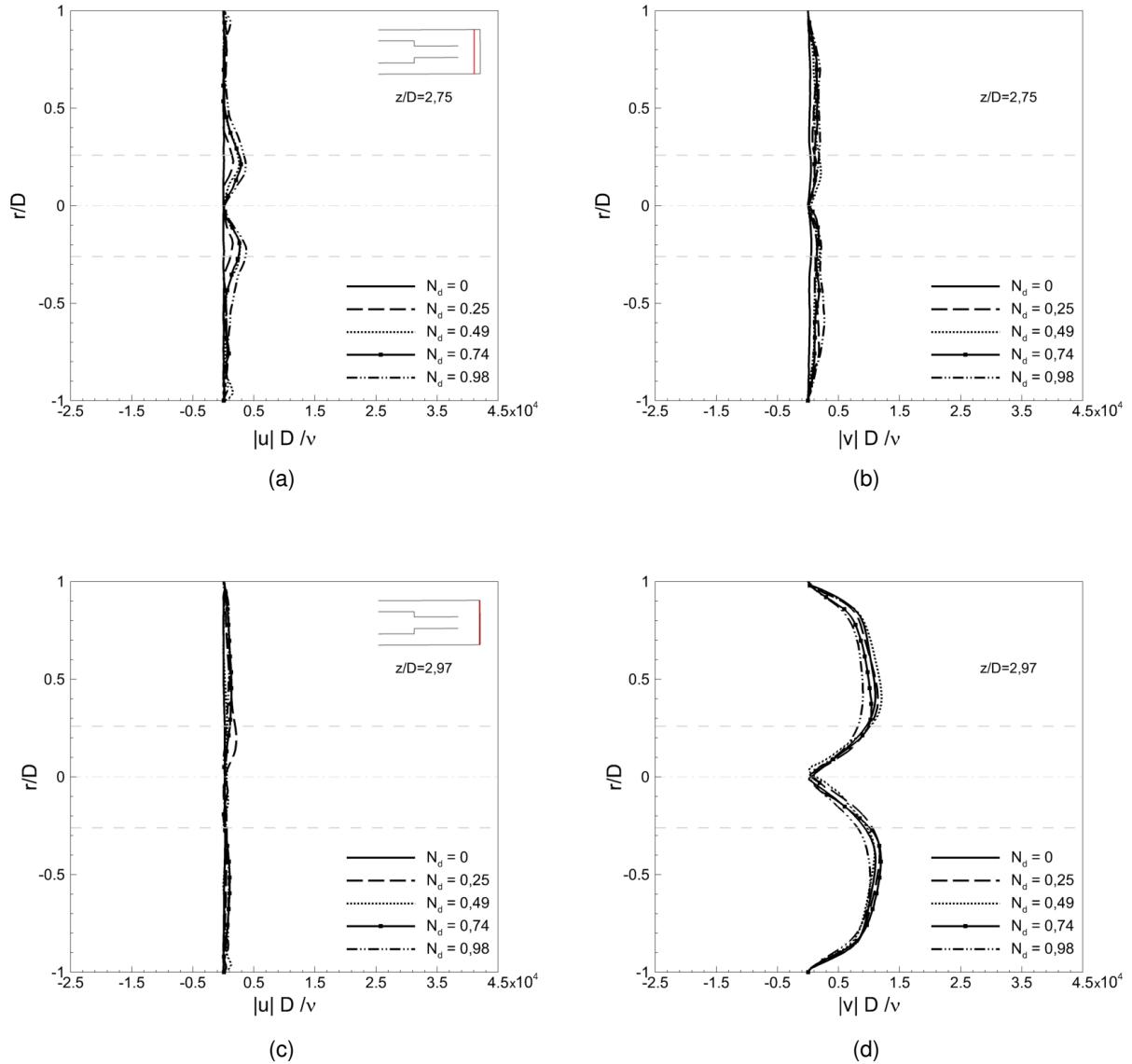


Figura 5.61: Perfis em diferentes posições no fundo do poço para a influência da rotação: (a) u - $z/D = 2,75$, (b) v - $z/D = 2,75$, (c) u - $z/D = 2,97$ e (d) v - $z/D = 2,97$.

Os perfis médios da velocidade axial w em diferentes posições entre o bocal e o fundo de poço são apresentados na Fig. 5.62. Na região central do perfil, o incremento da rotação aumentou a velocidade axial para os perfis analisados próximo à saída do bocal. Contudo, à medida que o fluido escoa em direção ao fundo do poço, as maiores rotações não apresentam as maiores velocidades, uma vez que o aumento da rotação faz com que as linhas de corrente se expandam rapidamente. Em modo geral, o fluido, ao se aproximar do fundo de poço, tem sua velocidade reduzida, até atingir valor nulo sobre a superfície do fundo do poço.

Como demonstrado pela Fig. 5.57, entre o fundo de poço e a saída do bocal, há a pre-

sença de uma estrutura toroidal e o escoamento ascendente encontra-se limitado a uma região estreita, próxima a parede externa, onde velocidade axial negativa é obtida. A velocidade negativa decorre do fluido escoar de forma ascendente com sentido contrário ao eixo de referência adotado. À medida que há o afastamento do fundo do poço, o escoamento ascendente não mais se encontra confinado em uma região estreita, a área de escoamento torna-se maior, sendo que, devido à conservação de massa, a velocidade decresce significativamente no espaço anular. No contínuo afastamento do fundo de poço, o fluido se adapta, ocupando todo o espaço anular.

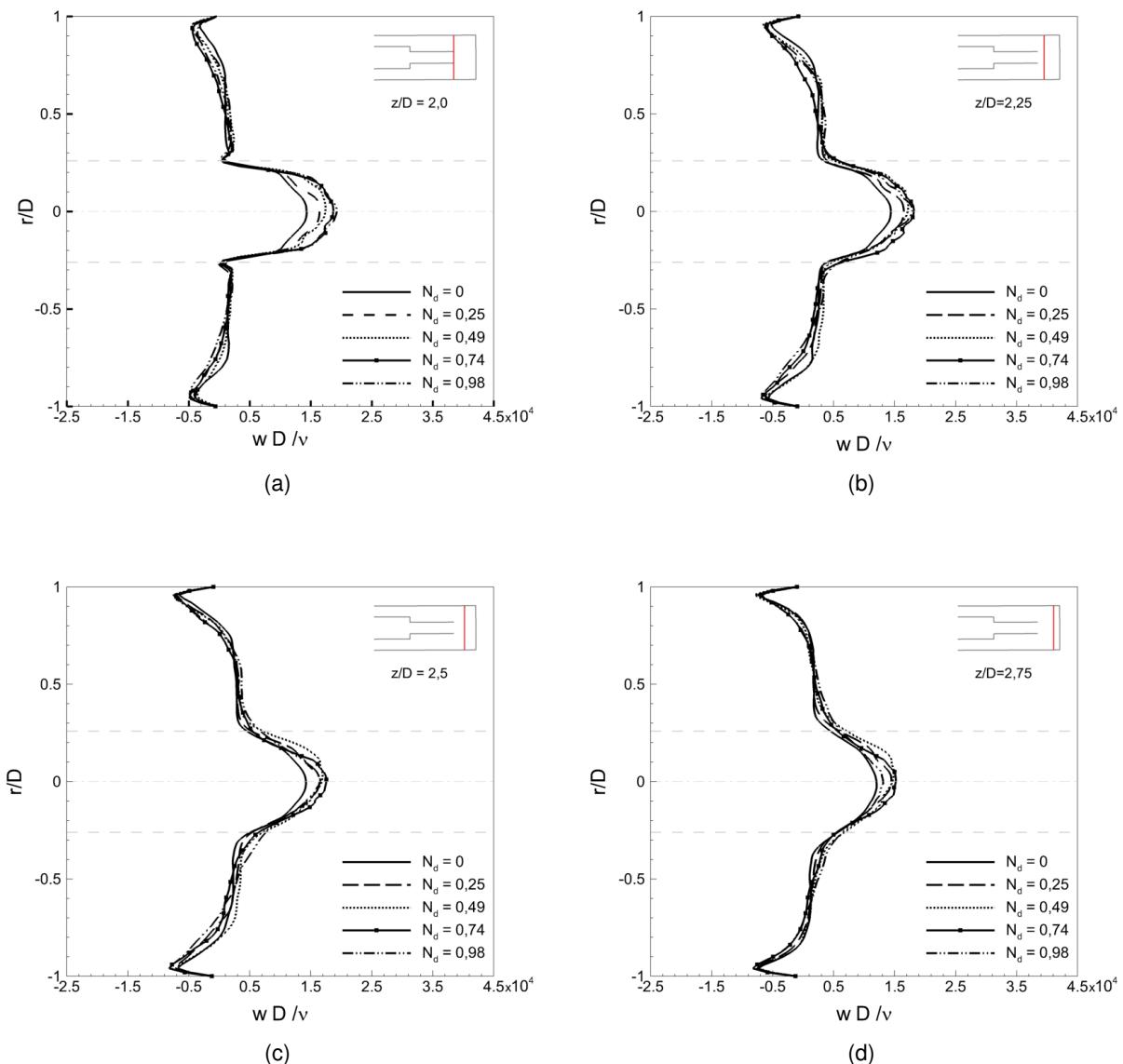


Figura 5.62: Perfis médios da velocidade axial w em todo o domínio para a influência da rotação: (a) $z/D = 2,0$, (b) $z/D = 2,25$, (c) $z/D = 2,5$ e (d) $z/D = 2,75$.

A existência de uma estrutura toroidal característica do problema é evidenciada na

Fig. 5.63. Verifica-se que, com o aumento de N_d , oscilações nas linhas de corrente tornam-se mais evidentes e há uma rápida expansão do fluido desde a saída do bocal, reduzindo assim a velocidade desta região, o que pode ser evidenciado pelo perfil da velocidade axial na linha de centro para o caso $N_d = 0,98$ dado pela Fig. 5.58a.

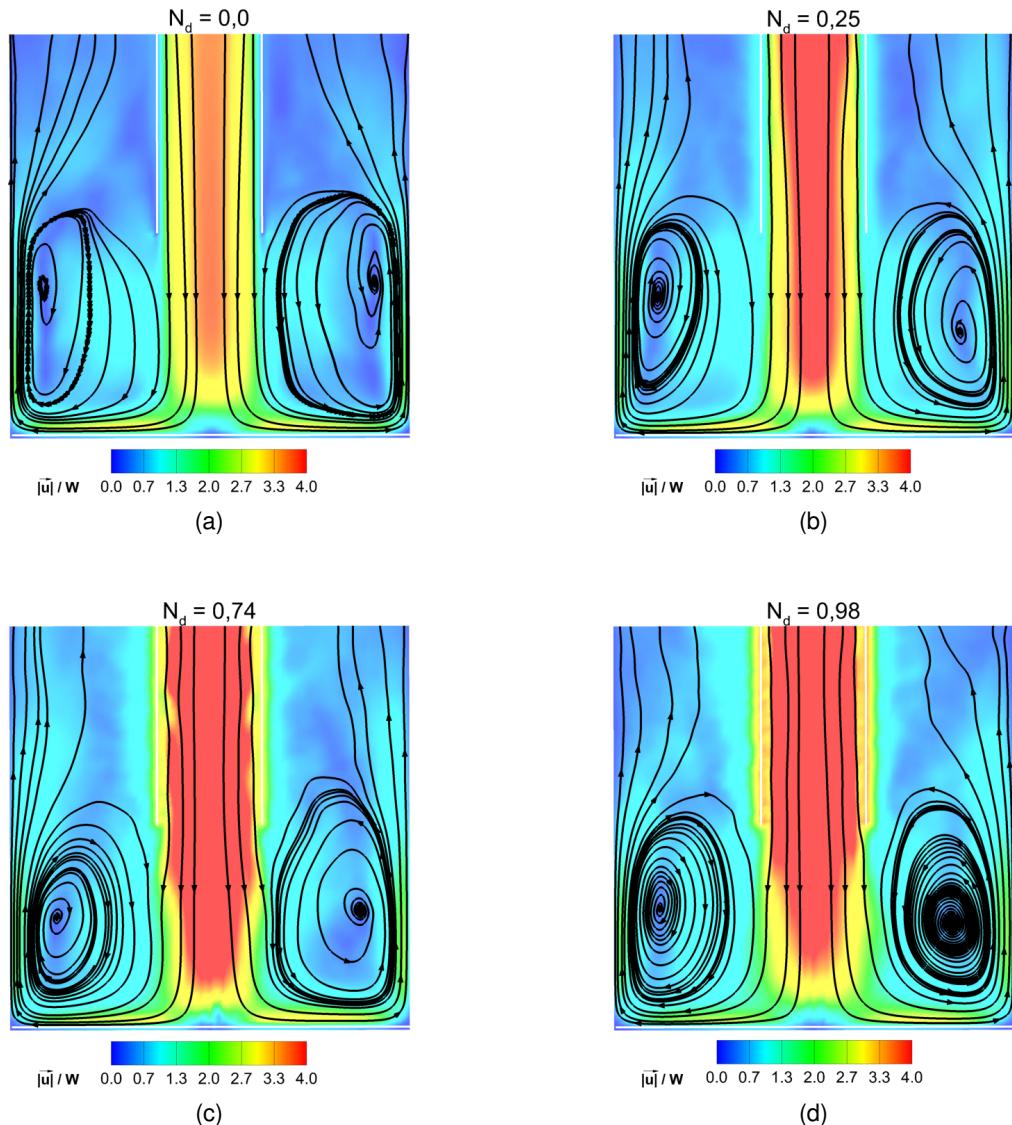


Figura 5.63: Efeito da rotação na recirculação: (a) $N_d = 0$, (b) $N_d = 0,25$, (c) $N_d = 0,74$ e (d) $N_d = 0,98$.

Os campos médios de pressão para os casos $N_d = 0, 0,25, 0,49, 0,74$ e $0,98$ são apresentados na Fig. 5.64. A força centrífuga devido à rotação altera o comportamento do campo de pressão, onde as maiores pressões estão na superfície do domínio interno, tanto a montante quanto a jusante da contração. Como a força centrífuga é maior na região a montante do que a jusante, as maiores pressões estão localizadas na região a montante da contração. O movimento

rotacional induz um campo de baixa pressão na região central do duto, sendo este efeito potencializado pelo aumento da rotação. Sobre a superfície impactada (fundo de poço), há um pico de pressão na direção do jato, na sequência, uma queda de pressão na direção radial e próximo à parede do poço há um leve incremento, fruto de uma região de estagnação do fluido.

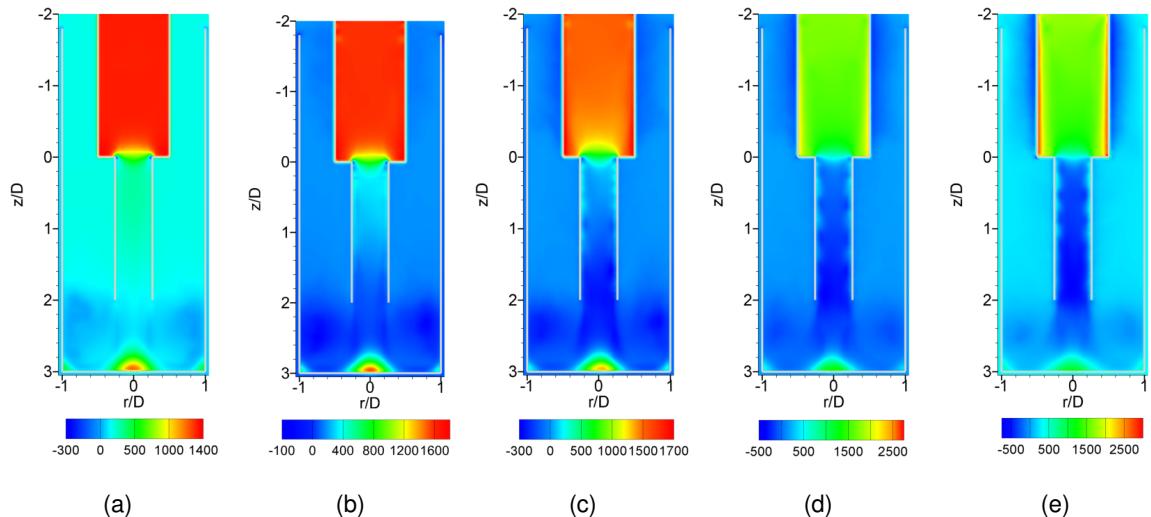


Figura 5.64: Campos médios de pressão (Pa) para a influência da rotação: (a) $N_d = 0$, (b) $N_d = 0,25$, (c) $N_d = 0,49$, (d) $N_d = 0,74$ e (e) $N_d = 0,98$.

Na Fig. 5.65 é apresentada a elevação tridimensional dos campos médios de pressão apresentado na Fig. 5.64, onde é observado claramente o efeito da rotação sobre a pressão. À medida que há o aumento da rotação, as maiores pressões se concentram sobre a superfície do duto e a região central apresenta baixa pressão. Também é possível observar principalmente na região a montante da contração, o aumento da inclinação da curva da pressão, aqui representada por um forte declívio da superfície, à medida que há o aumento da rotação.

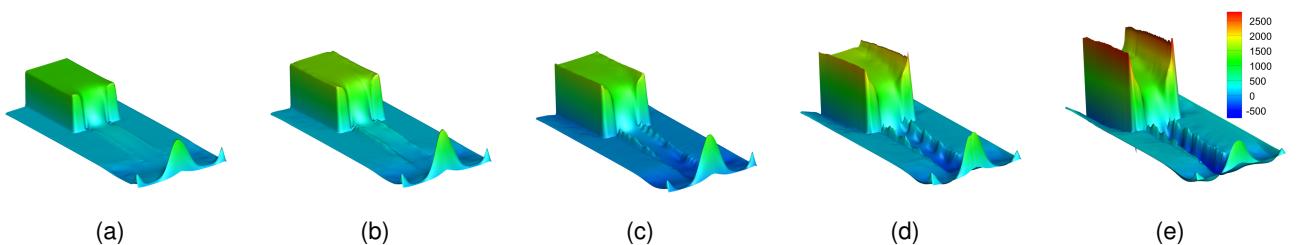


Figura 5.65: Relevo dos campos médios de pressão (Pa) para a influência da rotação: (a) $N_d = 0$, (b) $N_d = 0,25$, (c) $N_d = 0,49$, (d) $N_d = 0,74$ e (e) $N_d = 0,98$.

Na Fig. 5.66 é visualizado a elevação tridimensional dos campos médios de pressão

sobre o fundo de poço, normalizados pela pressão máxima. O pico central, devido à estagnação do fluido proveniente do bocal, apresenta maior intensidade e próxima à parede externa há também uma elevação da pressão, contudo com menor intensidade. O aumento da rotação não se traduziu em aumento do pico de pressão na região com jato, uma vez que, com o aumento da rotação, as linhas de corrente se expandem rapidamente após ser ejetado pelo bocal.

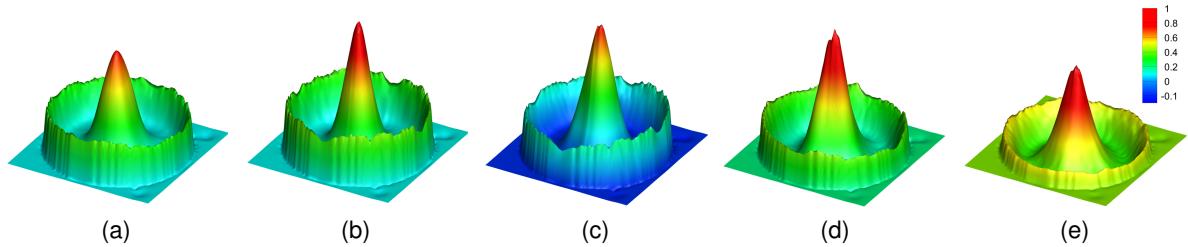


Figura 5.66: Relevo dos campos médios de pressão normalizados pela pressão máxima do fundo do poço ($z/D = 3,0$) para a influência da rotação: (a) $N_d = 0$, (b) $N_d = 0,25$, (c) $N_d = 0,49$, (d) $N_d = 0,74$ e (e) $N_d = 0,98$.

Na posição média entre a saída do bocal e o fundo de poço ($z/D = 2,5$), os perfis das flutuações da velocidade (u_{rms} , v_{rms} e w_{rms}) e da energia cinética turbulenta são apresentados na Fig. 5.67. A componente w_{rms} , apresentou valores mais elevados do que as componentes u_{rms} e v_{rms} , um vez que o escoamento principal ocorre na direção axial. A energia cinética turbulenta apresentou a mesma tendência das demais curvas. Em geral, na posição da parede do bocal, apresentam maiores valores e na região central do domínio, menores valores. Verifica-se que a magnitude das flutuações da velocidade e de energia cinética turbulenta aumenta com o incremento da taxa de rotação. Satake e Kunugi (2002) estudando numericamente o escoamento em um duto com escoamento axial e rotação, evidenciou o aumento das flutuações com o aumento da rotação. O aumento da magnitude de rms indica um maior nível de turbulência, nestas posições encontram-se presentes às regiões de alto cisalhamento.

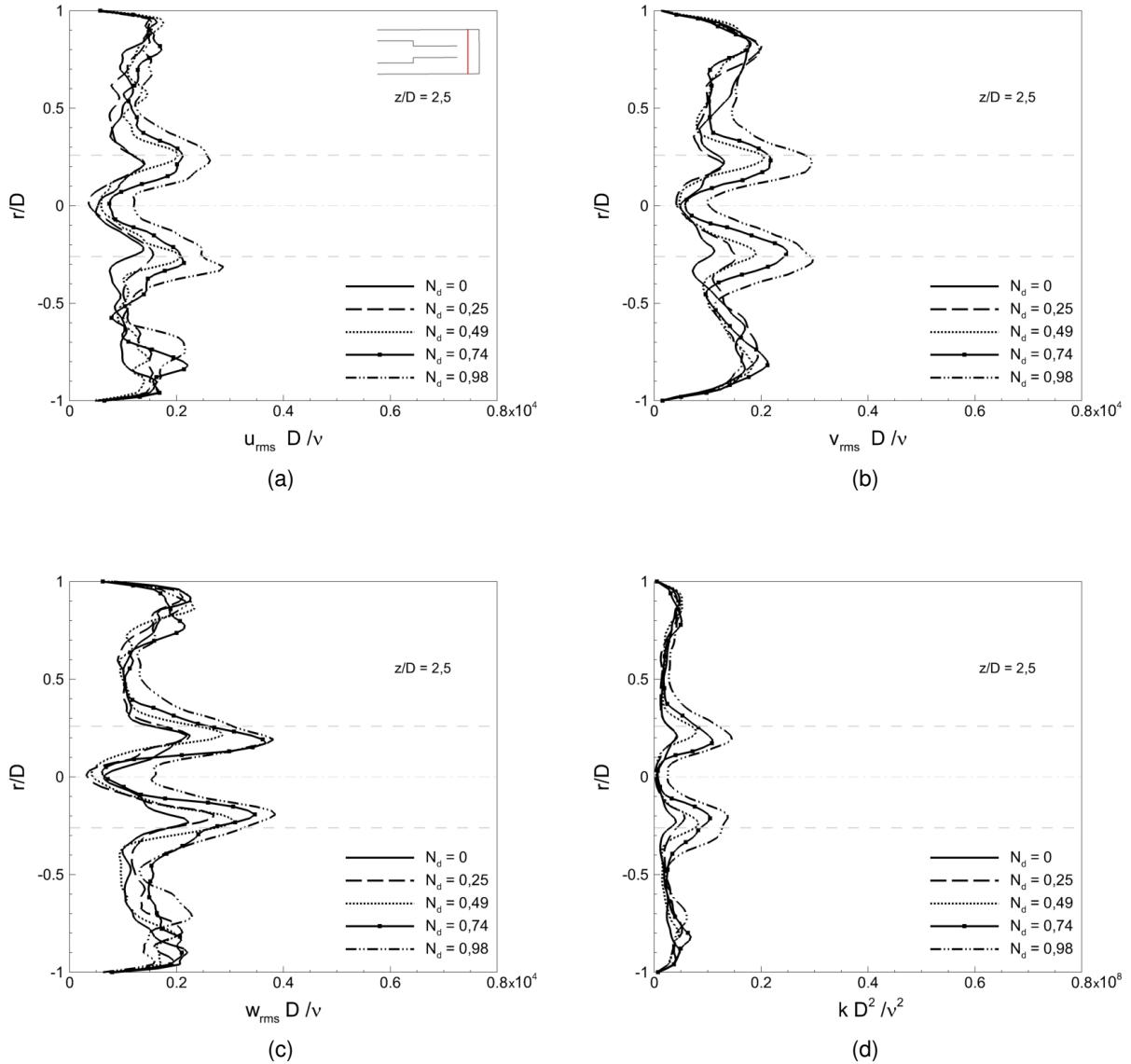


Figura 5.67: Perfis em $z/D = 2,5$ para a influência da rotação: (a) u_{rms} , (b) v_{rms} , (c) w_{rms} e (d) k .

Iso-superfícies dos campos instantâneos para as componentes de velocidade u , v e w no instante 10s, para o casos de $N_d = 0$ e $0,98$ são analisadas na Fig. 5.68. Para efeito de melhor visualização, as iso-superfícies em $z/D < 1$ no domínio externo foram ocultadas. Para o caso sem rotação, as iso-superfícies de u e v evidenciam as regiões do escoamento com maior intensidade, sendo elas, à medida que aproximam do plano da contração e no fundo de poço (Figs. 5.68a e 5.68b). Já para o caso com rotação, as iso-superfícies de u e v evidenciam a imposição do movimento rotacional da estrutura interna, bem como a inércia do movimento até o fundo do poço (Figs. 5.68d e 5.68e). A adaptação do escoamento desde a entrada do domínio até o plano de contração para o caso com rotação é observada pela iso-superfície de w (Fig. 5.68f).

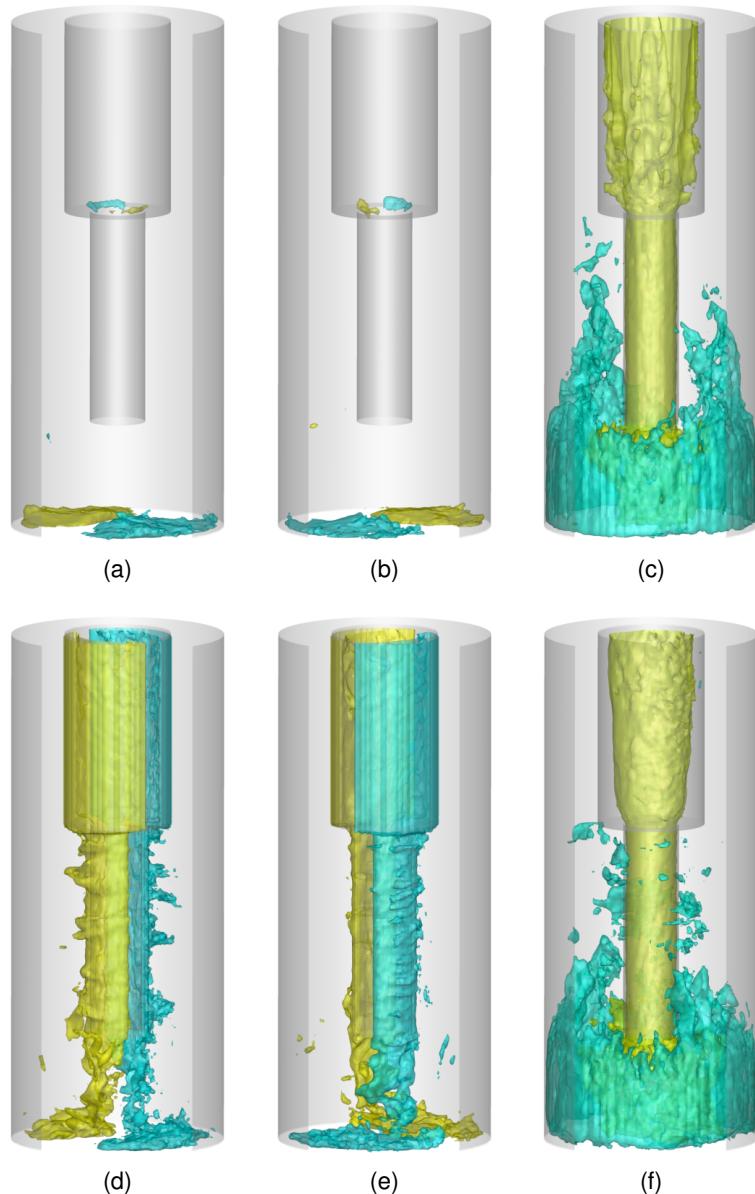


Figura 5.68: Iso-superfícies instantâneas em 10s para a influência da rotação: (a) $N_d = 0$ - $u = \pm 0,5\text{m/s}$, (b) $N_d = 0$ - $v = \pm 0,5\text{m/s}$, (c) $N_d = 0$ - $w = \pm 0,35\text{m/s}$, (d) $N_d = 0,98$ - $u = \pm 0,5\text{m/s}$, (e) $N_d = 0,98$ - $v = \pm 0,5\text{m/s}$ e (f) $N_d = 0,98$ - $w = \pm 0,35\text{m/s}$.

Iso-superfícies dos campos instantâneos do critério Q, no instante 10s, para os casos de $N_d = 0, 0,49, 0,74$ e $0,98$ são analisadas na Fig. 5.69. O critério Q tem sido utilizado para identificar estruturas turbinhonianas nos escoamentos. A utilização de LES no presente trabalho possibilitou identificar padrões espirais no domínio interno a jusante da contração. À medida que a rotação é incrementada, verifica-se que as estruturas inclinam-se progressivamente na direção tangencial. Os ângulos θ formados entre as estruturas e a direção tangencial para os casos: $N_d = 0,49, 0,74$ e $0,98$, são aproximadamente: $64^\circ, 60^\circ$ e 54° , como exemplificado na Fig. 5.70a. De posses desses ângulos e do diâmetro das estruturas, $d_E \approx 0,10\text{m}$, os comprimentos de onda para os

supracitados casos são: 0,82, 0,63 e 0,55m. No domínio externo, à medida que há o aumento da rotação, maior quantidade de estruturas turbinhônicas encontram-se presentes, tanto no fundo do poço, quanto do lado externo do bocal. As iso-superfícies do critério Q foram coloridas pelo módulo do vetor velocidade $|\vec{u}|$.

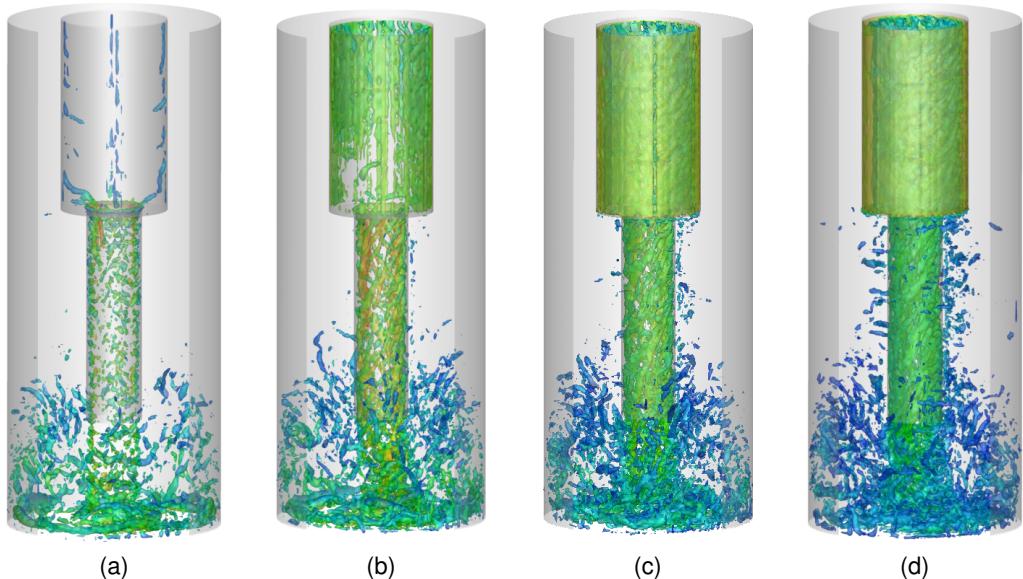


Figura 5.69: Iso-superfícies instantâneas de $Q = 200\text{s}^{-1}$ e 10s para a influência da rotação: (a) $N_d = 0$, (b) $N_d = 0,49$, (c) $N_d = 0,74$ e (d) $N_d = 0,98$.

O detalhamento das iso-superfícies do critério Q na região do bocal é apresentado na Fig. 5.70, onde são comparados os casos $N_d = 0,49$ e $0,98$. À medida que há o aumento da rotação, torna-se evidente a alteração na inclinação das estruturas, evidenciando assim, o efeito da rotação sobre o escoamento axial. Há também um aumento da quantidade de estruturas e elas tornam-se mais espessas com o aumento da rotação, indicando um aumento do grau de turbulência. Na região externa ao bocal, maior quantidade de estruturas turbinhônicas é identificada com o aumento da rotação. Poncet et al. (2014) estudou numericamente o escoamento de Taylor-Couette-Poiseuille, utilizando LES, considerando diferentes rotações e Re , concluindo que a inclinação das estruturas, tende à direção tangencial, com o aumento da rotação, corroborando o presente resultado.

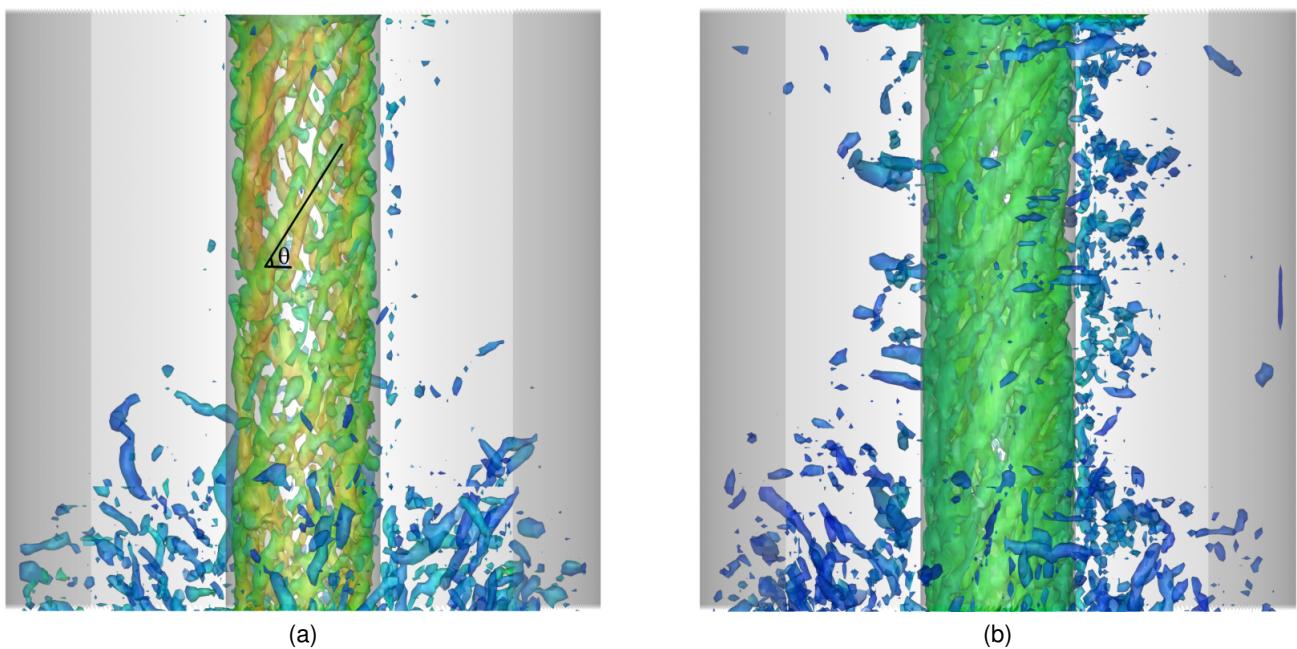


Figura 5.70: Detalhe das iso-superfícies instantâneas na região do bocal, considerando $Q = 200\text{s}^{-1}$ e 10s para a influência da rotação: (a) $N_d = 0,49$ e (b) $N_d = 0,98$.

Os campos de viscosidade turbulenta, visualizado através de iso-superfícies, para as diferentes rotações, no instante 10s, são apresentados na Fig. 5.71. As iso-superfícies de viscosidade turbulenta são dadas pelo valor de $4\times$ a viscosidade cinemática molecular. Como os escoamentos turbulentos ocorrem para um valor fixo de Re , à medida que se há o incremento da velocidade de rotação, as instabilidades dinâmicas tornam-se mais intensas.

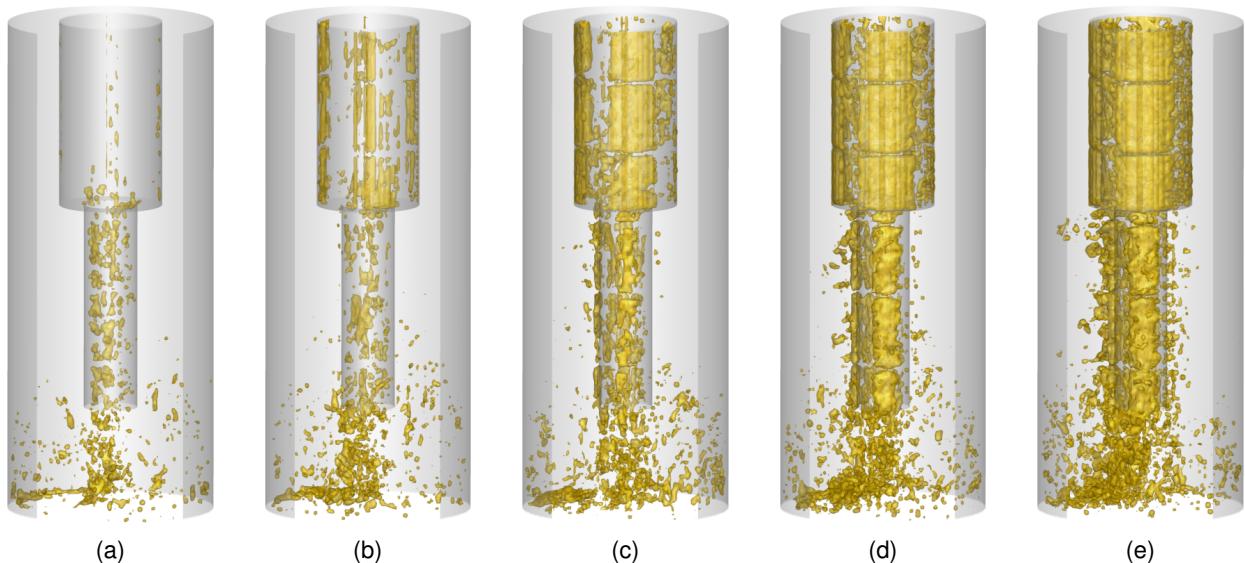


Figura 5.71: Iso-superfícies instantâneas da viscosidade turbulenta, considerando $v_t/v = 4$ e 10s para a influência da rotação: (a) $N_d = 0$, (b) $N_d = 0,25$, (c) $N_d = 0,49$, (d) $N_d = 0,74$ e (e) $N_d = 0,98$.

O comportamento turbulento do escoamento é também evidenciado por sondas numéricas da velocidade axial posicionadas na saída do bocal na linha de centro do domínio (Fig. 5.72a). A partir do regime estatisticamente estacionário ($t > 2,5\text{s}$), os dados são utilizados para calcular o espectro de energia cinética turbulenta. A transformada rápida de Fourier (FFT) foi aplicada ao sinal das flutuações da velocidade axial e expressa em escala logarítmica para os casos $N_d = 0, 0,25, 0,49, 0,74$ e $0,98$, nas Figs. 5.72b, 5.72c, 5.72d, 5.72e e 5.72f.

Como referência, uma reta com inclinação de $-5/3$, oriunda da *lei de Kolmogorov* é utilizada juntamente com os espectros de energia cinética turbulenta. Sabe-se que esta lei é baseada na teoria elaborada para turbulência desenvolvida isotrópica. Por outro lado, os escoamentos em análise no presente trabalho apresentam alto nível de anisotropia devido aos efeitos de rotação. Observa-se que à medida que aumenta a rotação, há um distanciamento entre as curvas e a energia cinética turbulenta se distribui sobre todas as escalas que compõem o espectro capturado pelas simulações.

Padilla (2004) estudando a convecção mista em cilindros concêntricos horizontais, onde o cilindro interno apresentava rotação e utilizando a modelagem sub-malha dinâmica, verificou através de sondas numéricas, o mesmo comportamento, onde, à medida que houve o aumento da velocidade de rotação, o espectro de energia cinética turbulenta apresentou inclinação cada vez menos pronunciada, corroborando o presente trabalho.

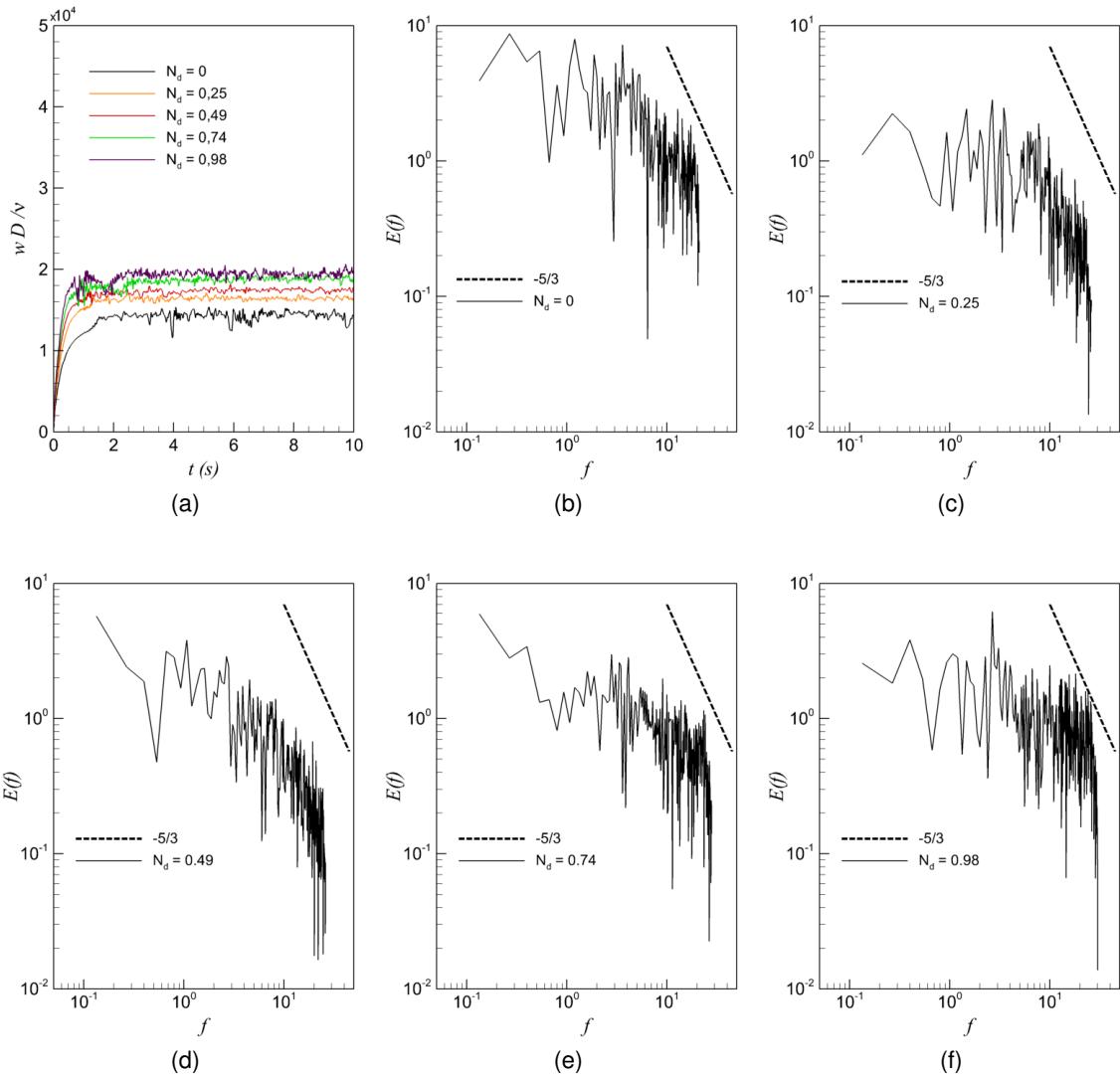


Figura 5.72: Sondas temporais e espectros da energia cinética turbulenta ($z/D = 2,0$ e $r/D = 0,0$) para a influência da rotação: (a) w , (b) $E(f)$ - $N_d = 0$, (c) $E(f)$ - $N_d = 0,25$, (d) $E(f)$ - $N_d = 0,49$, (e) $E(f)$ - $N_d = 0,74$ e (f) $E(f)$ - $N_d = 0,98$.

5.4.5 Força de impacto

Uma das informações de interesse na indústria de petróleo é a força de impacto, uma vez que este parâmetro de processo, dentre outros, pode influenciar na taxa de penetração. Experimentalmente a força de impacto é obtida pela integração do campo do pressão sobre a superfície impactada, o que pode ser traduzido pela seguinte equação:

$$F_{fp} = \int_A P(\vec{k} \cdot d\vec{A}), \quad (5.12)$$

onde F_{fp} é a força de impacto, P é a pressão média e A é a área impactada. Santos (2014) utilizou

esta equação na obtenção da força de impacto no campo experimental e no campo numérico Figueiredo et al. (2013) e Figueiredo (2014) utilizaram o mesmo procedimento para obter a força de impacto.

No presente trabalho, devido à utilização do método da fronteira imersa, a força de impacto pode-se ser obtida diretamente, uma vez que a Eq. (4.17) fornece a força volumétrica necessária para impor a condição de contorno do fundo do poço ($u_{iIBM} = 0$) e a somatória desta força em todos os pontos lagrangianos que representam a superfície do fundo do poço, multiplicada pela massa específica, resulta naturalmente na força de impacto. Assim, esta equação pode-se ser reescrita da seguinte forma:

$$F_{fp-i} = \sum_{ki=1}^{np} F_{ki} = \sum_{ki=1}^{np} \rho \left(\frac{u_{iIBM} - u_{ki}^*}{\Delta t} \right), \quad (5.13)$$

onde F_{fp-i} é a força de impacto na direção i e np é o número total de pontos lagrangianos que representam o fundo do poço.

Os resultados das componentes da força lagrangiana, F_x para direção x , F_y para direção y e F_z para direção z são utilizados para obtenção do módulo da força lagrangiana, dada por:

$$F_{fp} = \sqrt{F_x^2 + F_y^2 + F_z^2}, \quad (5.14)$$

5.4.5.1 Validação da força de impacto

O resultado numérico de Figueiredo et al. (2013) e experimental de Santos (2014) foram comparados com os presentes resultados. O primeiro apresenta mesmo número de Reynolds e razão de contração do presente trabalho. Já o segundo, o trabalho de experimental de Santos (2014), apresenta o mesmo número de Reynolds, contudo uma razão de contração ligeiramente superior, $\beta = 2,0$. O incremento de β , aumenta a velocidade média da saída do bocal, consequentemente a força de impacto também é aumentada. Objetivando comparar os resultados com diferentes razões de contração, faz-se uso da correlação de Figueiredo (2014), que avalia a força de impacto em função do diâmetro do bocal, dado pela Eq. (5.15):

$$F_{fp} = Cd^{-1,9}, \quad (5.15)$$

onde C é uma constante de ajuste e d é o diâmetro do bocal. Utilizando a definição de razão de contração, $\beta = D/d$ e aplicando esta na Eq. (5.15), a qual pode ser reescrita como:

$$F_{fp} = C \left(\frac{D}{\beta} \right)^{-1.9}, \quad (5.16)$$

De posse da Eq. (5.16) é possível comparar os resultados com diferentes razões de contração, mantendo constante o Re_d .

Na validação, as simulações foram realizadas considerando $Re_d = 7.208$ o qual é comparado com Figueiredo et al. (2013) e $Re_d = 40.028$ o qual é comparado com Santos (2014). O comportamento flutuante da força de impacto ao longo do tempo encontra-se em concordância com os resultados experimentais de Momber (1998) e numérico de Maneira (2013), sendo que as flutuações são devidas ao próprio escoamento turbulento (Fig. 5.73), evidenciando uma expressiva amplificação das instabilidades, tanto na frequência quanto na amplitude. Para efeito do cálculo da força de impacto, apenas o regime estatisticamente estacionário é considerado. Para o caso de $Re_d = 7.208$ a estatística dos dados ocorreu no intervalo de 4 a 10s. Já para $Re_d = 40.028$, a estatística ocorreu no intervalo de 8,5 a 14s.

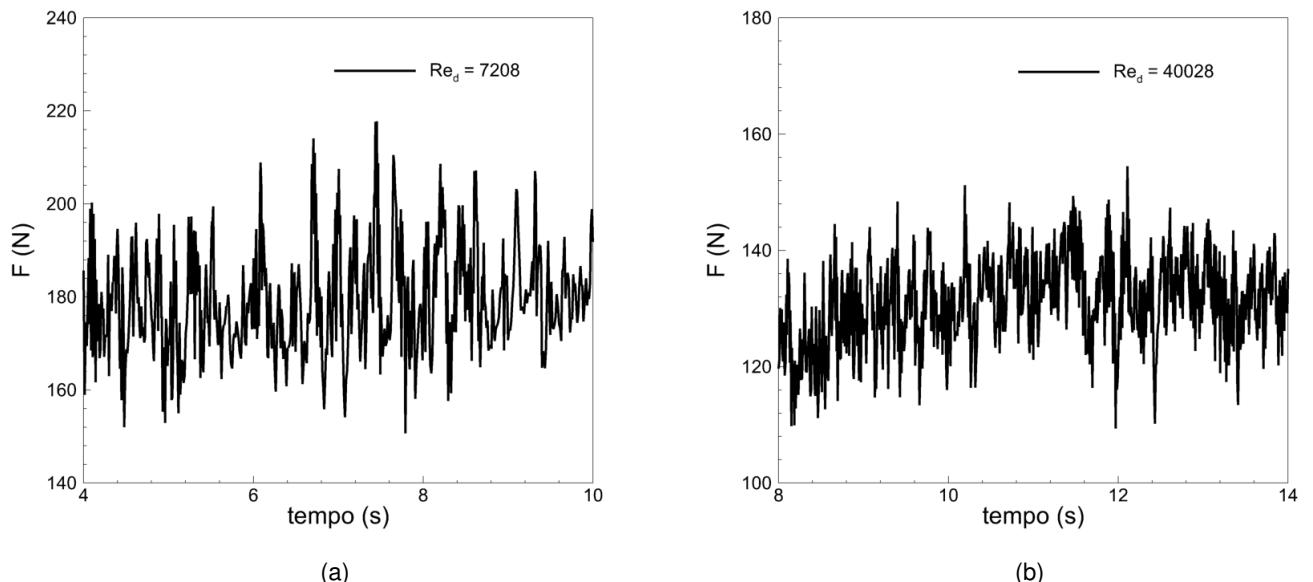


Figura 5.73: Força de impacto ao longo do tempo: (a) $Re_d = 7.208$ e (b) $Re_d = 40.028$.

Na Tab. 5.3 são apresentados os resultados médios da força de impacto juntamente com seus respectivos desvios padrões, do presente trabalho, os quais foram comparados com

os resultados da literatura. Como anteriormente mencionado, para o caso de $Re_d = 40.028$, foi necessária a correção do resultado da referência, através da utilização dada pela Eq. (5.16). Os erros percentuais ficaram abaixo de 1,4%. No trabalho de Santos (2014), além do resultado experimental, o valor da força de impacto foi calculado numericamente, apresentando um erro de 1,27%. Já no presente trabalho, o erro dado pela Eq. (5.17), foi de 1,24%, valor este aproximado ao do referido trabalho de referência, indicando que o cálculo da força de impacto via utilização da força lagrangiana, dado pela Eq. (5.13), mostrou-se uma alternativa ao cálculo a partir do campo de pressão.

Tabela 5.3: Comparação da força de impacto entre os presentes resultados e a literatura.

ρ (kg/m ³)	Re_d	F_{fp} (N) Presente	F_{fp} (N) Referência	$\beta = \frac{D}{d}$	F_{fp} (N) (Eq. 5.16) Referência mod.	Erro (%)
1200,00	7.208	$179,7 \pm 11,6$	177,2 (FIGUEIREDO, 2014)	1,92	177,2	1,40
998,28	40.028	$132,1 \pm 7,2$	144,5 (SANTOS, 2014)	2,00	133,7	1,24

onde a definição do erro percentual é dada por:

$$erro(\%) = \left| \frac{(f_{fp})_{presente} - (f_{fp})_{ref-mod}}{(f_{fp})_{presente}} \right| \times 100, \quad (5.17)$$

5.4.5.2 Influência da vazão volumétrica e rotação na força de impacto

A influência das diversas vazões volumétricas e rotações (Tab. 5.2) na força de impacto é detalhada na Tab. 5.4. O aumento da vazão volumétrica refletiu em uma maior pressão de estagnação sobre a superfície impactada (Figs. 5.44b e 5.53) e consequentemente no aumento da força de impacto. O aumento da rotação apresentou comportamento distinto ao da vazão volumétrica. Embora houve aumento da magnitude da velocidade axial na saída do bocal (Fig. 5.60b) com o incremento da rotação, para maiores valores de N_d , o fluido expande-se rapidamente desde a saída do bocal até o fundo de poço (Fig. 5.63), reduzindo assim a velocidade desta região e refletindo assim em uma menor força de impacto.

Tabela 5.4: Influência da vazão volumétrica e rotação na força de impacto.

Re_d	N_d	$ F_{fp} $ (N)
7.208		$179,7 \pm 11,6$
10.196		$339,1 \pm 16,5$
11.555		$416,8 \pm 22,9$
12.358		$463,3 \pm 23,7$
15.448		$629,1 \pm 39,0$
19.279		$747,5 \pm 88,5$
7.208	0,25	$190,7 \pm 9,2$
7.208	0,49	$171,7 \pm 11,1$
7.208	0,74	$96,5 \pm 24,8$
7.208	0,98	$47,2 \pm 30,0$

Os resultados da influência da vazão na força de impacto foram comparados com os resultados numéricos de Figueiredo (2014), onde houve concordância entre os trabalhos (Fig. 5.74a). Foi observada uma linha de tendência polinomial quadrática, com o parâmetro de regressão *R-quadrado* a 0,997. Nos trabalhos de Figueiredo et al. (2013), Figueiredo (2014) e Maneira (2013) a força de impacto encontrada é proporcional ao quadrado da vazão, o que corroborou o presente resultado.

Para a influência da rotação na força de impacto, os resultados evidenciam que o valor máximo obtido da força de impacto foi para a condição $N_d = 0,25$, a partir deste valor a força de impacto decresceu com o aumento da rotação, fruto da rápida expansão do fluido desde a saída do bocal até o fundo do poço.

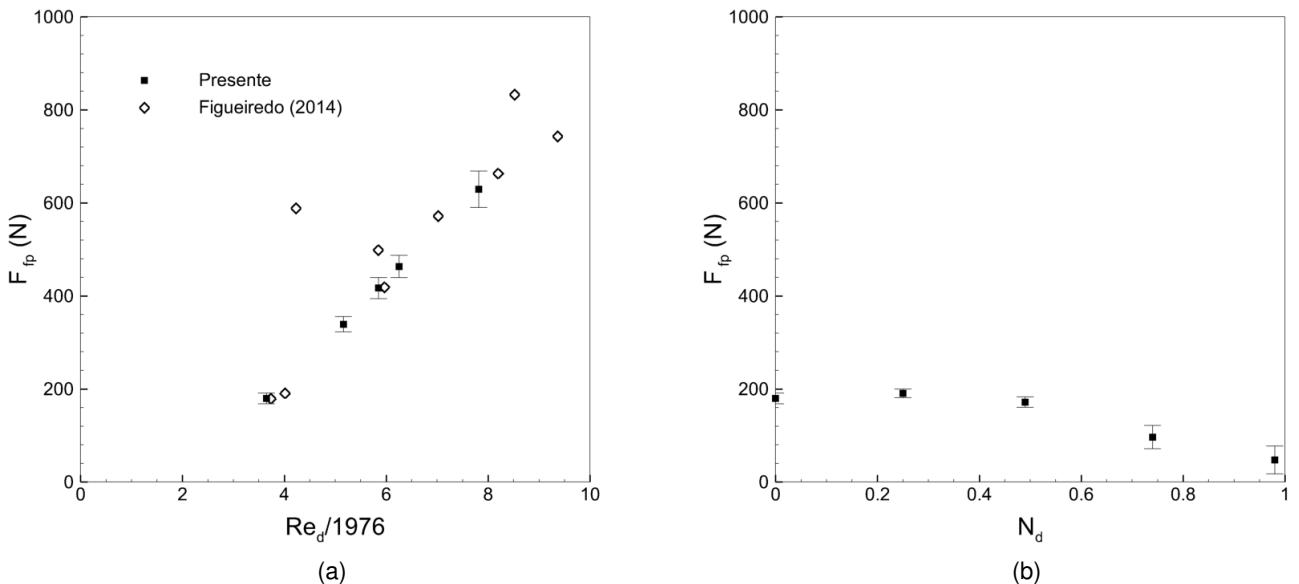


Figura 5.74: Força de impacto: (a) influência da vazão volumétrica e (b) influência da rotação.

Bourgoine Jr et al. (1986) propôs uma forma de calcular a força de impacto através da aplicação da equação de Bernoulli entre duas seções, sendo a primeira antes da ejeção e a segunda após o bocal. A avaliação da força de impacto na saída do bocal não reflete a força de impacto real sobre o fundo do poço, por não levar em consideração a distância do bocal até o fundo do poço, desta forma, não é adequada para comparação com as simulações do presente trabalho, como demonstrado no trabalho numérico de Figueiredo (2014) e experimental de Santos (2014). Segundo Santos (2014), o aumento da distância entre o bocal e o fundo do poço tende a uniformizar a pressão sobre a superfície do fundo do poço, devido à diminuição da parcela referente à pressão dinâmica do fluido. Deve-se acrescentar à conclusão deste trabalho que, quanto maior a distância entre o bocal e o fundo do poço, haverá maior transferência de quantidade de movimento entre as partículas de fluido, modificando assim a intensidade do jato que colide com o fundo do poço, o que justificaria a uniformização do campo de pressão sobre a superfície do fundo do poço.

5.4.6 Aspectos computacionais

Para o problema descrito na Seção 5.4 foi realizado o teste de *speedup*. Neste teste, foram realizados 1000 iterações no tempo e verificado o tempo necessário para executar a tarefa em função do número de processadores. O ganho em tempo de processamento devido ao aumento no número de processadores é apresentado na Fig. 5.75, onde foi obtido o menor tempo para o caso de 32 processadores. Assim, todas as simulações utilizaram a mesma quantidade de processadores, minimizando assim o tempo gasto para cada simulação. Embora haja menor custo computacional com o aumento do número de núcleos, este ganho não foi linear devido ao fato de que a malha lagrangiana que representa a geometria do problema ainda não se encontra paralelizada, sendo que todas as partições do domínio euleriano acessam todos os pontos da malha lagrangiana, não apenas aqueles que estão contidos na partição de interesse, sendo necessária sua paralelização para um melhor desempenho do código, quando a fronteira imersa é empregada.

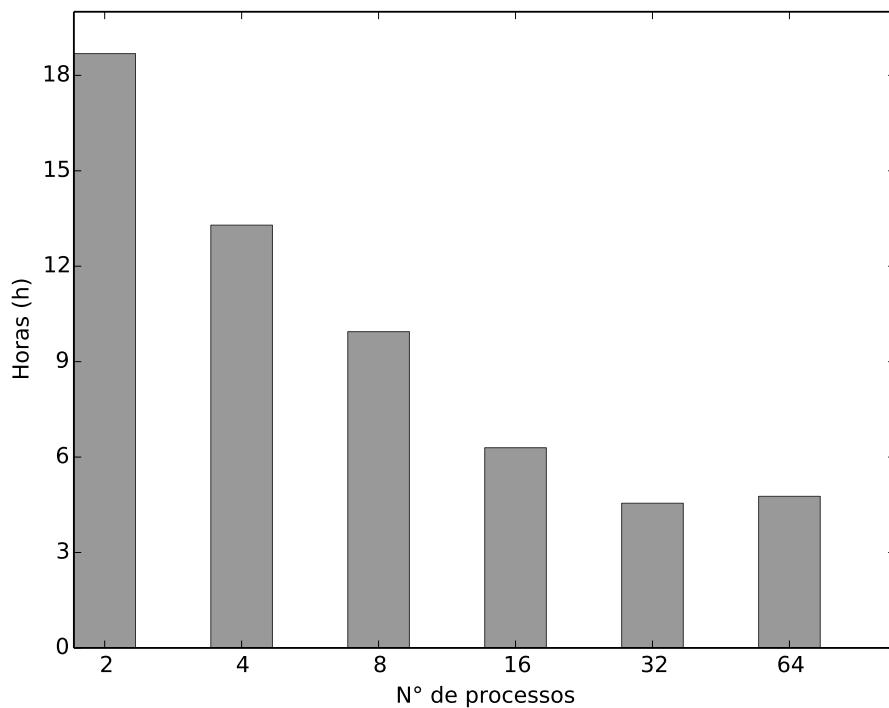


Figura 5.75: Ganho em tempo de processamento em função do número de processadores para o problema do fundo de poço.

5.5 Dinâmica das partículas

A dinâmica de seis mil e quarenta esferas com densidade, $\rho = 2.550\text{kg/m}^3$ e diâmetro, $d_p = 1,0\text{mm}$, cuja as propriedades físicas foram obtidas e aproximadas do trabalho de Júnior (2005), considerando o acoplamento de *uma via*, para o caso $N_d = 0,98$, descrito na Tab. 5.2, foi investigada. Nessa simulação, as partículas foram liberadas a partir do instante $t_0 = 2,5\text{s}$, no qual o regime estatisticamente estacionário encontra-se estabelecido, na região da parede do poço, próxima ao fundo do poço, inicialmente uniformemente distribuídas, sendo que a injeção de partículas não foi realizada de forma contínua.

Quanto às condições de contorno das partículas, quando se encontram na posição da parede do poço, são consideradas aderidas à parede e suas velocidades são nulas (condição de não deslizamento), não sendo admitidas colisões elásticas nessa simulação. As partículas que atingem a região próxima à saída do domínio, foram excluídas do cálculo. A velocidade do fluido interpolada na posição da partícula foi obtida pela estrutura já implementada no método da fronteira imersa, onde as interpolações ocorreram utilizando o método MLS.

O número de Stokes (S_{tk}) é definido como a razão entre o tempo de relaxação da partícula (τ_p) e o tempo característica do escoamento (τ), assim, $S_{tk} = \tau_p/\tau$. O tempo de relaxação da partícula pode ser interpretado como o tempo que uma partícula precisa para responder à mudança súbita na velocidade do fluido, $\tau_p = m_p/3\pi\mu d_p = \rho_p d_p^2/18\mu$. O tempo característico do escoamento é definido pela razão entre uma dimensão e a velocidade característica do problema, $\tau = D_T/W_d$. Desta forma, a expressão para o número de Stokes é dada por:

$$S_{tk} = \tau_p W_d / D_T, \quad (5.18)$$

Nessa simulação, o tempo de relaxamento apresenta o valor de $\tau_p = 0,002361$ e o número de Stokes apresenta o valor de $S_{tk} = 0,003273$. Como apresentado no presente caso, quando $S_{tk} < 1$, o deslocamento da partícula tende a seguir o escoamento do fluido. Salvo (2012) reportou em seu trabalho que quanto menor o número de Stokes, maior deverá ser a importância das flutuações de velocidade em seu comportamento. O presente caso em análise, $N_d = 0,98$, caso com a maior rotação, apresenta as maiores magnitudes das flutuações de velocidade, desta forma, apresenta-se ser o caso mais crítico para perfuração rotativa, aqui estudada.

5.5.1 Análise da trajetória das partículas

As Figs. 5.76 e 5.77 trazem uma série de imagens, retiradas em instantes diferentes, do escoamento das partículas, evidenciando o comportamento dinâmico das mesmas. Na primeira, Fig. 5.76, é apresentada apenas a dinâmica das partículas ao longo de tempo. Já na segunda, Fig. 5.77, iso-superfícies são utilizadas para evidenciar a ação do jato, através da velocidade axial $w = 1,0\text{m/s}$, juntamente com linhas de corrente, coloridas pela velocidade axial, onde é evidenciada a presença da estrutura toroidal no fundo do poço. Adicionalmente, as partículas foram também inseridas nas imagens, para uma análise completa. Os mesmos instantes de tempo foram utilizados para ambas as análises, assim, uma complementa a outra. A atenção é dada na região de interesse, o fundo do poço.

Como anteriormente mencionado, as partículas são liberadas no instante de tempo $2,5\text{s}$, onde já se encontra formada a recirculação no fundo do poço, recirculação esta evidenciada pelas Figs. 5.50 e 5.63. Na região onde as partículas são liberadas, próxima à parede externa, há um canal estreito por onde o fluido escoa em um movimento ascendente e as partículas contornam esta estrutura, demonstrado entre os tempos $t = 2,5\text{s}$ a $t = 3,3\text{s}$. Ao atingir o topo da estrutura, uma parcela das partículas continua a ascender, em direção ao canal anular, entretanto, outra parcela, encontra-se confinada ao movimento da recirculação, sendo deslocadas em direção ao jato e na sequência, ao fundo de poço, demonstrado entre os tempos $t = 3,5\text{s}$ a $t = 4,5\text{s}$. Com o contínuo avanço temporal do escoamento, as partículas se distribuem em todo o fundo de poço, não mais apresentando regiões concentradas de partículas, sendo carreadas em direção ao canal anular, demonstrado entre os tempos $t = 5,5\text{s}$ a $t = 7,5\text{s}$.

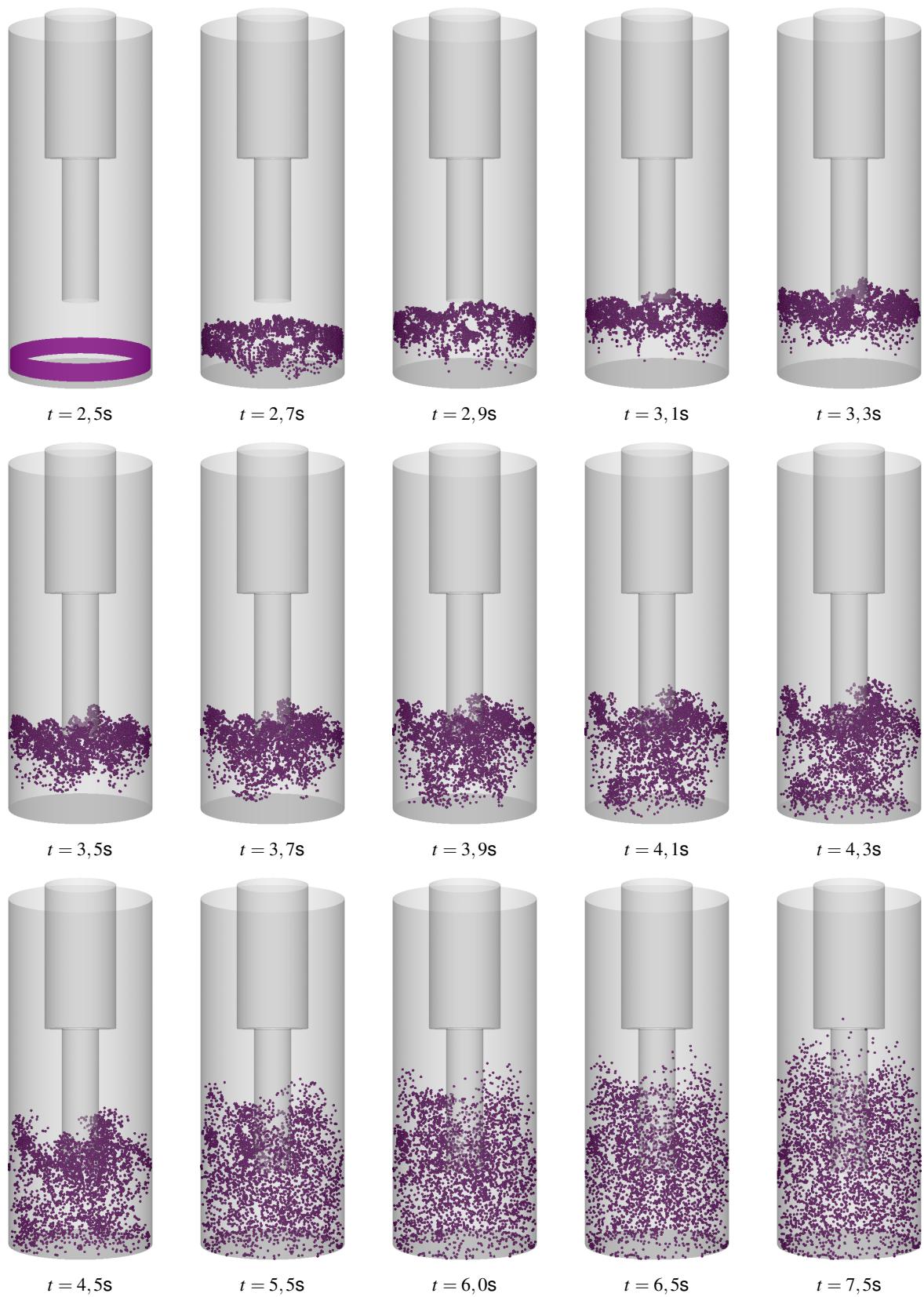


Figura 5.76: Dinâmica das partículas para $N_d = 0,98$.

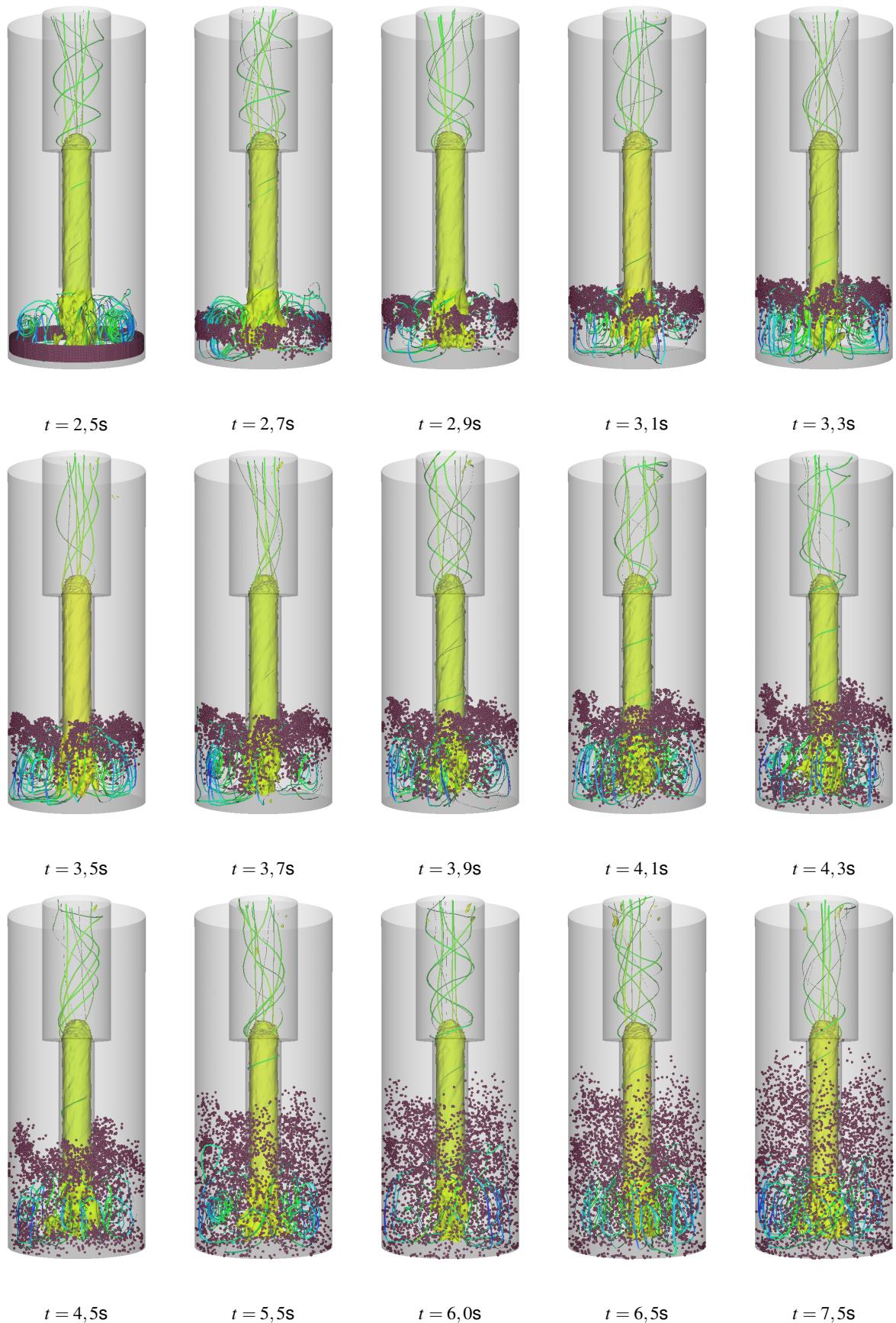


Figura 5.77: Dinâmica das partículas para $N_d = 0,98$, com iso-superfície de $w = 1,0\text{m/s}$ e linhas de corrente.

Uma análise quantitativa da influência da rotação na dinâmica das partículas ao longo do tempo é dada pela Fig. 5.78, onde os casos $N_d = 0$ e $N_d = 0,98$ foram analisados. A força centrífuga exerce um papel de importância no escoamento, sendo as partículas centrifugadas para a parede do poço. Na região do fundo de poço, há a presença de um estreito canal de escoamento próximo à parede do poço formada devido a existência da estrutura toroidal, assim devido a esse canal, as partículas são carreadas em direção a região anular mais rapidamente para o caso com rotação, $N_d = 0,98$, do que para o caso sem rotação, $N_d = 0$. A fração de partículas na região anular ao longo do tempo ($f_{p-anular}$), definida como a razão entre a quantidade na região anular e a quantidade total de partículas, evidencia o efeito da rotação que devido a ação da força centrífuga favorece a remoção de cascalho do fundo do poço, onde há uma maior presença de partículas na região anular para o caso com rotação.

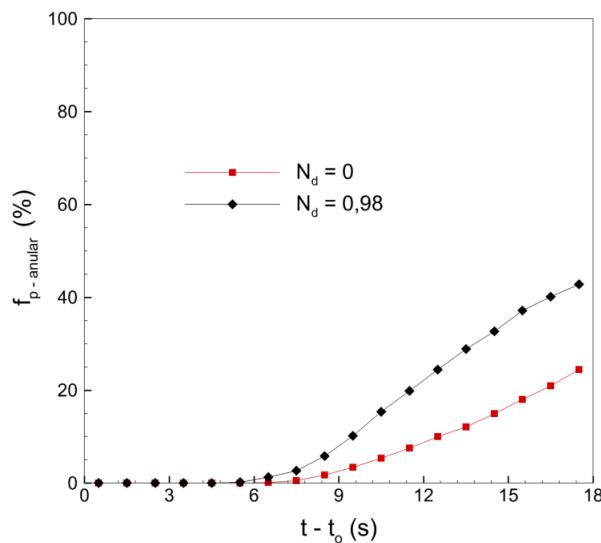


Figura 5.78: Fração de partículas na região anular ao longo do tempo.

As frações médias das partículas ao longo do raio nas regiões do fundo de poço e anular, para os casos $N_d = 0$ e $N_d = 0,98$ são apresentadas na Fig. 5.79. Na região de fundo de poço (Fig. 5.79a), a região central do domínio, região do jato, apresenta presença nula de partículas e a medida que há o distanciamento radial, as frações de partículas aumentam, atingindo seu valor máximo próximo à parede do poço, onde encontra-se presente um canal de escoamento. O efeito da rotação nas partículas, através da força centrífuga, evidenciam que há uma menor quantidade de partículas na região central do fundo do poço quando comparado com o caso sem rotação e a medida que há a aproximação da parede do poço, a quantidade de partícula aumenta, uma vez que as partículas são centrifugadas.

Os perfis das frações de partículas na região anular na direção radial são apresentados na Fig. 5.79b. Para o caso $N_d = 0,98$ há uma pequena fração de partículas próxima a coluna de perfuração, enquanto que próximo à parede do poço, a presença de partículas encontra-se mais elevada, fruto da ação da força centrífuga. Já para o caso sem rotação, $N_d = 0$, observa-se pequenas quantidades de partículas próximo as paredes da coluna e do poço, enquanto apresenta uma maior quantidade na região central do canal anular. Uma maior fração de partículas próximo à parede do poço para o caso $N_d = 0,98$, pode indicar um maior desgaste do material nessa região.

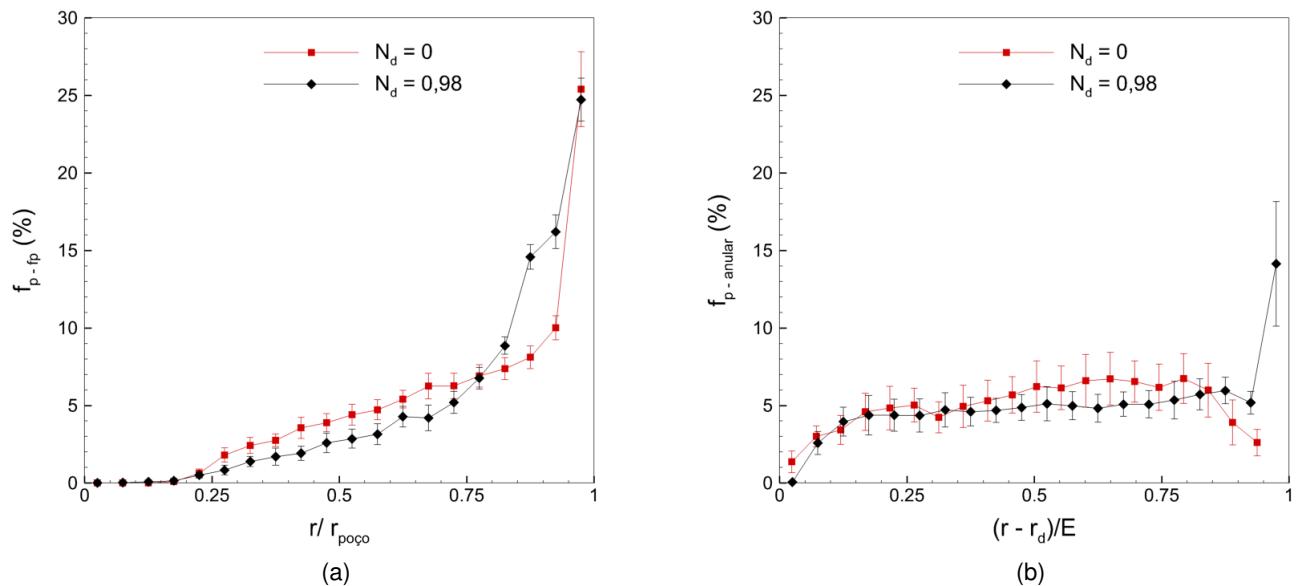


Figura 5.79: Fração média de partículas na direção radial considerando o efeito da rotação: (a) fundo do poço e (b) espaço anular.

CAPÍTULO VI

CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

A presente tese apresentou a modelagem e simulação de escoamentos turbulentos no fundo de poço, utilizando o método da fronteira imersa para modelar a geometria proposta. Nesse escoamento o fluido de perfuração é bombeado através da coluna de perfuração e ejetado pelo bocal, representado por uma contração abrupta. O jato proveniente do bocal impacta o fundo de poço, escoa radialmente sobre a superfície do fundo do poço e retorna pelo canal anular. Uma estrutura toroidal característica do problema é formada no fundo do poço. Como ferramenta de estudo, foi utilizada uma plataforma numérica em desenvolvimento com estrutura de dados paralela (memória distribuída) para solução das equações de Navier-Stokes. As equações foram discretizadas espacialmente utilizando o método de volumes finitos, com as derivadas dos termos difusivos aproximadas por diferenças-centradas. Tanto a discretização temporal (método de Adams-Bashforth), quanto a discretização espacial utilizadas neste trabalho, possuem segunda-ordem de exatidão. O acoplamento pressão-velocidade foi realizado por meio do método do passo fracionado composto de dois passos. A metodologia de *simulação das grandes escalas* também foi empregada para simulação numérica de escoamentos turbulentos, considerando o modelo sub-malha dinâmico. Partículas foram adicionadas ao fundo de poço por meio da abordagem euleriana-lagrangiana considerando o acoplamento de *uma via*.

Inicialmente, para que as simulações ocorressem a elevados números de Reynolds, os modelos sub-malha de Smagorinsky e dinâmico foram implementados. Ambos foram validados através da simulação da cavidade cúbica com tampa deslizante para $Re = 3.200$ e $Re = 10.000$, os quais apresentaram concordância com as referências. O modelo sub-malha dinâmico, por não

necessitar da imposição de uma constante, foi escolhido para as demais simulações do trabalho. Novas condições de contorno foram introduzidas, as quais possibilitaram a simulação em um canal de seção quadrada, bem como a simulação do escoamento em uma contração abrupta axissimétrica para o regime laminar e turbulento para o problema do fundo do poço. Nesses últimos dois problemas, o método da fronteira imersa conseguiu reproduzir as geometrias dos problemas, cujos resultados apresentaram concordância com as referências.

Para o escoamento no fundo de poço, foram analisadas a influência da vazão volumétrica e da rotação. Os resultados obtidos no presente trabalho são detalhados a seguir:

- A região de influência da contração encontra-se limitada a uma distância menor que $0,6D$ para os diferentes casos de vazão volumétrica, enquanto nos casos de rotação, a influência da contração torna-se maior com o incremento da rotação, devido a intensificação do movimento helicoidal, resultando assim, em uma maior distância de adaptação do escoamento à geometria e uma suavização da passagem do fluido pelo plano da contração;
- A *velocidade overshoot* característica do problema da contração abrupta, foi obtida no plano de contração e imediatamente a jusante desse plano. Para os casos da influência da rotação, o perfil de velocidade no plano de contração se modifica com o aumento da rotação, sendo que a razão entre a velocidade na linha de centro e a velocidade máxima próxima à parede é 0,82, 0,89 e 0,95, para $N_d = 0, 0,25$ e $0,49$, respectivamente. Para maiores valores de N_d , a *velocidade overshoot* deixa de existir tanto no plano de contração quanto a jusante deste plano;
- Para os casos com rotação, a velocidade na linha de centro aumenta sua magnitude com a rotação, onde há uma tendência a um perfil parabólico;
- O efeito da rotação modifica o campo de pressão onde é encontrada a pressão mínima no centro do domínio interno e máxima na parede da coluna de perfuração;
- Devido à geometria do problema uma estrutura toroidal encontra-se presente. Esta estrutura cresce com o incremento de Re_d .
- À medida que há o aumento da rotação, as linhas de corrente apresentam oscilações e expandem-se rapidamente desde a saída do bocal até o fundo do poço para os maiores valores de N_d ;

- A presença da recirculação evidencia a formação de canais estreitos formados sobre o fundo do poço e próxima à parede lateral do poço;
- Sobre a superfície do fundo do poço, há um pico de pressão na direção do jato, na sequência, uma queda de pressão na direção radial e próximo à parede do poço há um leve incremento, fruto de uma região de estagnação do fluido;
- Estruturas coerentes surgem na forma de espirais dentro do bocal e sua inclinação é influenciada pelo valor da rotação. Para maiores valores de rotação, as estruturas tornam-se mais alinhadas com a direção tangencial;
- As flutuações de velocidade na região entre a saída do bocal e o fundo do poço aumentam suas magnitudes na região do jato e próximo à parede do poço com o aumento da vazão, enquanto nos casos de aumento da rotação, o incremento das flutuações foi mais pronunciável na região do jato;
- A força de impacto e o pico de pressão sobre a superfície impactada aumentou com o incremento da vazão volumétrica, obtendo concordância com a literatura e validando a utilização da fronteira imersa para obtenção esta força;
- Com o aumento da rotação, houve uma rápida expansão do fluido desde a saída do bocal até o fundo do poço, o que reduz a velocidade localmente e consequentemente a força de impacto; A magnitude da força de impacto diminui com o incremento de N_d , a partir de $N_d = 0,25$;
- O efeito da rotação no escoamento com partículas evidencia que há uma maior fração de partículas próxima a parede do poço, quando comparado com o caso sem rotação, o que pode indicar elevado desgaste do material da parede nessa região;
- O efeito da rotação devido a ação da força centrífuga favorece a remoção de cascalho no fundo de poço, quando comparado ao caso sem rotação;
- A plataforma numérica em desenvolvimento tem se mostrado capaz de lidar com diversos problemas, dentre os quais os apresentados no presente trabalho. Também vale ressaltar que o método da fronteira imersa se mostrou adequado para reproduzir as geometrias propostas neste trabalho.

Como perspectivas será dada continuidade ao desenvolvimento da plataforma numérica, sendo listadas as futuras contribuições:

- Paralelizar o método da fronteira imersa de forma a minimizar o custo computacional;
- Implementar as equações de transferência de calor, para melhor representar as condições reais no fundo do poço;
- Simular geometrias de brocas reais e maiores razões de aspecto;
- Implementar o acoplamento de *2 vias* e *4 vias*, quando houver presença de partículas;
- Implementar e validar modelos de fluidos não newtonianos.

Referências Bibliográficas

AJAYI, K.; PAPADOPoulos, G.; DURST, F. Turbulent flow past a sudden contraction in a pipe. *ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*, 06 1998.

ARRUDA, J. M. de. *Modelagem matemática de escoamentos internos forçados utilizando o Método da Fronteira Imersa e o Modelo Físico Virtual*. 153 f. Tese (Doutorado) — Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, Brasil, 2004.

ASHFORTH-FROST, S.; JAMBUNATHAN, K. Numerical prediction of semi-confined jet impingement and comparison with experimental data. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, v. 23, n. 3, p. 295–306, 1996. Disponível em: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/%28SICI%291097-0363%2819960815%2923%3A3%3C295%3A%3AAID-FLD425%3E3.0.CO%3B2-T>.

ASTARITA, G.; GRECO, G. Excess pressure drop in laminar flow through sudden contraction - newtonians liquids. *Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals*, v. 7, 1968.

AUGUSTO, L. de L. X. *Aplicação da fluidodinâmica computacional (CFD) no estudo do escoamento de ar e deposição de partículas em vias aéreas pulmonares*. 107 f. Dissertação (Mestrado) — Faculdade de Engenharia Química, Universidade Federal de São Carlos, São Carlos, 2014.

BABU, V.; KORPELA, S. A. Numerical solution of the incompressible three-dimensional navier-stokes equations. *Computers & Fluids*, v. 23, n. 5, p. 675 – 691, 1994. ISSN 0045-7930. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0045793094900094>.

BEZERRA, F. S. *Solução de problemas simplificados de interação fluido-estrutura aplicados à engenharia de perfuração*. Dissertação (Mestrado) — Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, Brasil, 2017.

BOGER, D. V. Viscoelastic flows through contractions. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 19, p. 157–182, 1987. Disponível em: <https://doi.org/10.1146/annurev.fl.19.010187.001105>.

BORGES, J. E. *Modelagem Matemática e Simulação de Escoamentos em Canais Anulares com Interção Fluido Estrutura*. Dissertação (Mestrado) — Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, Brasil, 2011.

BORGES, J. E.; LOURENCO, M.; PADILLA, E. L. M.; MICALLEF, C. Immersed boundary method application as a way to deal with the three-dimensional sudden contraction. *Computation*, v. 6, n. 3, 2018. ISSN 2079-3197. Disponível em: <http://www.mdpi.com/2079-3197/6/3/50>.

BORGES, J. E.; LOURENÇO, M. A. S.; PADILLA, E. L. M.; MICALLEF, C. Immersed boundary method application as a way to build a simplified fluid-structure model. *42nd International Conference on Boundary Elements and other Mesh Reduction Methods*, 2019.

Bourgoyn Jr, A. T.; MILLHEIM, K. K.; CHENEVERT, M. E.; Young Jr, F. S. *Applied Drilling Engineering*. 1. ed. [S.I.]: SPE Texbook Series, 1986.

CAI, C.; REN, K.; LIU, J.; LIU, S. Numerical simulation on downhole flow and temperature field during drilling with nitrogen jet. *Thermal science*, v. 23, p. S711–S717, 2019. Disponível em: <https://doi.org/10.2298/TSCI180610085C>.

CAMPREGHER, R. *Modelagem matemática tridimensional para problemas de interação fluido-estrutura*. 179 f. Tese (Doutorado) — Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, Brasil, 2005.

CANUTO, G. H. *Desenvolvimento de fluido de perfuração à base de biodiesel de algodão e de mistura de óleos vegetais e godura animal*. 183 f. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Pernambuco, Faculdade de Engenharia Química, Recife, 2016.

CHRISTIANSEN, E. B.; KELSEY, S. J.; CARTER, T. R. Laminar tube flow through an abrupt contraction. *AIChE Journal*, v. 18, n. 2, p. 372–380, 1972. Disponível em: <https://aiche.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/aic.690180220>.

CLARK, R. A.; FERZIGER, J. H.; REYNOLDS, W. C. Evaluation of subgrid-scale models using an accurately simulated turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 91, p. 1–16, 1979. Disponível em: <https://doi.org/10.1017/S002211207900001X>.

CODARIN, H. T.; BRONDANI, W. M.; MTTIUSI, E. M.; FRANCO, A. T.; MORALES, R. E. M.; MARTINS, A. L. Simulação numérica de escoamento de um fluido de perfuração viscoelástico através de uma contração brusca. *IV Congresso Brasileiro de Pesquisa e Desenvolvimento em Petróleo e Gás*, 2007.

CRAFT, T.; GRAHAM, L.; LAUNDER, B. Impinging jet studies for turbulence model assessment-ii. an examination of the performance of four turbulence models. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 36, n. 10, p. 2685 – 2697, 1993. ISSN 0017-9310. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931005802054>.

DAROZ, V. *Investigação numérica da circulação direta e reversa no processo de perfuração de poços de petróleo*. 2015. Monografia (Engenharia Mecânica), Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, Brasil.

DAROZ, V.; MANEIRA, E. L.; FRANCO, A. T. Investigação numérica da circulação direta e reversa no processo de perfuração de poços de petróleo. *VI Encontro Nacional de Hidráulica de Poços de Petróleo e Gás*, 2015.

DESHPANDE, M.; MILTON, S. Kolmogorov scales in a driven cavity flow. *Fluid Dynamics Research*, v. 22, n. 6, p. 359 – 381, 1998. ISSN 0169-5983. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0169598397000439>.

DURST, F.; LOY, T. Investigations of laminar flow in a pipe with sudden contraction of cross sectional area. *Computers & Fluids*, v. 13, p. 15–36, 1985. Disponível em: [https://doi.org/10.1016/0045-7930\(85\)90030-1](https://doi.org/10.1016/0045-7930(85)90030-1).

EBRAHIMI, B.; HE, G.; TANG, Y.; FRANCHEK, M.; LIU, D.; PICKETT, J.; SPRINGETT, F.; FRANKLIN, D. Characterization of high-pressure cavitating flow through a thick orifice placed in a pipe of constant cross section. *International Journal of Thermal Sciences*, v. 114, p. 229–240, 2017.

FACCIOLLO, L. *A study on axially rotating pipe and swirling jet flows*. [S.I.], 2006.

FERZIGER, J. H.; PERIC, M. *Computational methods for fluid dynamics*. 3. ed. [S.I.]: Springer, 2002. 431p p.

FIGUEIREDO, L. M.; NEVES, D. S. das; SILVA, L. C. K.; FRANCO, A. T.; AO, C. O. R. N.; MORALES, R. E. M.; WALDMANN, A. T.; MARTINS, A. L. Investigação da força de impacto e

do coeficiente de descarga em bocais ejetores de brocas de perfuração. *V Encontro Nacional de Hidráulica de Poços de Petróleo e Gás*, 2013.

FIGUEIREDO, L. M. de. *Investigação numérica da força de impacto e do coeficiente de descarga em bocais ejetores de brocas de perfuração*. 2014. Monografia (Engenharia Mecânica), Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, Brasil.

FITZGERALD, J. A.; GARIMELLA, S. V. A study of the flow field of a confined and submerged impinging jet. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 41, n. 8, p. 1025 – 1034, 1998. ISSN 0017-9310. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931097002056>.

FOX, R. W.; MCDONALD, A. T.; PRITCHARD, P. J. *Introduction to Fluid Mechanics*. 8. ed. [S.I.: s.n.], 2011. 896 p. ISBN 9780470547557.

GERMANO, M.; PIOMELLI, U.; MOIN, P.; CABOT, W. H. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, v. 3, n. 7, p. 1760–1765, 1991. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/1.857955>.

GUO, T.; RAU, M. J.; VLACHOS, P. P.; GARIMELLA, S. V. Axisymmetric wall jet development in confined jet impingement. *Physics of Fluids*, v. 29, n. 2, p. 025102, 2017. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/1.4975394>.

HEROUX, M. et al. *An Overview of Trilinos*. [S.I.], 2003.

HOSSAIN, M. E.; AL-MAJED, A. *Sustainable Drilling Engineering*. 1. ed. New Jersey: Wiley, 2015.

HWANG, J. Y.; YANG, K. S. Numerical study of Taylor-Couette flow with an axial flow. *Computer & fluids*, v. 33, p. 97–118, 2004. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0045793003000331>.

IACCARINO, G.; KALITZIN, G. Towards an immersed boundary rans flow solver. *41st Aerospace Sciences Meeting and exhibit*, v. 770, 2003.

IACCARINO, G.; VERZICCO, R. Immersed boundary technique for turbulent flow simulations. *The American Society of Mechanical Enginners*, v. 56, 2003.

IFEJAIBEYA, W. N. *Estudo da influência da taxa de penetração de broca de perfuração nos custos da construção de poços de petróleo*. 93 f. Dissertação (Mestrado) — Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade de Campinas, Campinas, 2011.

JEONG, J.; HUSSAIN, F. On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge University Press, v. 285, p. 69 – 94, 1995.

JOHANSEN, H.; COLELLA, P. A cartesian grid embedded boundary method for poisson's equation on irregular domains. *Journal of Computational Physics*, v. 147, n. 1, p. 60 – 85, 1998. ISSN 0021-9991. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0021999198959654>.

JÚNIOR, U. S. *Avaliação por simulação computacional da circulação reversa na perfuração de poços de petróleo*. 159 f. Dissertação (Mestrado) — Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2005.

KATO, Y.; KAWAI, H.; TANAHASHI, T. Numerical flow analysis in a cubic cavity by the gsmac finite-element method : In the case where the reynolds numbers are 1000 and 3200. *JSME international journal. Ser. 2, Fluids engineering, heat transfer, power, combustion, thermophysical properties*, v. 33, n. 4, p. 649–658, 1990. ISSN 09148817. Disponível em: <http://ci.nii.ac.jp/naid/110002492540/>.

KELSEY, S. J. *Isothermal and non-isothermal, laminar, Newtonian and non-Newtonian entrance region flow*. Tese (Doutorado) — University of Utah, 1971.

KIM, J.; KIM, D.; CHOI, H. An immersed-boundary finite-volume method for simulations of flow in complex geometries. *Journal of Computational Physics*, v. 171, n. 1, p. 132 – 150, 2001. ISSN 0021-9991. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0021999101967786>.

KOLMOGOROV, A. N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. *Doklady Akademii Nauk SSSR*, v. 30, p. 376–387, 1941.

KOSEFF, J. R.; STREET, R. L. Visualization of a shear driven three-dimensional recirculation flow. *Fluids Eng.*, v. 106, p. 21 – 29, 1984.

KU, H. C.; HIRSH, R. S.; TAYLOR, T. D. A pseudospectral method for solution of the three-dimensional incompressible navier-stokes equations. *Journal of Computational*

Physics, v. 70, n. 2, p. 439 – 462, 1987. ISSN 0021-9991. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0021999187901902>.

LAURENZA, D. *Leonardo da Vinci's Codex Leicester: A New Edition*. 1. ed. Oxford: OUP Oxford, 2019. 88 p. Hardcover. ISBN 0198832877.

LI, D.; WEI, A.; LUO, K.; FAN, J. An improved moving-least-squares reconstruction for immersed boundary method. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, v. 104, n. 8, p. 789–804, 2015. Disponível em: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/nme.4949>.

LILLY, D. K. A proposed modification of the germano subgrid-scale closure method. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, v. 4, n. 3, p. 633–635, 1992. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/1.858280>.

LOURENÇO, M. A. S. *Desenvolvimento de uma plataforma para computação de alto desempenho de escoamentos transitórios, utilizando estrutura octonária*. 118 f. Tese (Doutorado) — Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, Brasil, 2012.

LOURENÇO, M. A. S.; PADILLA, E. L. M. An octree structured finite volume based solver. *Applied Mathematics and Computation*, v. 365, 2020. ISSN 0096-3003. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0096300319307131>.

MANEIRA, E. L. *Estudo da hidráulica de brocas de perfuração de poços - efeitos de parâmetros do processo de perfuração*. 2013. Monografia (Engenharia Mecânica), Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, Brasil.

MARIANO, F. P.; Silveira Neto, L. Q. M. A. da; SILVA, C. B. da; PEREIRA, J. C. F. A new incompressible navier-stokes solver combining fourier pseudo-spectral and immersed boundary methods. *CMES - Computer Modeling in Engineering and Sciences*, v. 1589, p. 1–35, 2010.

MELO, R. R. ao da S. *Modelagem e simulação de escoamentos turbulentos com efeitos térmicos, utilizando a metodologia da fronteira imersa e malha adaptativa*. 193 f. Tese (Doutorado) — Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, Brasil, 2017.

MITTAL, R.; IACCARINO, G. Immersed Boundary Methods. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 37, p. 239–261, 2005.

MOMBER, A. W. The kinetic energy of wear particles generated by abrasive-water-jet erosion. *Journal of Materials Processing Technology*, 1998.

MORRIS, G. K.; GARIMELLA, S. V. Orifice and Impingement Flow Fields in Confined Jet Impingement. *Journal of Electronic Packaging*, v. 120, n. 1, p. 68–72, 03 1998. ISSN 1043-7398. Disponível em: <https://doi.org/10.1115/1.2792288>.

MORRIS, G. K.; GARIMELLA, S. V.; FITZGERALD, J. A. Flow-Field Prediction in Submerged and Confined Jet Impingement Using the Reynolds Stress Model. *Journal of Electronic Packaging*, v. 121, n. 4, p. 255–262, 12 1999. ISSN 1043-7398. Disponível em: <https://doi.org/10.1115/1.2793849>.

MOSLEMI, A.; AHMADI, G. Study of the hydraulic performance of drill bits using a computational particle-tracking method. *Society of petroleum Engineers*, v. 29, n. 1, 2014. SPE-169812-PA.

OJO, A. O.; ODUNFA, K. M.; OYEWOLA, O. M. Numerical simulation of the evolution of reynolds number on laminar flow in a rotating pipe. *American Journal of Fluid Dynamics*, v. 4, n. 3, p. 79–90, 2014.

OLIVEIRA, G. P. *Desenvolvimento de interface gráfica para o solver de dinâmica dos fluidos computacional (Fluids-3D)*. 137 f. Dissertação (Mestrado) — Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2007.

OLIVEIRA, J. E. S. *Método da fronteira imersa aplicado à modelagem matemática e simulação numérica de escoamentos turbulentos sobre geometrias móveis e deformáveis*. 164 f. Tese (Doutorado) — Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, Brasil, 2006.

OLIVEIRA, J. E. S.; SILVA, A. L. F. de Lima e; AES, G. G.; SILVEIRA-NETO, A. Simulação numérica do escoamento a baixo Reynolds sobre o cilindro de diâmetro variável usando MFI/MFV. In: *Congresso Brasileiro de Ciências Térmicas - ENCITE2004*. Rio de Janeiro: Anais do ENCITE2004, 2004. v. 1, p. 1–12.

OLIVEIRA, J. E. S.; SOUZA, F. J. de; SILVA, A. L. F. de Lima e; AES, G. G.; SILVEIRA-NETO, A. Comparative analysis between different methodologies of turbulence modeling: URANS, DES e LES. In: *Escola Brasileira de Transição e Turbulência*. Porto Alegre: Anais da ETT2004, 2004. v. 1, n. ETT2004, p. 1–10.

PADILLA, E. L. M. *Simulação de grandes escalas da transição à turbulência em sistemas rotativos com transferência de calor.* 179 f. Tese (Doutorado) — Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, Brasil, 2004.

PADILLA, E. L. M.; MARTINS, A. L.; SILVEIRA-NETO, A. Resultados preliminares de um código computacional elaborado para estudo de problemas com interface móvel. *XXIX Iberian Latin-American Congress on Computational Methods in Engineering*, v. 1, p. 1–11, 2008. Meio de divulgação: Impresso; ISSN/ISBN: 00179310.

PADILLA, E. L. M.; SILVEIRA-NETO, A. Desenvolvimento de um código computacional tridimensional para solução de escoamentos em transição e turbulência. In: *Proceedings of the XXVII Iberian Latin-American Congress on Computational Methods in Engineering (CILAMCE)*. [S.I.]: Brazilian Assoc. for Comp. Mechanics & Latin American Assoc. of Comp. Methods in Engineering, 2005.

PADILLA, E. L. M.; SILVEIRA-NETO, A. *Aplicação de simulação numérica para análise de escoamento transicionais em canais cilíndrico-anulares com excentricidade variável.* 2007.

PADILLA, E. L. M.; SILVEIRA-NETO, A. *Aplicação de simulação numérica para análise de escoamento não newtonianos transicionais em canais anulares com excentricidade variável.* 2009.

PATANKAR, S. V. *Numerical heat transfer and fluid flow.* Washington: Hemisphere Pub. Corp. New York, 1980. (Series in computational methods in mechanics and thermal sciences). ISBN 0-07-048740-5. Disponível em: <http://opac.inria.fr/record=b1085925>.

PESKIN, C. S. Flow patterns around heart valves: A numerical method. *Journal of Computational Physics*, v. 10, n. 2, p. 252 – 271, 1972. ISSN 0021-9991. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0021999172900654>.

PIENAAR, V. *Viscous flow through sudden contractions.* Tese (Doutorado) — Faculty of Engineering Cape Technikon, 2004.

PIERCE, C. D. *Progress-variable approach for large-eddy simulation of turbulent combustion.* Tese (Doutorado) — Stanford University, Stanford, EUA, 2007.

PINHO, A. L. S. de. *Redução de tensões em risers rígidos de plataformas TLP.* Dissertação (Mestrado) — COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, Brasil, 2001.

PLÁCIDO, J. C. R.; PINHO, R. *Brocas de perfuração de poços de petróleo*. [S.I.: s.n.], 2009.

PONCET, S.; VIAZZO, S.; OGUIC, R. Large eddy simulations of taylor-couette-poiseuille flows in a narrow-gap system. *Physics of Fluids*, v. 26, n. 10, p. 105108, 2014. Disponível em: <https://doi.org/10.1063/1.4899196>.

PRASAD, A. K.; KOSEFF, J. R. Reynolds number and endwall effects on a liddriven cavity flow. *Physics of Fluids*, v. 1, n. 1, p. 208 – 218, 1989. ISSN 0169-5983. Disponível em: <https://doi.org/10.1115/1.3242393>.

PUELLES, S. C. P. *Aplicação do método de fronteira imersa no estudo de escoamentos no fundo de poço, considerando brocas simplificadas*. 118 f. Dissertação (Mestrado) — Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, Brasil, 2019.

REYNOLDS, O. Xxix. an experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, v. 174, p. 935–982, 1883. Disponível em: <https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rstl.1883.0029>.

SAAD, Y.; SCHULTZ, M. H. Gmres: a generalized minimal residual algorithm for solving nonsymmetric linear systems. *SIAM J. Sci. Stat. Comput.*, Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia, PA, USA, v. 7, n. 3, p. 856–869, jul. 1986. ISSN 0196-5204. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1137/0907058>.

SALVO, R. de V. *Aplicação da metodologia Euleriana-Lagrangiana á análise do processo de separação em ciclones*. 125 f. Tese (Doutorado) — Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2012.

SÁNCHEZ, F. M. P. *Estudo Experimental do escoamento de fluido newtoniano em contração abrupta axissimétrica com a técnica de velocimetria por imagem de partícula*. 174 f. Tese (Doutorado) — UTFPR, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, PR, Brasil, 2011.

SÁNCHEZ, F. P.; MACHUCA, J. L. N.; FRANCO, A. T.; MORALES, R. E. M. Experimental and numeical study of turbulent newtonian flow through an axisymmetric sudden contracion. *XIII Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering*, 2010.

SANTOS, V. F.; SOUZA, F. J.; DUARTE, C. A. R. Reducing bend erosion with a twisted tape insert. *Powder Technology*, v. 301, p. 889 – 910, 2016. ISSN 0032-5910. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032591016304144>.

SANTOS, V. T. S. *Estudo experimental da força de impacto e do coeficiente de descarga de bocais ejetores utilizados na perfuração de poços de petróleo*. 2014. Monografia (Engenharia Mecânica), Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, Brasil.

SATAKE, S.-i.; KUNUGI, T. Direct numerical simulation of turbulent heat transfer in an axially rotating pipe flow. *International Journal of Numerical Methods for Heat and Fluid Flow*, v. 12, n. 8, p. 958–1008, 2002.

SCHILLER, L.; NAUMANN, A. Z. A drag coefficient correlation. *VDI Z*, v. 77, p. 318 – 320, 1935.

SHAANAN, S. Numerical simulation of turbulence in the presence of shear. 07 1975.

SHANKAR, P. N.; DESHPANDE, M. D. Fluid mechanics in the driven cavity. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 32, n. 1, p. 93–136, 2000. Disponível em: <https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.32.1.93>.

SHEU, T.; TSAI, S. Flow topology in a steady three-dimensional lid-driven cavity. *Computers & Fluids*, v. 31, n. 8, p. 911 – 934, 2002. ISSN 0045-7930. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0045793001000834>.

SILVA, A. L. e; SILVEIRA-NETO, A.; DAMASCENO, J. Numerical simulation of two-dimensional flows over a circular cylinder using the immersed boundary method. *Journal of Computational Physics*, v. 189, n. 2, p. 351 – 370, 2003. ISSN 0021-9991. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0021999103002146>.

SILVEIRA-NETO, A. *Apostila do curso de turbulência nos fluidos*. 2019. (Livro em desenvolvimento), Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, Brasil.

SILVEIRA-NETO, A.; GRAND, D.; MÉTAIS, O.; LESIEUR, M. A numerical investigation of the coherent vortices in turbulence behind a backward-facing step. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 256, p. 1–25, 1993.

SILVESTRINI, J. H.; LAMBALLAIS, E. Direct numerical simulation of wakes with virtual cylinders. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, Taylor and Francis, v. 16, n. 4, p. 305–314, 2002. Disponível em: <https://doi.org/10.1080/1061856021000025184>.

SIMON, H. *Partitioning of unstructured problems for parallel processing*. 1991. 135 - 148 p. Parallel Methods on Large-scale Structural Analysis and Physics Applications. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/095605219190014V>.

SMAGORINSKY, J. General circulation experiments with primitive equations. *Mon. Weather Rev.*, v. 91, p. 99–164, 1963.

SOUSA, P.; COELHO, P.; OLIVEIRA, M.; ALVES, M. Three-dimensional flow of newtonian and boger fluids in square-square contractions. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, v. 160, p. 122–139, 2009.

SOUZA, F. J.; SALVO, R. V.; MARTINS, D. M. Simulation of the performance of small cyclone separators through the use of post cyclones (poc) and annular overflow ducts. *separation and purification technology*, v. 142, p. 71 – 82, 2015. ISSN 1383-5866.

SPODE, C. *Simulação de grandes escalas e simulação híbrida RANS/LES do escoamento sobre o degrau com condições de contorno turbulentas*. 132 f. Dissertação (Mestrado) — Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, Brasil, 2006.

STONE, H. L. Iterative solution of implicit approximations of multidimensional partial differential equations. *SIAM Journal on Numerical Analysis*, v. 5, n. 3, p. 530–558, 1968. Disponível em: <https://doi.org/10.1137/0705044>.

SYLVESTER, N. D.; ROSEN, S. L. Laminar flow in the entrance region of a cylindrical tube: part i. newtonian fluids. *American Institute of Chemical Engineers Journal*, v. 16, 1970.

THOMAS, J. E. *Fundamentos de Engenharia do Petróleo*. BRASIL: Ed. Interciência, 2001.

TRETTTEL, B. *Outflow boundary conditions for low-mach buoyant computational fluid dynamics*. Dissertação (Mestrado) — University of Maryland, College Park, EUA, 2013.

UHLMANN, M. An immersed boundary method with direct forcing for the simulation of particulate flows. *J. Comput. Phys.*, Academic Press Professional, Inc., San Diego, CA, USA, v. 209, p. 448–476, November 2005. ISSN 0021-9991. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1016/j.jcp.2005.03.017>.

VANELLA, M.; BALARAS, E. A moving-least-squares reconstruction for embedded-boundary formulations. *J. Comput. Phys.*, Academic Press Professional, Inc., San Diego, CA, USA, v. 228, n. 18, p. 6617–6628, out. 2009. ISSN 0021-9991. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1016/j.jcp.2009.06.003>.

VEDOVOTO, J. ao M. *Modelagem Matemática e Simulação Numérica de Escoamentos Incompressíveis sobre Geometrias Complexas Tridimensionais Utilizando o Método da Fronteira*

Imersa. 125 f. Dissertação (Mestrado) — Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, Brasil, 2007.

VRENTAS, J. S.; DUDA, J. L. Flow of a newtonian fluid through a sudden contraction. *Appl. Sci. Res.*, v. 28, 1973.

WANG, Z.; FAN, J.; LUO, K. Combined multi-direct forcing and immersed boundary method for simulating flows with moving particles. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 34, n. 3, p. 283 – 302, 2008. ISSN 0301-9322. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6V45-4R0CKKW-2/2/4332c9bdb64aa70d6a324a75a556f1f1>.

WHITE, F. M. *Viscous fluid flow*. 4. ed. New York: McGraw-Hill, 1998.

WILCOX, D. C. *Turbulence Modeling for CFD*. 3. ed. [S.I.]: D C W Industries, 2006. 522 p.

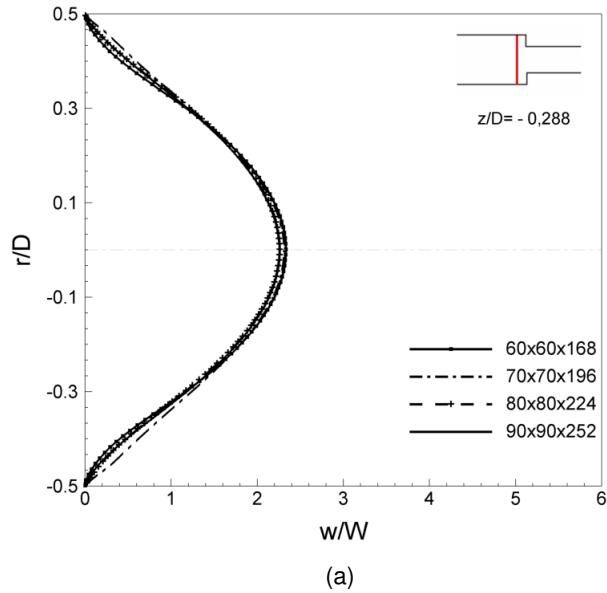
WÖRNER, M. *A compact introduction to the numerical modeling of multiphase flows*. [S.I.], 2003. International Summer School on Computational Modeling of Combustion and Multiphase Flows in Energy Systems.

YU, M.; CHEN, L.; JIN, H.; FAN, J. Large eddy simulation of coherent structure of impinging jet. *Journal of Thermal Science*, v. 14, n. 2, p. 150–155, Jun 2005. ISSN 1993-033X. Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s11630-005-0026-y>.

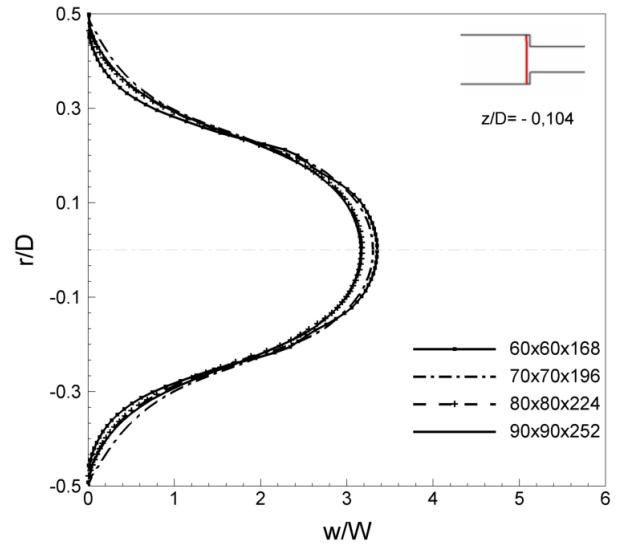
Independência de malha para a contração abrupta

Nesta seção, são apresentados o resultados dos testes de independência de malha para o caso da contração abrupta axissimétrica para $Re_D = 365$, sendo avaliadas malhas com $60 \times 60 \times 168$, $70 \times 70 \times 196$, $80 \times 80 \times 224$ e $90 \times 90 \times 252$ volumes. As Figs. A.1 e A.2 apresentam os perfis de velocidade axial e radial, para as posições: $z/D = -0,288$, $-0,104$, $-0,079$ e $-0,052$. A medida que ocorre o refinamento da malha, há uma convergência dos resultados apresentados.

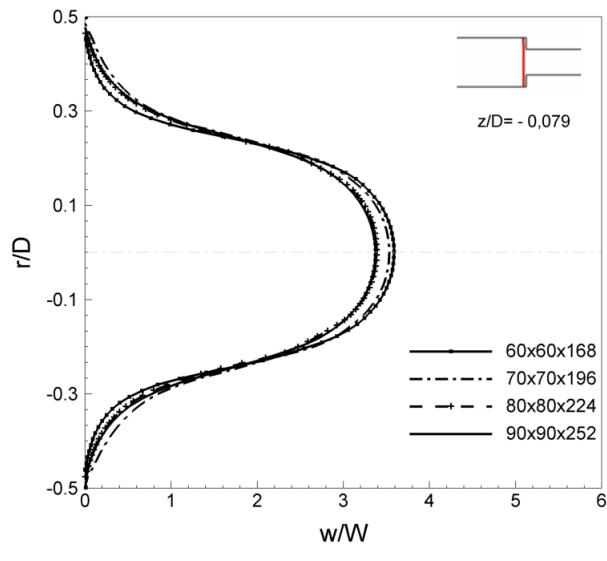
As malhas $80 \times 80 \times 224$ e $90 \times 90 \times 252$, apresentaram o mesmo perfil de velocidade axial adimensional (Fig. A.1). Já na componente radial adimensional, observa-se que a malha mais refinada de $90 \times 90 \times 252$ volumes apresentou melhor simetria em relação ao eixo axial (Fig. A.2), quando comparada com a malha de $80 \times 80 \times 224$ volumes. Nesse sentido, a malha mais refinada, constituída de $90 \times 90 \times 252$ volumes foi escolhida para a simulação dos casos estudados neste trabalho.



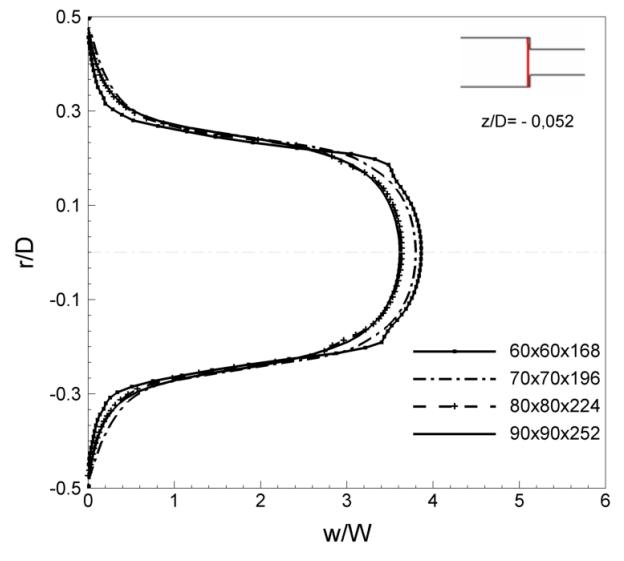
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 1: Teste de independência de malha da componente axial de velocidade adimensional, w/W , para $Re_D = 365$.

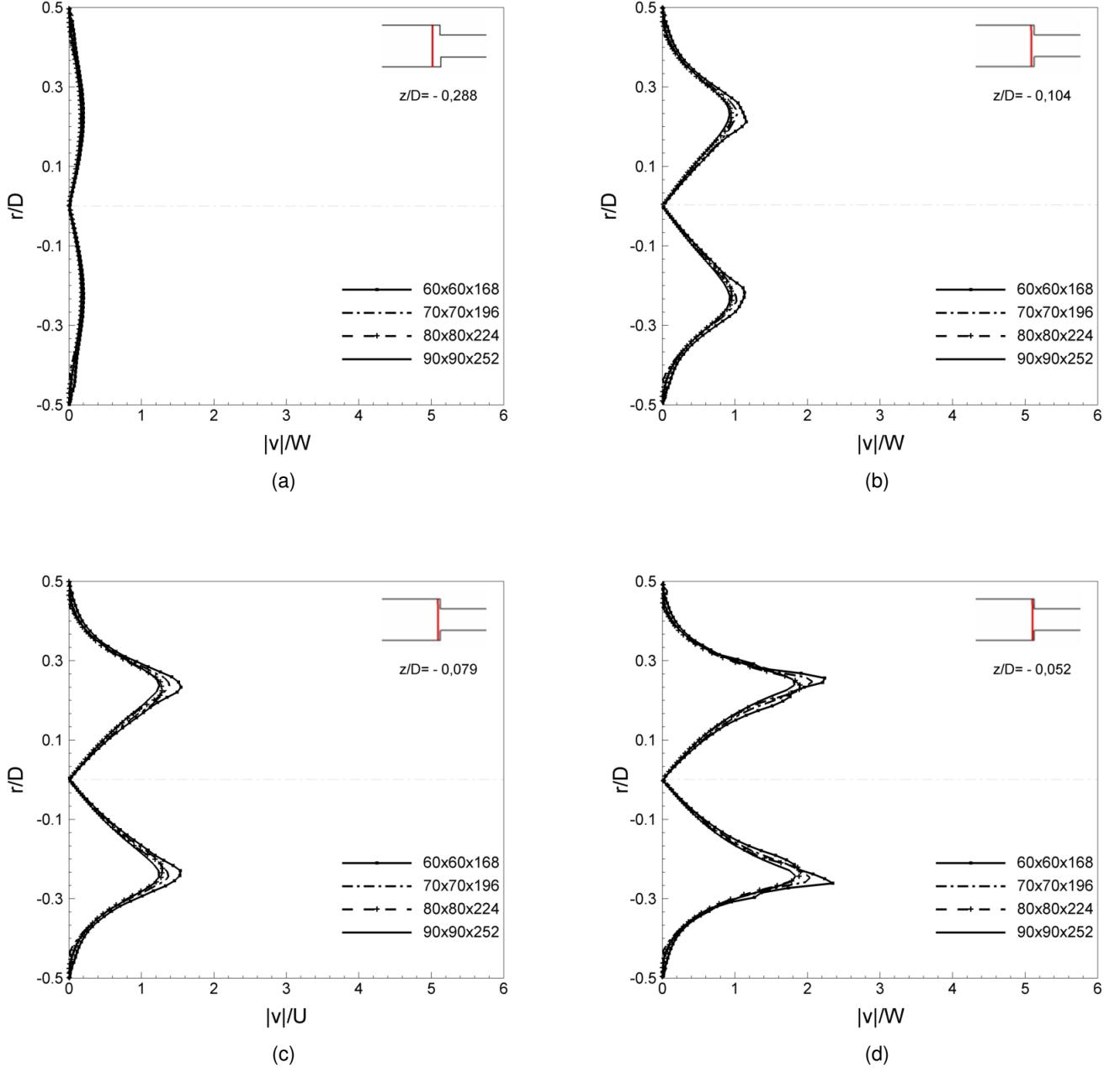


Figura 2: Teste de independência de malha da componente radial de velocidade adimensional, $|v|/W$, para $Re_D = 365$.

A Tab. A.1 apresenta a comparação entre a velocidade axial adimensional para cada posição (z/D), no centro do domínio ($r/D = 0$) e a densidade da malha, a fim de verificar o erro percentual em relação a malha mais fina ($90 \times 90 \times 252$). A medida que o refinamento ocorre, o erro diminui, mostrando um erro menor que 0,6% entre os resultados da malha $80 \times 80 \times 224$ e $90 \times 90 \times 252$. A extrapolacão de Richardson também é empregada para o estudo de refinamento de malha, estimando o valor da variável desejada, quando o dimensão do volume Euleriano tende

a zero. A extrapolação foi realizada a partir dos resultados da velocidade axial adimensional na linha de centro do domínio para as diferentes posições entre as duas malhas mais refinadas do domínio.

Tabela 1: Velocidade axial adimensional, erro percentual e extrapolação de Richardson para $Re_D = 365$, $\beta = 1,97$ e $r/D = 0$.

Malha	$z/D = -0,288$		$z/D = -0,104$		$z/D = -0,079$		$z/D = -0,052$	
	u/U	Erro (%)						
$60 \times 60 \times 168$	2,3318	3,2474	3,3511	6,0494	3,5898	6,5112	3,8630	6,8797
$70 \times 70 \times 196$	2,3134	2,4358	3,3024	4,5076	3,5332	4,8333	3,7978	5,0780
$80 \times 80 \times 224$	2,2595	0,0465	3,1744	0,4573	3,3884	0,5364	3,6359	0,5980
$90 \times 90 \times 252$	2,2584	0,0000	3,1600	0,0000	3,3703	0,0000	3,6143	0,0000
Extr. de Richardson	2,2545	-	3,1056	-	3,2023	-	3,5330	-