

UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ
DEPARTAMENTO ACADÊMICO DE MECÂNICA
CURSO DE ENGENHARIA MECÂNICA

RODERICK GUSTAVO PIVOVARSKI

**ESTUDO NUMÉRICO DO ESCOAMENTO BIFÁSICO LÍQUIDO-SÓLIDO
EM POÇOS DE PETRÓLEO HORIZONTAIS**

TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO
(TCC2)

CURITIBA

2018

RODERICK GUSTAVO PIVOVARSKI

**ESTUDO NUMÉRICO DO ESCOAMENTO BIFÁSICO LÍQUIDO-SÓLIDO
EM POÇOS DE PETRÓLEO HORIZONTAIS**

Monografia do Projeto de Pesquisa apresentada à disciplina de Trabalho de Conclusão de Curso 2 do curso de Engenharia Mecânica da Universidade Tecnológica Federal do Paraná, como requisito parcial para aprovação na disciplina.

Orientador: Prof. Admilson T. Franco, Dr.

Coorientador: Eng. Alan Lugarini de Souza, MSc.

CURITIBA

2018

TERMO DE APROVAÇÃO

Por meio deste termo, aprovamos a Proposta do Projeto de Pesquisa "Estudo Numérico do Escoamento Bifásico Líquido-Sólido em Poços de Petróleo Horizontais", realizado pelo aluno Roderick Gustavo Pivovarski, como requisito parcial para aprovação na disciplina de Trabalho de Conclusão de Curso 2, do curso de Engenharia Mecânica da Universidade Tecnológica Federal do Paraná.

Prof. Dr. Admilson T. Franco

Departamento de Mecânica, UTFPR

Orientador

Prof. Dr. Silvio Luiz de Mello
Junqueira

Departamento Acadêmico de
Mecânica, UTFPR

Avaliador

Prof. Dr. Eduardo Matos Germer

Departamento Acadêmico de
Mecânica, UTFPR

Avaliador

Curitiba, 12 de dezembro de 2018.

DEDICATÓRIA

Aos meus pais João e Vera, pelo amor, carinho e, acima de tudo, educação dados à mim e minha irmã Fernanda. Este trabalho é fruto da dedicação de vocês.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente e, acima de tudo, a meus pais João e Vera por todo amor, ensinamentos e carinho dados ao longo de minha vida. Também à minha irmã Fernanda, com quem aprendi muita coisa (por bem e/ou por mal).

À minha avó Vanda (*in memoriam*) que, apesar do pouco tempo de convivência, demonstrou amor incondicional à minha pessoa, sempre cuidando de mim com muito carinho e delicadeza de avó.

A meus avós Antônio e Joana (*in memoriam*), por terem sido responsáveis por parte de minha educação e por tantas lembranças importantes pelas quais tenho enorme apreço.

À minha tia Rosinha, por me ajudar tanto com minhas atividades referentes à escola quando pequeno. Aprendi muito com ela e sou eternamente grato.

A todos os amigos que fiz ao longo da vida pelos momentos de descontração e apoio.

Ao pessoal do LABFlow do CERNN: Vinicius “Cabelo”, Vanessa, Deivid, Ramon, Yamid, Felipe, Paulo e outros pelos momentos de aprendizado e risadas.

Aos engenheiros Joviano Casarin e Alan Lugarini, por toda a ajuda dada na execução deste trabalho. Sem a ajuda deles, dominar as partículas seria bastante difícil.

Finalmente, a todos os mestres que tive. Em especial aos professores Admilson e Germer, grandes mestres da área das ciências térmicas (a melhor da mecânica) da UTFPR.

RESUMO

PIVOVARSKI, Roderick Gustavo. **Estudo Numérico do escoamento Bifásico Líquido-Sólido em Poços de Petróleo Horizontais**. 121 f. Trabalho de conclusão de curso – Tcc2, Bacharelado em Engenharia Mecânica, Departamento Acadêmico de Mecânica, Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, 2018.

Durante a perfuração de poços de petróleo, cascalhos originados a partir da quebra da rocha devem ser carregados do espaço anular formado pela parede do poço e a coluna de perfuração. Recentemente, a extração de petróleo em poços de longo alcance se tornou prática constante no pré-sal brasileiro. A orientação horizontal, no entanto, induz a formação de aglomerado de partículas na parte inferior do espaço anular, conhecido como leito de partículas. O leito é danoso para o sistema, pois acarreta em efeitos indesejados como maior demanda energética para limpeza do poço, desgaste prematuro da broca, etc. A limpeza dos poços é feita com fluido conhecido como fluido de perfuração, sendo que a interação entre o fluido e os cascalhos gera o escoamento bifásico líquido-sólido. Para que a limpeza do poço seja feita da maneira mais eficiente possível, é necessário entender quais variáveis desempenham papel importante. Visando entender quais os parâmetros mais relevantes, simulações numéricas de escoamentos bifásicos líquido-sólido são realizadas neste trabalho. A interação entre as fases é contabilizada através de abordagem euleriana para a fase líquida e abordagem lagrangiana para a fase sólida, através do acoplamento DDPM-DEM. Casos de validação para uma única partícula são realizados e os resultados comparados com a literatura. Simulações de escoamentos em espaços anulares horizontais são feitas. Resultados mostram que o aumento na vazão do fluido de limpeza utilizado é um parâmetro importante para se aumentar a eficiência da limpeza de poços de petróleo horizontais. Por outro lado, quando se varia o diâmetro das partículas utilizadas, a eficiência da remoção de cascalhos permanece praticamente inalterada. Correlações para a estimativa do comprimento de desenvolvimento do leito e da queda de pressão são investigadas.

Palavras-chave: Poços de Petróleo Horizontais, Escoamento Líquido-sólido, Dinâmica dos Fluidos Computacional, Método dos Elementos Discretos, Perfuração Direcional.

ABSTRACT

PIVOVARSKI, Roderick Gustavo. **Numerical Study of the Solid-Liquid Flow in Horizontal Wellbores.** 121 p. Undergraduate Thesis, Mechanical Engineering, Academic Mechanical Engineering Department, Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, 2018.

During the drilling of wellbores, cuttings originated from the fracture of rocks must be carried away from the annular space formed by the bore walls and the drill pipe. Recently, the extraction of oil in extended reach drilling wells (ERD) has become common in the Brazilian pre-salt. The horizontal orientation, however, induces the formation of an agglomerate of particles in the bottom of the annular space, known as particle bed. The bed is hazardous to the system, because it results in undesired effects such as a higher power demand to clean up the well, early bit wear and stuck pipe.. In order to have a more efficient wellbore cleaning, it is necessary to understand how the operational and geometric parameters affect the outcome. Aiming to understand the relative importance of the parameters, numerical simulations of solid-liquid flows are made. The fluid phase is treated via an eulerian framework and the solid phase through a lagrangian framework, with the aid of a DDPM-DEM coupling. Validation tests for a single particle were performed and compared with experimental data available in the literature. Simulations of flows in horizontal annular spaces are carried out for several values of mud flow rate and cuttings diameter. Results show that an increase in the flow rate is of great importance in order to obtain a better cleaning of horizontal wellbores. On the other hand, when the cuttings diameter changes, the efficiency of the cleaning process remains unchanged. Correlations for development length and pressure drop are given for the whole range investigated.

Keywords: Horizontal Wellbores, Solid-Liquid Flow, Computational Fluid Dynamics, Discrete Element Method, Directional Drilling.

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 1.1 - ILUSTRAÇÃO DO PROCESSO DE LIMPEZA DE POÇO DE PETRÓLEO E VARIÁVEIS IMPORTANTES. (A) CORTE LONGITUDINAL. (B) CORTE TRANSVERSAL. (C) ILUSTRAÇÃO DE POÇO INCLINADO COM RELAÇÃO A DIREÇÃO VERTICAL.	15
FIGURA 1.2 - GEOMETRIA DE ESTUDO.	17
FIGURA 2.1 - ILUSTRAÇÃO DOS PADRÕES DE ESCOAMENTO E CONCENTRAÇÃO RADIAL DE PARTÍCULAS EM FUNÇÃO DA VAZÃO DE FLUIDO. (A) ESCOAMENTO SUSPENSO HOMOGÊNEO (B) ESCOAMENTO SUSPENSO HETEROGÊNEO (C) ESCOAMENTO ESTRATIFICADO EM DUAS CAMADAS COM LEITO MÓVEL NA PARTE INFERIOR (D) ESCOAMENTO ESTRATIFICADO EM TRÊS CAMADAS COM UM LEITO FIXO NA PARTE INFERIOR E UM LEITO MÓVEL INTERMEDIÁRIO.	20
FIGURA 3.1 - PADRÕES DE ESCOAMENTO POSSÍVEIS DE SEREM OBSERVADOS EM UM ESPAÇO ANULAR.	33
FIGURA 3.2 - ABORDAGENS MATEMÁTICAS EXISTENTES PARA UM PROBLEMA DE SIMULAÇÃO NUMÉRICA.	34
FIGURA 4.1 - DISTRIBUIÇÕES DE PRESSÃO ENTRE AS PARTES INFERIOR E SUPERIOR DE UM CORPO ESFÉRICO.	38
FIGURA 4.2 - ORIENTAÇÕES DA FORÇA DE ARRASTO, FORÇA DE EMPUXO E FORÇA PESO PARA UM CORPO SUBMETIDO A UM CAMPO GRAVITACIONAL E UM ESCOAMENTO EXTERNO CONFORME INDICADO.	40
FIGURA 4.3 - ORIENTAÇÃO DA FORÇA DE MASSA VIRTUAL ATUANTE EM PARTÍCULA EM RELAÇÃO À ACELERAÇÃO DA MESMA.	41
FIGURA 4.4 - ORIENTAÇÃO DA FORÇA DE GRADIENTE DE PRESSÃO EM RELAÇÃO AO ESCOAMENTO E ÀS PRESSÕES P_1 E P_2	42
FIGURA 4.5 - ILUSTRAÇÃO DA FORÇA DE SUSTENTAÇÃO DE SAFFMAN ATUANDO EM UMA PARTÍCULA.	43
FIGURA 4.6 - ILUSTRAÇÃO DA FORÇA MAGNUS AGINDO SOBRE PARTÍCULA ESFÉRICA.	43
FIGURA 5.1 - ILUSTRAÇÃO DOS ACOPLAMENTOS ENTRE AS FASES E AS TROCAS DE QUANTIDADE DE MOVIMENTO. (A) ACOPLAMENTO UMA VIA. (B) ACOPLAMENTO DUAS VIAS. (C) ACOPLAMENTO QUATRO VIAS.	48
FIGURA 5.2 - ILUSTRAÇÃO DA SOBREPOSIÇÃO ENTRE DUAS PARTÍCULAS DECORRENTE DO PROCESSO DE COLISÃO AO SE UTILIZAR O MODELO DE ESFERAS MACIAS. A SOBREPOSIÇÃO É DECOMPOSTA COMPONENTES NORMAL E TANGENCIAL.	51
FIGURA 5.3 - ILUSTRAÇÃO DE COMO FORÇAS E DISSIPAÇÕES ENERGÉTICAS SÃO TRATADAS NO DEM.	52
FIGURA 5.4 - CONDIÇÕES DE CONTORNO UTILIZADAS NA REALIZAÇÃO DAS SIMULAÇÕES.	55
FIGURA 5.5 - ILUSTRAÇÃO DO PROCESSO DE TRANSFERÊNCIA DE QUANTIDADE DE MOVIMENTO. (A) APENAS A CÉLULA DESTACADA EM VERMELHO RECEBE A QUANTIDADE DE MOVIMENTO PROVINDA DA PARTÍCULA QUANDO O MÉTODO DE SUAVIZAÇÃO DOS TERMOS FONTE NÃO ESTÁ ATIVADO. (B) ILUSTRAÇÃO DO PROCESSO DE TRANSFERÊNCIA DE QUANTIDADE DE MOVIMENTO QUANDO O MÉTODO DE SUAVIZAÇÃO DOS TERMOS FONTE ESTÁ ATIVADO E $SCALE = 5$. TODAS AS CÉLULAS EM DESTAQUE RECEBEM PARTE DA QUANTIDADE DE MOVIMENTO TRANSFERIDA DA PARTÍCULA PARA O FLUIDO.	57

FIGURA 5.6 - TIPOS DE ESTRUTURAS QUE PODEM SER USADAS PARA SE FAZER A INJEÇÃO DE PARTÍCULAS UTILIZANDO O MÉTODO DEM NO <i>STAR-CCM+</i> [®] . (A) CÚBICA. (B) CÚBICA DE CORPO CENTRADO. (C) CÚBICA DE FACE CENTRADA.	58
FIGURA 5.7 - NÚMERO DE PARTÍCULAS PRESENTES NO DOMÍNIO AO LONGO DO TEMPO.	59
FIGURA 5.8 - PERFIL DA MALHA UTILIZADA. PLANO XY,	61
FIGURA 6.1 - ILUSTRAÇÃO DO PROBLEMA ESTUDADO POR MORDANT E PINTON (2000).	64
FIGURA 6.2 - COMPORTAMENTO DA VELOCIDADE DA PARTÍCULA EM FUNÇÃO DO PASSO DE TEMPO DA FASE FLUIDA UTILIZADO. (A) MALHA 1 X 1 X 1 [MM] (B) MALHA 2 X 2 X 2 [MM] (C) MALHA 2,5 X 2,5 X 2,5 [MM].	66
FIGURA 6.3 - EFEITO DA FORÇA DE BASSET EM UMA PARTÍCULA QUE NÃO SOFRE COLISÃO.	67
FIGURA 6.4 - COMPORTAMENTO DA VELOCIDADE DA PARTÍCULA EM FUNÇÃO DO TAMANHO DO VOLUME DE CONTROLE UTILIZADOS. (A) $\Delta T_F = 1 \times 10^{-2}$ S. (B) $\Delta T_F = 1 \times 10^{-3}$ S. (C) $\Delta T_F = 1 \times 10^{-4}$ S.	68
FIGURA 6.5 - ILUSTRAÇÃO DO PROBLEMA ESTUDADO POR DI RENZO E DI MAIO (2004).	69
FIGURA 6.6 - COMPARAÇÃO DOS VALORES OBTIDOS PARA O ÂNGULO DE REFLEXÃO NAS SIMULAÇÕES COM OS VALORES OBTIDOS POR DI RENZO E DI MAIO (2004).	71
FIGURA 6.7 - COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS OBTIDOS PARA A VELOCIDADE ANGULAR NO PRESENTE TRABALHO COM OS RESULTADOS DE DI RENZO E DI MAIO (2004).	73
FIGURA 6.8 - ILUSTRAÇÃO DO PROBLEMA ESTUDADO POR GONDRET, LANCE E PETIT (2002). COLISÕES DE UMA PARTÍCULA COM PAREDE.	74
FIGURA 6.9 - RESULTADOS OBTIDOS PARA A TRAJETÓRIA DA PARTÍCULA COM E SEM A IMPLEMENTAÇÃO DA FORÇA DE BASSET. (A) <i>SCALE</i> = 1. (B) <i>SCALE</i> = 2. (C) <i>SCALE</i> = 5. (D) <i>SCALE</i> = 10. VOLUME DE CONTROLE DE 3 × 3 × 3 MM.	76
FIGURA 6.10 - RESULTADOS OBTIDOS PARA A TRAJETÓRIA DA PARTÍCULA COM E SEM A IMPLEMENTAÇÃO DA FORÇA DE BASSET. (A) <i>SCALE</i> = 1. (B) <i>SCALE</i> = 2. (C) <i>SCALE</i> = 5. (D) <i>SCALE</i> = 10. VOLUME DE CONTROLE DE 6 × 6 × 6 MM.	77
FIGURA 6.11 - RESULTADOS OBTIDOS PARA A VELOCIDADE DA PARTÍCULA COM E SEM A IMPLEMENTAÇÃO DA FORÇA DE BASSET. (A) <i>SCALE</i> = 1. (B) <i>SCALE</i> = 2. (C) <i>SCALE</i> = 5. (D) <i>SCALE</i> = 10. VOLUME DE CONTROLE DE 3 × 3 × 3 MM.	78
FIGURA 6.12 - REPRESENTAÇÃO DOS EXPERIMENTOS CONDUZIDOS POR LUKERCHENKO ET AL (2012).	79
FIGURA 6.13 - COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS OBTIDOS PARA A VELOCIDADE ANGULAR DA PARTÍCULA E OS RESULTADOS EXPERIMENTAIS DE LUKERCHENKO ET AL (2012). (A) CÉLULAS 3,63 × 3,63 × 3,63 MM. (B) CÉLULAS 7,26 × 7,26 × 7,26 MM.	81
FIGURA 6.14 - COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS OBTIDOS COM OS VALORES EXPERIMENTAIS DE LUKERCHENKO ET AL (2012). (A) CÉLULAS 3,63 × 3,63 × 3,63 MM. (B) CÉLULAS 7,26 × 7,26 × 7,26 MM.	82
FIGURA 6.15 - COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS OBTIDOS PARA A TRAJETÓRIA DA PARTÍCULA COM OS RESULTADOS EXPERIMENTAIS DE LUKERCHENKO ET AL (2012). (A) CÉLULAS 3,63 × 3,63 × 3,63 MM. (B) CÉLULAS 7,26 × 7,26 × 7,26 MM.	83

FIGURA 6.16 - COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS OBTIDOS NAS SIMULAÇÕES COM OS RESULTADOS EXPERIMENTAIS DE LUKERCHENKO ET AL (2012). (A) SCALE = 1. (B) SCALE = 5. (C) SCALE = 10. CÉLULAS 3,65 × 3,65 × 3,65 MM.	84
FIGURA 6.17 - COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS OBTIDOS NAS SIMULAÇÕES COM OS RESULTADOS DE LUKERCHENKO ET AL (2012). CÉLULAS 3,65 X 3,65 X 3,65 MM.	85
FIGURA 6.18 – COMPARAÇÃO ENTRE OS RESULTADOS OBTIDOS NAS SIMULAÇÕES COM OS RESULTADOS EXPERIMENTAIS DE LUKERCHENKO ET AL. (2012). (A) SCALE = 1. (B) SCALE = 5. (C) SCALE = 10. CÉLULAS 3,65 × 3,65 × 3,65 MM.	86
FIGURA 6.19 - COMPARAÇÕES ENTRE OS RESULTADOS OBTIDOS NAS SIMULAÇÕES COM OS RESULTADOS EXPERIMENTAIS DE LUKERCHENKO ET AL. (2012). (A) SCALE = 1. (B) SCALE = 5. (C) SCALE = 10. CÉLULAS 3,65 X 3,65 X 3,65 MM.	87
FIGURA 7.1 - ILUSTRAÇÃO DO COMPRIMENTO DE DESENVOLVIMENTO DO LEITO, L_{DES} , E DA ALTURA DE LEITO ESTACIONÁRIO, H_{EST} .	90
FIGURA 7.2 - ASPECTO DO LEITO DE PARTÍCULAS PARA CADA UMA DAS VAZÕES DE ENTRADA. (A) 100 GPM. (B) 125 GPM. (C) 150 GPM. (D) 175 GPM.	91
FIGURA 7.3 - EVOLUÇÃO DO LEITO EM SEÇÕES REPRESENTATIVAS DO ESPAÇO ANULAR PARA A VAZÃO DE 175 GPM. (A) Z = 2,0 ATÉ Z = 3,0 M. (B) Z = 3,5 ATÉ Z = 4,5 M. (C) Z = 4,5 ATÉ Z = 5,5 M. (D) Z = 5,5 ATÉ Z = 6,5 M.	92
FIGURA 7.4 - VISÃO LATERAL DO LEITO DE PARTÍCULAS. (A) 100 GPM. (B) 125 GPM. (C) 150 GPM. (D) 175 GPM.	94
FIGURA 7.5 - QUEDA DE PRESSÃO EM FUNÇÃO DO TEMPO PARA CADA UMA DAS VAZÕES DE FLUIDO SIMULADAS. (A) 100 GPM. (B) 125 GPM. (C) 150 GPM. (D) 175 GPM.	97
FIGURA 7.6 - FRAÇÃO VOLUMÉTRICA DO LEITO DE PARTÍCULAS AO LONGO DO TEMPO EM FUNÇÃO DA VAZÃO DE FLUIDO DE LIMPEZA. (A) 100 GPM. (B) 125 GPM. (C) 150 GPM.	98
FIGURA 7.7 - ASPECTO DO LEITO DE PARTÍCULAS EM FUNÇÃO DO DIÂMETRO DE PARTÍCULA UTILIZADO	99
FIGURA 7.8 - VISÃO LATERAL DO LEITO DE PARTÍCULAS. (A) 3,5 MM. (B) 4,0 MM (C) 4,5 MM. (D) 5,0.	100
FIGURA 7.9 - QUEDA DE PRESSÃO EM FUNÇÃO DO TEMPO PARA CADA UM DOS DIÂMETROS UTILIZADOS. (A) 3,5MM. (B) 4,0 MM. (C) 4,5 MM. (D) 5,0 MM.	102
FIGURA 7.10 - ILUSTRAÇÃO DO ASPECTO DO LEITO DE PARTÍCULAS DURANTE OS INSTANTES DE TEMPO EM QUE A QUEDA DE PRESSÃO APRESENTA VALORES POSITIVOS.	103
FIGURA 7.11 - FRAÇÃO VOLUMÉTRICA DO LEITO DE PARTÍCULAS AO LONGO DO TEMPO EM FUNÇÃO DO DIÂMETRO DAS PARTÍCULAS UTILIZADAS NAS SIMULAÇÕES (A) 3,5 MM. (B) 4,0 MM. (C)5,0 .	104
FIGURA 7.12 - VALORES DA CONSTANTE C EM FUNÇÃO DO VALOR DO NÚMERO DE REYNOLDS DO ESCOAMENTO E A LINHA DE TENDÊNCIA CORRESPONDENTE A ESSES PONTOS.	105
FIGURA 7.13 - QUEDA DE PRESSÃO EM FUNÇÃO DA VAZÃO UTILIZADA E LINHA DE TENDÊNCIA PARA OS DADOS.	107

FIGURA 7.14 - VALORES DA ALTURA DO LEITO ESTACIONÁRIO EM FUNÇÃO DA VAZÃO UTILIZADA E A LINHA DE TENDÊNCIA REFERENTE A ESSES PONTOS. 108

FIGURA 7.15 - VALORES DA ALTURA DO LEITO ESTACIONÁRIO EM FUNÇÃO DO DIÂMETRO DAS PARTÍCULAS UTILIZADAS E A LINHA DE TENDÊNCIA REFERENTE A ESSES PONTOS. 109

LISTA DE TABELAS

TABELA 1.1 - PARÂMETROS COM INFLUÊNCIA NO PROCESSO DE LIMPEZA DE POÇOS DE PETRÓLEO.	16
TABELA 2.1 - CONDIÇÕES NAS QUAIS AS SIMULAÇÕES SERÃO REALIZADAS.	27
TABELA 3.1 - CONCENTRAÇÃO VOLUMÉTRICA DE INJEÇÃO DE PARTÍCULAS CALCULADA PARA CADA VAZÃO DE ENTRADA ATRAVÉS DA EQUAÇÃO (0.3).	29
TABELA 6.1 - PROPRIEDADES FÍSICAS DA PARTÍCULA E DA PAREDE.	69
TABELA 6.2 - VALORES DAS CONSTANTES ELÁSTICAS NA DIREÇÃO NORMAL E TANGENCIAL E DO PARÂMETRO K.	70
TABELA 6.3 - PARÂMETROS NUMÉRICOS UTILIZADOS DURANTE AS SIMULAÇÕES.	70
TABELA 6.4 - VALORES OBTIDOS COM AUXÍLIO DO <i>SOFTWARE ENGAUGE-DIGITIZER</i> ®.	71
TABELA 6.5 - ÂNGULO DE INCIDÊNCIA DAS PARTÍCULAS E RESPECTIVAS ALTURAS DE ABANDONO	72
TABELA 6.6 - DADOS REFERENTES AO FLUIDO E À PARTÍCULA.	74
TABELA 6.7 – PARÂMETROS NUMÉRICOS UTILIZADOS NAS SIMULAÇÕES.	75
TABELA 6.8 - DADOS REFERENTES ÀS PARTÍCULAS USADAS NAS SIMULAÇÕES PARA OS CASOS 1 E 2.	80
TABELA 7.1 - CONDIÇÕES NAS QUAIS AS SIMULAÇÕES SERÃO REALIZADAS.	89
TABELA 7.2 - COMPRIMENTO DO ESPAÇO ANULAR CORRESPONDENTE À CADA VAZÃO DE BOMBEIO UTILIZADA.	91
TABELA 7.3 - VALORES DO COMPRIMENTO DE DESENVOLVIMENTO DO LEITO PARA CADA VAZÃO UTILIZADA.	93
TABELA 7.4 - ALTURAS DOS LEITOS ESTACIONÁRIO E MÓVEL EM FUNÇÃO DA VAZÃO DE FLUIDO DE LIMPEZA.	95
TABELA 7.5 - COORDENADAS DOS PLANOS UTILIZADOS PARA MEDIR A QUEDA DE PRESSÃO.	95
TABELA 7.6 - ALTURAS DOS LEITOS ESTACIONÁRIO E MÓVEL EM FUNÇÃO DO DIÂMETRO DAS PARTÍCULAS UTILIZADAS.	101

NOMENCLATURA

Letras Romanas

F	Força	[N]
T	Torque	[N.m]
V	Volume	[m ³]
D	Diâmetro	[m]
T	Tempo	[s]
u	Velocidade	[m/s]
P	Pressão	[Pa]
M	Massa	[kg]
g	Aceleração da gravidade	[m/s ²]
I	Momento de inércia	[kg m ²]
h	Altura	[m]
L	Comprimento	[m]
Q	Vazão volumétrica	[GPM ou m ³ /s]
A	Área	[m ²]

Letras Gregas

ρ	Densidade	[kg/m ³]
μ	Viscosidade	[Pa.s]
ε	Fração volumétrica	[-]
ω	Velocidade angular	[rad/s]

Subscritos

<i>f</i>	Fluido
<i>p</i>	Partícula
<i>D</i>	<i>Drag</i> (Arrasto)
<i>e</i>	Empuxo
<i>g</i>	Gravitacional
<i>mv</i>	Massa Virtual
<i>gp</i>	Gradiente de Pressão
<i>s</i>	Sustentação
<i>ss</i>	Sustentação de Saffman
<i>sm</i>	Sustentação de Magnus
<i>Basset</i>	Termo de Basset
<i>c</i>	Contato
<i>colisão</i>	Colisão
<i>n</i>	Normal
<i>t</i>	Tangencial
<i>des</i>	Desenvolvimento
<i>est</i>	Leito Estacionário

Abreviaturas

CERNN	Centro de Pesquisas em Reologia e Fluidos Não Newtonianos
UTFPR	Universidade Tecnológica Federal do Paraná
TCC	Trabalho de Conclusão de Curso
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i>
DDPM	<i>Dense Discrete Phase Model</i>
DEM	<i>Discrete Element Method</i>
GPM	<i>Gallons Per Minute</i>

Sumário

1	INTRODUÇÃO	14
1.1	Contextualização	14
1.2	Caracterização do Problema	15
1.3	Objetivos Gerais	17
1.4	Estrutura do Trabalho	17
2	REVISÃO DA LITERATURA	19
2.1	Escoamento Particulados em Seções Anulares	19
2.2	Aspectos Numéricos Importantes	22
2.3	Soluções Numéricas para o Escoamento Particulado	25
2.4	Objetivos Específicos	26
3	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	28
3.1	Simplificações Utilizadas	28
3.2	Fração Volumétrica	29
3.3	Número de Stokes	31
3.4	Padrões de Escoamento	32
3.5	Nível de Resolução	34
3.5.1	Escala Microscópica	34
3.5.2	Escala Mesoscópica	34
3.5.3	Escala Macroscópica	35
3.6	Abordagens Euleriana e Lagrangiana	35
4	FORMULAÇÃO MATEMÁTICA	36
4.1	Fase Fluida	36
4.2	Fase Sólida	37
4.2.1	Força Gravitacional	37
4.2.2	Força de Empuxo	37
4.2.3	Força de Arrasto	38
4.2.4	Força de Massa Virtual	40
4.2.5	Força de Gradiente de Pressão	41
4.2.6	Forças de Sustentação	42
4.2.7	Força de Basset	44
4.2.8	Torque de Arrasto com o Fluido	45
4.2.9	Torque de Contato	45
5	METODOLOGIA NUMÉRICA	47
5.1	Acoplamento Entre as Fases	47
5.1.1	Modelo de Fase Discreta Densa (DDPM)	49
5.1.2	Método dos Elementos Discretos (DEM)	50
5.2	Condições de Contorno	55
5.3	Método de Suavização dos Termos Fonte	56
5.4	Método de Injeção das Partículas	57
5.5	Passo de Tempo das Partículas	59
5.6	Malha Utilizada	61

5.7	Método dos Volumes Finitos	61
5.8	Discretização Temporal	62
5.9	Discretização dos Termos Convectivos: <i>Upwind</i>	62
5.10	Síntese do Capítulo	63
6	CASOS DE VALIDAÇÃO	64
6.1	Sedimentação em Fluido Viscoso	64
6.1.1	Variação do Passo de Tempo da Fase Fluida	65
6.1.2	Variação do Tamanho do Volume de Controle	67
6.2	Ângulo de Reflexão e Velocidade Angular da Partículas Após Choque Oblíquo Contra Parede	68
6.2.1	Ângulo de Reflexão	70
6.2.2	Velocidade Angular Após a Colisão	72
6.3	Trajatória da Partícula Após Choque Normal Contra Parede	73
6.3.1	Trajatória da Partícula	75
6.3.2	Velocidade da Partícula	77
6.4	Velocidade Angular, Velocidade de Translação e Força Magnus	78
6.4.1	Caso 1	81
6.4.2	Caso 2	83
6.5	Síntese do Capítulo	87
7	RESULTADOS	89
7.1	Efeito da Vazão do Fluido de Limpeza	90
7.1.1	Aspecto do Leito de Partículas	91
7.1.2	Queda de Pressão	95
7.1.3	Fração Volumétrica de Partículas do Leito	97
7.2	Efeito do Diâmetro das Partículas	98
7.2.1	Aspecto do Leito de Partículas	99
7.2.2	Queda de Pressão	101
7.2.3	Fração Volumétrica de Partículas no Leito	103
7.3	Consolidação dos Resultados	104
7.3.1	Equação Para Previsão do Comprimento de Desenvolvimento do Leito em Função do Número de Reynolds do Escoamento	105
7.3.2	Gradiente de Pressão em Função da Vazão de Fluido de Limpeza	106
7.3.3	Equação Para Previsão da Altura do Leito Estacionário em Função da Vazão de Fluido de Limpeza	107
7.3.4	Equação Para Previsão da Altura do Leito Estacionário em Função do Diâmetro das Partículas utilizadas na simulação	108
8	CONSIDERAÇÕES FINAIS	110
8.1	Conclusões	110
8.2	Sugestões Para Trabalhos Futuros	111
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	112

1 INTRODUÇÃO

1.1 Contextualização

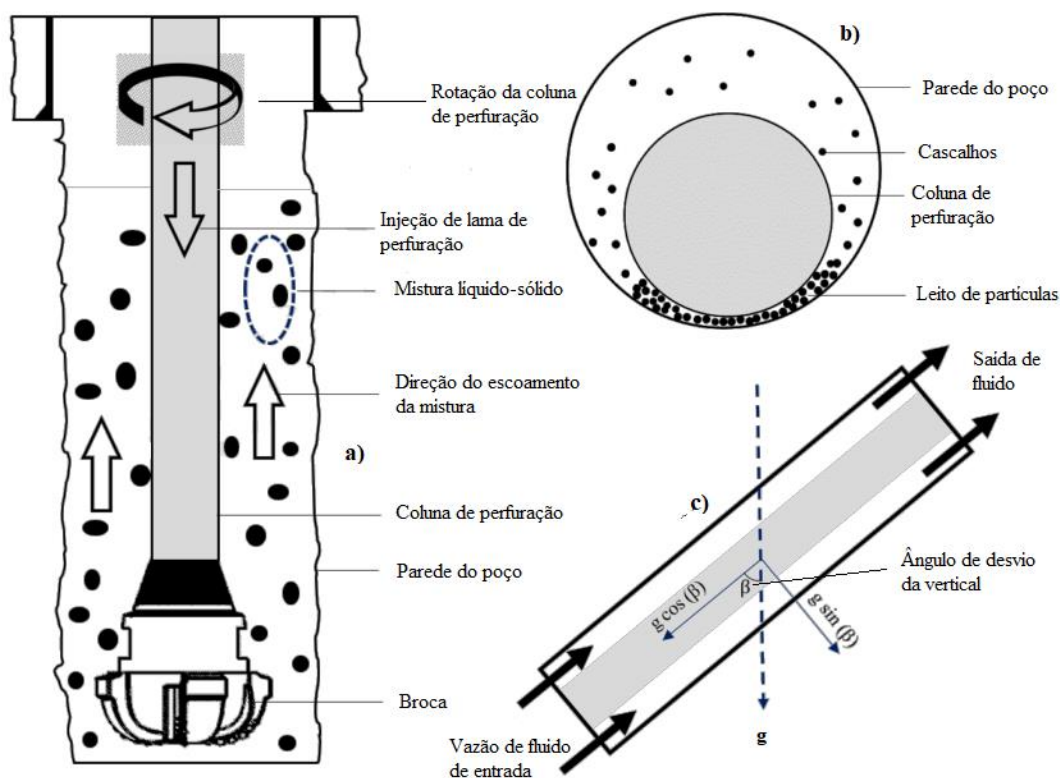
Dentro do contexto industrial atual, o petróleo ocupa papel fundamental entre as mais importantes matérias-primas. Dificilmente encontra-se um ambiente, produto ou bem que não contenha petróleo em sua composição, ou cuja fabricação não necessite, direta ou indiretamente, de petróleo. Sendo assim, entender os mecanismos envolvidos na sua produção é muito importante.

Entretanto, após décadas de uso e exploração, o acesso ao petróleo vem se tornando mais difícil, fazendo com que poços extensos e inclinados com relação à vertical tenham que ser perfurados para se chegar às reservas. Comprimentos horizontais de perfurações da ordem de 8500 metros já eram obtidos em meados da década de 90 (ALFSEN et al., 1995).

Um dos maiores problemas originados da fuga da direção vertical é realizar a limpeza do poço. Conforme descrito por Pilehvari et al. (1999), Bilgesu et al. (2007) e Sifferman e Becker (1992), a limpeza inadequada de poços de petróleo gera vários problemas, como desgaste prematuro da broca, taxas de perfuração reduzidas, alta demanda energética para torques mais elevados no equipamento e até mesmo a prisão da broca na região onde ocorre a perfuração. Em situações extremas, pode ocorrer a perda do poço.

Neste ponto, faz-se necessário descrever como é convencionalmente realizada a limpeza de um poço de petróleo. Após a broca perfurar a formação, quebrando a rocha à sua frente, um fluido de perfuração, também conhecido por lama, é injetado pelo interior da broca até atingir a rocha quebrada. A pressão desse fluido faz com que os cascalhos sejam carreados pelo espaço anular formado pela coluna de perfuração e a parede do poço até local adequado. A Figura 1.1a mostra um corte longitudinal ao longo de um poço vertical, ilustrando como o processo de remoção de cascalhos ocorre nessa configuração. A Figura 1.1b mostra um corte transversal em um poço já inclinado, onde pode-se observar que a coluna de perfuração é excêntrica (devido ao peso da lama) e que há formação de um leito de cascalhos na região inferior, decorrente do ação do campo gravitacional (BILGESU et al., 2002). Já a Figura 1.1c mostra um corte longitudinal em um poço inclinado, destacando o ângulo de inclinação β em relação à direção vertical.

Figura 1.1 - Ilustração do processo de limpeza de poço de petróleo e variáveis importantes. (a) corte longitudinal. (b) corte transversal. (c) Ilustração de poço inclinado com relação à direção vertical.



FONTE: adaptado de Epelle e Gerogiorgis (2017).

Tendo em vista que a perfuração de poços de petróleo envolve bilhões de dólares (ESCUДИER et al., 2002). Em perfurações *onshore* (aquelas realizadas no continente, em terra firme) os custos relacionados à perfuração giram em torno de 30 a 40% do total do custo do poço, enquanto que em perfurações *offshore* (realizadas sobre uma coluna d'água), a parcela referente à perfuração abrange 60% dos custos totais dos poços (FULLENBAUM et al., 2016).

Surge deste contexto a necessidade de se estudar a formação de leitos, estabelecendo quais são os parâmetros que possuem maior influência para seu controle e realizando estimativas de valores importantes quando sua ocorrência está presente, como o aumento resultante na queda de pressão e a fração volumétrica de partículas, por exemplo.

1.2 Caracterização do Problema

Sabe-se que a formação de leitos só ocorre quando condições próprias de operação não são satisfeitas. Dentre as muitas variáveis que influenciam o processo estão a vazão de fluido

de limpeza, a rotação da coluna de perfuração, as características físicas e geométricas das partículas bem como as características reológicas do fluido. Sifferman e Becker (1992) citam em seu trabalho que até dez parâmetros tem influência direta no problema. A Tabela 1.1 mostra quais são estes parâmetros.

Tabela 1.1 - Parâmetros com influência no processo de limpeza de poços de petróleo.

Variável
Vazão de fluido de limpeza
Propriedades reológicas da lama
Desvio da direção vertical
Rotação da coluna de perfuração
Excentricidade da coluna de perfuração
Razão de diâmetros poço-coluna
Taxa de injeção de partículas
Tamanho das partículas

FONTE: adaptado de Sifferman e Becker (1992).

Sabe-se que a velocidade média de injeção de fluido de limpeza colabora com a remoção de partículas de dentro do espaço anular. Entretanto, a utilização de valores elevados de vazão é restrita à capacidade dos equipamentos de bombeio (HALL; THOMPSON; NUSS, 1950) e também à pressão de fratura máxima suportada pela formação.

Outro parâmetro importante é o tamanho das partículas. Quanto maior seu diâmetro, maior é sua tendência de sedimentação devido à ação da força da gravidade, especialmente no caso de interesse para este trabalho, *i.e.*, em poços horizontais.

Tem-se conhecimento qualitativo da influência dos parâmetros da Tabela 1.1 na formação ou remoção de leito de partículas. Entretanto, análises quantitativas são difíceis de serem construídas, em função da natureza aleatória do processo. Desta forma, usa-se a Dinâmica dos Fluidos Computacional (*CFD*) para se obter acesso à valores numéricos (KRUGGEL-EMDEN et al., 2007), (NAZARI; HARELAND; AZAR, 2010).

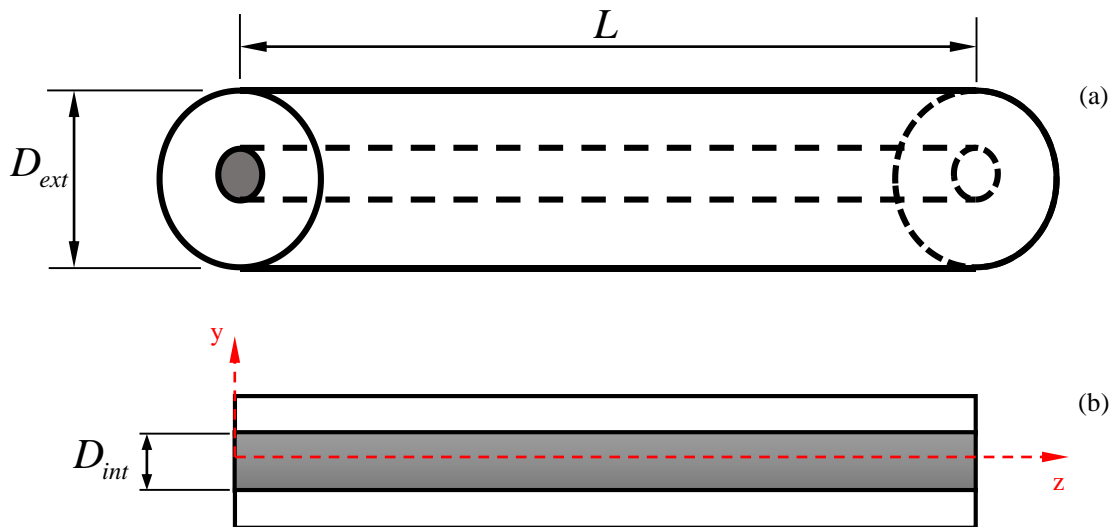
Dado este contexto, o problema a ser estudado consiste em uma análise paramétrica, na qual os valores de parâmetros da Tabela 1.1 são variados, e os resultados oriundos das mudanças são comparados entre si.

1.3 Objetivos Gerais

Realizar estudo paramétrico, através de abordagem Euler-Lagrange, a fim de entender a importância relativa de parâmetros típicos de sistemas de limpeza de poços de petróleo, como: a vazão de injeção de fluido de limpeza, o diâmetro médio dos cascalhos originados.

Para que o objetivo geral descrito acima possa ser realizado, a geometria dada na Figura 1.2 é utilizada neste trabalho. A geometria consiste em um espaço anular concêntrico, de comprimento genérico L e diâmetros externo e interno D_{ext} e D_{int} iguais a 5 e 3 polegadas, respectivamente. A Seção 3.1 aborda valores típicos utilizados para os diâmetros.

Figura 1.2 - Geometria de estudo.



O software *STAR-CCM+*[®], versão 13.04.011, será utilizado para desenvolver as simulações, pois permite tratar de maneira adequada o escoamento particulado. Na seção 2.4, após revisão do estado da arte, os objetivos específicos deste trabalho serão expostos, juntamente com uma tabela que resume os casos estudados e dados pertinentes à geometria do problema.

1.4 Estrutura do Trabalho

Este trabalho é composto de 7 capítulos. No primeiro capítulo, mostra-se a contextualização do trabalho, informando o leitor quanto à aspectos importantes da perfuração horizontal, bem como caracteriza-se o problema e objetivos gerais são especificados.

No Capítulo 2 uma revisão da literatura é feita e subdivida em três partes fundamentais: escoamentos particulados propriamente ditos, aspectos numéricos e o estado da arte. Por fim, após possuir o embasamento teórico necessário, faz-se o enunciado dos objetivos específicos.

No Capítulo 3 apresenta-se uma fundamentação teórica de variáveis e conceitos importantes utilizados no trabalho, mostrando em seu fim a abordagem Euler-Lagrange utilizada nas simulações.

Por sua vez, no Capítulo 4 a formulação matemática das equações que regem o comportamento da fase fluida e da fase sólida é discutida, mostrando quais são as equações que devem ser resolvidas, bem como uma explicação física das forças hidrodinâmicas atuantes em uma partícula é fornecida.

No Capítulo 5 mostra-se a metodologia numérica usada, *i.e.*, apresenta-se o DDPM e o Método dos Elementos Discretos (DEM). Aspectos importantes como o Método de Suavização dos Termos Fonte e a maneira através da qual as partículas são inseridas são discutidos.

No Capítulo 6 os casos de validação feitos para este trabalho são mostrados e discutidos, ou seja, avalia-se se a metodologia utilizada é capaz de representar de maneira adequada fenômenos físicos de interesse.

No Capítulo 7 os resultados obtidos os resultados obtidos são mostrados e discutidos.

Finalmente, no Capítulo 8 conclusões são retiradas dos resultados apresentados no Capítulo 7.

2 REVISÃO DA LITERATURA

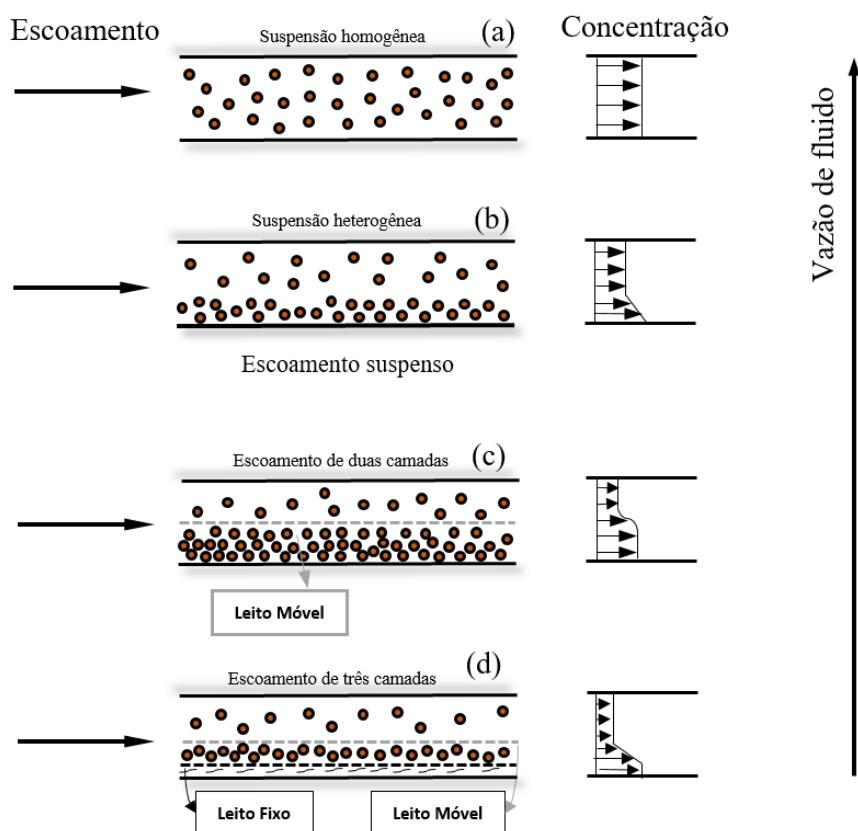
Este capítulo apresenta a revisão bibliográfica dos trabalhos selecionados que possuem maior relevância para o estudo de escoamentos bifásicos líquido-sólido aplicados na limpeza de poços de petróleo. Primeiramente, uma revisão específica sobre o assunto é feita. Depois, aspectos pertinentes à parte numérica são abordados. Finalmente, trabalhos numéricos recentes são apresentados com intuito de revisar a literatura mais recente sobre o tema.

2.1 Escoamento Particulados em Seções Anulares

Uma revisão sobre escoamentos bifásicos líquido-sólido, também conhecidos por escoamentos particulados, começa de maneira metódica abordando livros-texto específicos sobre o assunto. Peker e Helvacı (2011) apresentam uma obra que compila inúmeros conceitos importantes. Os autores descrevem as abordagens euleriana e lagrangiana. A primeira consiste em um volume de controle fixo no espaço, enquanto que a segunda se move com a partícula (líquida ou sólida) que se deseja monitorar. Os autores demonstram que ambas as abordagens são matematicamente equivalentes, sendo que, geralmente, apenas a abordagem euleriana é usada para a fase líquida, enquanto que a fase sólida pode ser monitorada utilizando-se qualquer uma das duas abordagens. A escolha deve ser feita de acordo com os fenômenos que se deseja estudar e de acordo com parâmetros melhor abordados na Seção 3.2.

Peker e Helvacı (2011) ressaltam que, conforme exposto em Doron e Barnea (1996), uma classificação do padrão de escoamento pode ser feita de acordo com a distribuição da fase sólida na seção transversal do escoamento, sendo possível encontrar três padrões: escoamento completamente suspenso (dividido em homogêneo e heterogêneo), escoamento com leito móvel e escoamento com leito estacionário. A Figura 2.1 ilustra os padrões e mostra a concentração radial de partículas em cada uma delas.

Figura 2.1 - Ilustração dos padrões de escoamento e concentração radial de partículas em função da vazão de fluido. (a) escoamento suspenso homogêneo (b) escoamento suspenso heterogêneo (c) escoamento estratificado em duas camadas com leito móvel na parte inferior (d) escoamento estratificado em três camadas com um leito fixo na parte inferior e um leito móvel intermediário.



Os autores ainda mencionam outro parâmetro bastante importante chamado de velocidade limite de deposição, que caracteriza a velocidade média mínima de injeção de lama a partir da qual não há formação de leitos móveis em escoamentos particulados.

O trabalho de Martins (1990) apresenta um modelo mecanicista para descrever o escoamento de cascalhos imersos em fluido não newtoniano, em regime permanente em regiões anulares. O autor utiliza o modelo mecanicista de duas camadas, sendo a superior composta por suspensão homogênea de partículas e a inferior por um leito fixo. O pesquisador também utiliza modelos de dispersão turbulenta para analisar o comportamento das partículas. Martins (1990) chega à conclusão de que a velocidade de injeção do fluido é o parâmetro mais importante para se conseguir a remoção adequada de cascalhos, e deve ser o primeiro parâmetro variado em caso de problemas de remoção. O autor também menciona que, quanto mais excêntrico o espaço anular, maior é a tendência para a formação de leitos. Entretanto, na

contramão de pesquisadores como Sifferman et al. (1974), Martins (1990) afirma que a reologia do fluido tem influência apenas moderada na remoção de partículas.

Com relação a trabalhos mais específicos, os trabalhos de Sifferman et al. (1974) e de Zeidler (1972) são pioneiros nos estudos de limpeza de poços de petróleo. Ambos se valem de experimentos até então inéditos para estudar a influência dos muitos parâmetros do sistema na limpeza dos poços. Zeidler (1972) chega à conclusão de que há regiões do espaço anular em que as partículas tem maior facilidade para movimentação em relação à outras regiões, em função do perfil de velocidades da fase fluida. O autor também menciona que a rotação da coluna de perfuração é benéfica para a remoção de partículas. Sifferman et al. (1974) trazem a definição de regime permanente, sendo aquele no qual o número de partículas extraídas do poço é igual ao número de partículas geradas pela ação da broca. Os autores citam que os fatores mais importantes controlando a remoção de partículas são a velocidade do fluido e as propriedades reológicas.

Sifferman (1983) realiza estudo mais teórico do escoamento em espaços anulares na vertical. Em sua revisão das obras feitas até então, o pesquisador cita que a literatura, até aquela época, era conflitante com respeito às características mais relevantes para a limpeza do poço: alguns autores afirmavam que escoamento laminar era preferido, enquanto outros afirmavam que o regime turbulento era mais adequado; autores afirmavam que fluidos com características reológicas não newtonianas eram melhores, enquanto outros afirmavam o contrário. Ao final da sua obra, o autor aponta que uma velocidade anular média duas vezes maior que a velocidade relativa entre os cascalhos e a lama de perfuração é recomendada para operação efetiva. O autor também chega à conclusão de que fluidos mais viscosos são mais adequados.

Sifferman e Becker (1992) publicam estudo experimental em espaços anulares inclinados com relação à vertical. Ao total, dez parâmetros são analisados, e uma análise estatística é feita para determinar quais parâmetros que possuem maior influência. Em concordância com Sifferman et al. (1974), os autores apontam que a velocidade do fluido de perfuração é o parâmetro mais importante, além de destacar que a densidade da lama, a inclinação do poço e a rotação da coluna também exercem papel fundamental. A rotação da coluna, segundo o autor, é mais efetiva quanto mais próximo da horizontal está o poço.

Bilgesu, Mishra e Ameri (2007) citam que a correta limpeza do poço resulta em diminuição de custos e melhora na produção, e que, para atingir esses objetivos, dados em

tempo real da operação são necessários. Entretanto, para os autores, esses dados são impossíveis de serem obtidos e analisados nos locais de operação. Simulações numéricas são apontadas como o caminho mais viável para a solução deste problema, pois, conforme corroboram Akhshik, Behzad e Rajabi, (2015), dão flexibilidade para se estudar cada parâmetro separadamente e obter resultados instantâneos

Garcia-Hernandez et al. (2008) fazem estudo experimental sobre a velocidade das partículas em escoamento bifásico presente em poço de petróleo. Reproduzindo condições existentes em poços de petróleo reais, os autores chegam à conclusão de que a rotação da coluna de perfuração é parâmetro mais importante que a inclinação do poço ou a reologia do fluido que é utilizado durante a perfuração. Os autores também mencionam que a velocidade das partículas é em média 60% da velocidade média do fluido escoando no espaço anular.

Cho et al. (2000) propõem um modelo mecanicista para predição do comportamento de partículas em poço de petróleo. O que os autores fazem é segmentar três faixas de ângulos que caracterizam o desvio do poço da vertical: para inclinações de 60 até 90°, o modelo de três segmentos de Doron e Barnea (1996) é utilizado. Quando a faixa de ângulos compreende valores entre 30 e 60°, chamada de faixa de transição, um modelo de duas camadas é utilizado. Finalmente, para poços com inclinação entre 0 e 30°, modelo de uma única camada é utilizado. Com as considerações feitas, Cho et al. (2000) chegam à conclusão de que a velocidade é realmente o parâmetro mais importante na análise da limpeza de poços de petróleo. Os pesquisadores fazem a ressalva de que velocidades muito altas na limpeza podem ocasionar elevado gradiente de pressão e, por consequência, maiores custos de operação. Também citam que um fluido mais viscoso aumenta levemente a capacidade de carreamento de partículas de uma lama de perfuração.

2.2 Aspectos Numéricos Importantes

Para que o desenvolvimento adequado seja possível, alguns trabalhos sobre características numéricas, especialmente sobre o acoplamento DDPM-DEM, que será melhor abordado no capítulo 4, foram essenciais. Esta seção faz uma revisão dessas obras.

Um trabalho fundamental é realizado por Cundall e Strack (1979). Nele, os autores introduzem o Método dos Elementos Discretos, mais conhecido por sua sigla em inglês DEM (*Discrete Element Method*), que será usada por vezes neste trabalho para designar o método.

O DEM é utilizado para contabilizar forças atuantes nas partículas que são oriundas de colisões. Para que isso seja possível, toda vez que as partículas colidem entre si (ou contra uma parede), uma sobreposição hipotética entre os corpos é assumida. Através dessa sobreposição, forças de repulsão na partícula são calculadas. Para a dissipação energética, um coeficiente de amortecimento baseado nas propriedades da partícula e do coeficiente de restituição é usado. Conforme descrevem Kruggel-Emden et al., (2007), este é o modelo conhecido como viscoelasticidade linear.

Aspecto fundamental do DEM é que as forças de contato exercidas sobre uma partícula devem resultar apenas de corpos que estão imediatamente ao seu redor. Essa limitação vem do fato de o método pressupor velocidades constantes para cada iteração dos cálculos. Por isso, o passo de tempo das partículas é invariavelmente baixo, da ordem de 10^{-6} segundo.

Outro trabalho muito importante é o de Di Renzo e Di Maio (2004). Nele, os autores fazem uma revisão da mecânica de colisão e apresentam três modelos usados para descrever essas colisões. Um modelo baseado na relação linear entre deformação e força e outros dois que contabilizam efeitos locais da distribuição de tensão interna no momento da colisão, resultando em relações deformação-força não lineares. Ao final do trabalho, os autores chegam à conclusão de que o modelo linear, que pressupõe partículas indeformáveis, é adequado para monitorar o comportamento da partícula, o que corrobora o que havia sido afirmado por Kharaz et al. (2001). Di Renzo e Di Maio (2004) chegam à essa conclusão através de simulações numéricas.

Gondret, Lance e Petit (2002) fazem estudo numérico sobre a importância das forças agindo em partícula imersa em meio fluido. Os autores destacam que, para partícula imersa no ar, que é fluido pouco viscoso, apenas o arrasto e as forças oriundas de colisões bastam para descrever o comportamento da partícula. Já para fluidos mais viscosos, como é o caso do óleo de silicone usado para experimentos dos autores, outras forças passam a ser importantes. A afirmação é, entretanto, contraditória em relação aos trabalhos feitos por (Armenio e Fiorotto (2001) e Lukerchenko, Dolansky e Vlasak (2012), que afirmam que algumas forças podem ser desprezadas por serem de magnitude inferior às demais. De qualquer maneira, Gondret, Lance e Petit (2002) apresentam expressão desenvolvida por Lawrence e Mei (1995) que serve para calcular a força de Basset em simulações numéricas.

Outro trabalho muito importante para a realização das simulações feitas para este trabalho é o de Tsuji, Kawaguchi e Tanaka (1993). Os pesquisadores usam pela primeira vez um valor fictício para o módulo de elasticidade equivalente das partículas colidentes. O valor usado é cinco ordens de grandeza menor que aquele que seria calculado para as propriedades reais das partículas. Essa alteração é justificada na medida que o tempo de colisão entre entidades sólidas, modeladas pelo DEM, é inversamente proporcional ao módulo de elasticidade, o que acarreta na necessidade de se utilizar valor bastante reduzido para o passo de tempo das partículas, tornando as simulações muito lentas. Os autores obtêm bons resultados com o uso do passo de tempo mais elevado, originado do módulo de elasticidade fictício.

Destaca-se também o trabalho de Pichugin (2008). O pesquisador desenvolve uma expressão para cálculo aproximado da velocidade da onda de Rayleigh, que viaja na superfície de qualquer corpo sólido que experimenta uma colisão. Esse trabalho é importante no sentido de que um dos critérios utilizados pela *STAR-CCM+*[®] para cálculo do passo de tempo da partícula depende justamente da velocidade da onda de Rayleigh. A expressão desenvolvida por Pichugin (2008) depende apenas do coeficiente de Poisson do material da partícula, e contém erro relativo de apenas 0,05%.

Um parâmetro importante quando se está simulando sistemas particulados é a resistência ao rolamento. Este é um parâmetro usado com o DEM principalmente para contabilizar efeitos de forma (AI et al., 2011), i.e., este parâmetro contabiliza desvios da forma esférica perfeita, o que torna a simulação mais realista.

Trabalho pioneiro com respeito à resistência ao rolamento foi feito por Iwashita e Oda (1998). Os pesquisadores estudam bandas de cisalhamento em materiais utilizando o DEM, e concluem que não considerar ao rolamento das partículas leva a resultados errôneos em simulações. Sendo assim, códigos DEM são modificados de forma a inserir efeitos de rolamento, e, após simular os mesmos casos com o uso deste parâmetro, os autores chegam em resultados mais realistas.

Jiang, Yu e Harris (2005) partem do trabalho de Iwashita e Oda (1998) e desenvolvem um modelo otimizado no qual escorregamento e rotação da partícula são responsáveis por dissipar energia, além do fato de o modelo poder ser estendido para partículas não esféricas.

Ai et al. (2011) apresentam um trabalho muito importante por definir os modelos de resistência ao rolamento usados no *STAR-CCM+*[®]. O primeiro deles, usado neste trabalho, impõe às partículas um torque constante e com sentido contrário ao sentido relativo de rolamento entre as partículas. Um coeficiente de resistência ao rolamento é usado para calcular a magnitude do torque gerado. A Seção 4.2.9 traz a formulação matemática associada ao valor do torque.

2.3 Soluções Numéricas para o Escoamento Particulado

Trabalho numérico é realizado por Ofei, Irawan e Pao (2014). Os autores começam enfatizando a importância de estudos numéricos com relação ao tema, uma vez que a obtenção de valores de queda de pressão e concentração de partículas é bastante custosa de se realizar experimentalmente. A abordagem utilizada pelos autores é euleriana-euleriana, que será descrita na Seção 3.6. Ao comparar seus resultados com valores experimentais dispostos na literatura, os autores obtêm erro médio de 0,84% para a queda de pressão e 12% para a concentração de partículas dentro do domínio. A discrepância maior para a queda de pressão é atribuída à natureza do modelo euleriano utilizado para ambas as fases: uma vez que as partículas não são monitoradas individualmente, não se obtém boa precisão para a concentração remanescente de partículas dentro do poço. O estudo feito por Ofei, Irawan e Pao (2014) utiliza modelos de turbulência $k-\epsilon$ inerentemente atrelados ao modelo euleriano usado.

Epelle e Gerogiorgis (2017) também conduzem um trabalho numérico baseado na abordagem euleriana para as duas fases. Os autores usam água e fluido não newtoniano em suas simulações. Os autores apontam que, apesar de reduzir a concentração de partículas dentro do espaço anular, aumento da velocidade do fluido de perfuração acarreta em queda de pressão mais elevada. A causa apontada é o aumento do arrasto atuante sobre as partículas e perdas devido à fricção das partículas entre si e com as paredes. Ao contrário do que afirmam outros autores, Epelle e Gerogiorgis (2017) mencionam que o movimento de rotação da coluna de perfuração contribui marginalmente com a remoção de cascalhos, e também ajuda no aumento da queda de pressão observada no poço. Outros aspectos importantes observados pelos autores são o fato das quedas de pressão serem menores quando a coluna de perfuração é concêntrica com a parede do poço, e que os gastos com bombeio de fluido de perfuração

umentam drasticamente com o aumento da inclinação em relação à vertical. Todavia, os autores não fornecem valores associados aos custos.

Mudando o tratamento matemático dado às partículas, Akhshik, Behzad e Rajabi (2015) usam a abordagem lagrangiana. Nesta abordagem as partículas são tratadas individualmente, conforme apresentados na Seção 3.6. Os pesquisadores obtêm resultados coerentes para a concentração de partículas na região anular, especialmente quando a velocidade de injeção do fluido nesta região é mais elevada. É possível observar nos resultados dos autores a formação de três camadas de partículas quando a inclinação do poço com relação à vertical é mais severa.

Em trabalho recente, Coetzee (2016) estuda mais à fundo a influência da forma da partícula utilizando o DEM. O autor usa vários tipos de partículas não-esféricas que são compostas de aglomerados de esferas. Um método avançado de criação de corpos não-esféricos a partir de partículas reais também é usado. Coetzee (2016) afirma que, conforme o número de esferas usadas para aproximar o formato de uma partícula em questão aumenta, os resultados são mais fidedignos ao que de fato ocorre fisicamente, uma vez que o formato do corpo é mais preciso. Entretanto, o custo computacional para se usar tal técnica pode ser proibitivo.

Ao se realizar esta revisão bibliográfica, percebeu-se uma escassez de trabalhos que utilizam a abordagem lagrangiana para estudar o comportamento de partículas dentro de um poço de petróleo. Esta escassez é ainda maior quando parâmetros presentes em operação no campo, como excentricidade e rotação da coluna de perfuração estão presentes.

Outro fato importante de se mencionar é que alguns trabalhos tratam um escoamento com números de Reynolds do escoamento da ordem de 20000 como sendo laminares. Alguns exemplos são os trabalhos de Epelle e Gerogiorgis (2017) e Akhshik, Behzad e Rajabi (2015). Considerando estes fatos, acredita-se que a realização de um trabalho que utilize esse método possa contribuir com o entendimento de assuntos pertinentes à limpeza de poços de petróleo dentro do escopo de um curso de graduação, i.e., sem utilizar fluidos não newtonianos.

2.4 Objetivos Específicos

Com a revisão bibliográfica feita, tem-se condições de definir o escopo do trabalho. Sendo assim, os objetivos específicos são destacados abaixo.

- Monitorar a fração volumétrica de partículas que caracteriza um leito em regime estacionário, *i.e.*, um leito cuja altura não mais varia;
- Monitorar as quedas de pressão para regime estatisticamente desenvolvido; e
- Observar a formação de padrões de escoamento, importantes para caracterizar a física da limpeza do poço.

A Tabela 2.1 mostra as configurações para as quais as simulações são feitas. O fluido de perfuração passa a ser denominado fluido de limpeza, em virtude de possuir caráter newtoniano e não ser de fato um fluido de perfuração. Parâmetros que possuem mais de um valor, *e.g.*, vazão de fluido, são os parâmetros que serão estudados neste trabalho. Os valores para o número de Reynolds fornecidos correspondem às vazões utilizadas.

Tabela 2.1 - Condições nas quais as simulações serão realizadas.

Parâmetro	Valor
Taxa de penetração [ft/hr]	100
Vazões de fluido de limpeza[GPM]	100; 125; 150; 175
Número de Reynolds [-]	1241,28; 1551,60; 1861,90; 2172,23
Diâmetro das partículas [mm]	3,5; 4,0; 4,5; 5,0
Inclinação do poço com relação à vertical [°]	90
Densidade do fluido de limpeza ρ_f [kg/m ³]	920
Viscosidade dinâmica do fluido de limpeza μ_f [Pa.s]	0,0293

Parte-se agora para a introdução ao escoamento bifásico líquido-sólido. Posteriormente, as formulações matemática e numérica são feitas.

3 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Antes de abordar formulações matemáticas apropriadas ao escoamento líquido-sólido, é necessário fornecer o embasamento teórico dos parâmetros que definem este tipo de escoamento. Para o escoamento líquido-sólido, tanto a abordagem euleriana quanto a abordagem lagrangiana podem ser utilizadas para a fase dispersa, enquanto que apenas a abordagem euleriana é usada para a fase contínua (PEKER; HELVACI, 2011).

Sendo assim, se faz necessário escolher qual o modelo ideal a ser usado para a fase sólida. A escolha depende, basicamente, de dois parâmetros: fração volumétrica da fase dispersa presente no sistema e do número de Stokes do escoamento. Uma explanação sobre estes parâmetros é feita nas Seções 3.2 e 3.3. Antes, a Seção 3.1 traz algumas simplificações necessárias para tornar a realização das simulações factível.

3.1 Simplificações Utilizadas

As simplificações feitas são: A lama é tratada como fluido newtoniano de alta viscosidade para que o escoamento seja laminar, o escoamento é considerado completamente desenvolvido durante todo o comprimento do espaço anular e as partículas são modeladas como perfeitamente esféricas, porém apresentando um torque constante oriundo de seu formato não esférico real (Seção 4.2.9). Além disso, considera-se o problema isotérmico.

Os valores das velocidades médias de injeção do fluido utilizados nas simulações são calculados a partir da vazão volumétrica de lama através da relação:

$$V_{méd} = \frac{Q_f}{A_p} \quad (0.1)$$

sendo Q_f a vazão volumétrica de lama e A_p a área da seção transversal do espaço anular, calculada através da expressão (0.2).

$$A_p = \frac{\pi}{4} (D_{ext}^2 - D_{int}^2) \quad (0.2)$$

sendo D_{ext} o diâmetro da parede do poço e D_{int} o diâmetro da coluna perfuração. Valores típicos para estes dois parâmetros são dados nos trabalhos de Sifferman (1983) e Thomas (2001), correspondendo a $D_{ext} = 8,5$ pol (203,2 mm) e $D_{int} = 4,99$ pol (126,75 mm). Entretanto, devido ao alto custo computacional da abordagem Euler-Lagrange utilizada, o

espaço utilizado nas simulações é reduzido, com dimensões $D_{ext} = 5,0$ pol (127 mm) e $D_{int} = 3$ pol (76,2 mm). Outra simplificação importante é quanto à reologia do fluido utilizado. Referências básicas como ASME (2005) e Darley e Gray (1988) afirmam que os fluidos de perfuração possuem caráter não newtoniano pseudoplástico. Porém, para não fugir do escopo do curso de graduação, o fluido considerado é um biodiesel, utilizado com sucesso como base de fluido de limpeza no trabalho de Agwu, Okon e Udoh (2015). As propriedades desse óleo são dadas na Tabela 2.1.

A taxa de penetração (TP) da coluna de perfuração na formação, conforme citam Sifferman e Becker (1992) possui valores típicos em campo que variam entre 50 e 200 pés por hora (4,23 e 16,93 milímetros por segundo, respectivamente). A concentração volumétrica de injeção de partículas é proporcional à taxa de penetração, conforme Equação (0.3), atribuída à Larsen, Pilehvari e Azar (1997).

$$C_{vol} = \frac{TP}{V_{casc} \left[1 - \frac{D_{int}^2}{D_{ext}^2} \right]} \quad (0.3)$$

sendo V_{casc} a velocidade média das partículas quando da injeção do fluido. Nas simulações, a taxa de penetração é fixada em 100 ft/hr. O valor de V_{casc} é idealizado como equivalendo à velocidade média de injeção do fluido no espaço anular. A Tabela 3.1 traz as concentrações volumétricas correspondentes às vazões dadas na Tabela 2.1.

Tabela 3.1 - Concentração volumétrica de injeção de partículas calculada para cada vazão de entrada através da Equação (0.3).

Parâmetro	Valor
Vazão de fluido [gpm]	100; 125; 150; 175
Concentração volumétrica de partícula [%]	1,70; 1,36; 1,13; 0,97

3.2 Fração Volumétrica

A fração volumétrica de uma fase qualquer i é definida como o volume que essa fase ocupa pelo volume total da mistura em determinada região de interesse no espaço (CROWE et al., 2012). Sua definição matemática é, portanto, dada pela Equação (0.4).

$$\varepsilon_i = \frac{V_i}{V} \quad (0.4)$$

sendo ε_i a fração volumétrica da fase i , V_i o volume ocupado pela fase i e V é o volume total da mistura em uma determinada região de interesse. Naturalmente, na região de interesse, a soma dos volumes de todas as i fases presentes representa o volume total da mistura. Como o escoamento de interesse para o presente trabalho contém duas fases, uma líquida (composta pelo fluido de limpeza) e outra sólida (composta pelas partículas rochosas), segundo Peker e Helvacı (2011):

$$V = V_p + V_f \quad (0.5)$$

sendo V_p a fração volumétrica das partículas e V_f a fração volumétrica do fluido. Assim, a fração volumétrica ocupada pelas partículas é:

$$\varepsilon_p = \frac{V_p}{V_f + V_p} \quad (0.6)$$

Analogamente, para a fase fluida:

$$\varepsilon_f = \frac{V_f}{V_p + V_f} \quad (0.7)$$

Somando as Equações (0.6) e (0.7), obtém-se:

$$\varepsilon_p + \varepsilon_f = 1 \quad (0.8)$$

No presente trabalho, o volume ocupado pela fase sólida, ε_p , é dado pela soma do volume de todas as n partículas inseridas no domínio. Sendo assim:

$$V_p = \sum_{j=1}^n V_n \quad (0.9)$$

sendo V_n o volume da n -ésima partícula presente no domínio. Como todas as partículas têm mesmo diâmetro, tem-se que:

$$V_p = nV_{part} \quad (0.10)$$

sendo V_{part} o volume de uma única partícula. Para partículas esféricas:

$$V_{part} = \frac{\pi D_p^3}{6} \quad (0.11)$$

Na Equação (0.11), D_p é o diâmetro de cada uma das n partículas. Substituindo a Equação (0.11) e a Equação (0.10) na Equação (0.6), tem-se que:

$$\varepsilon_p = n \frac{\pi D_p^3}{6V} \quad (0.12)$$

Através da Equação (0.12), pode-se concluir que, fixadas as dimensões do domínio, a fração volumétrica da fase sólida é função do número de partículas presentes no domínio e do diâmetro das partículas. Para encontrar a fração volumétrica da fase fluida, basta isolar ε_f na Equação (0.8). O parâmetro ε_f é importante para definir as equações do modelo DDPM. Estas Equações São mostradas na Seção 5.1.

3.3 Número de Stokes

Conforme citado em Peker e Helvacı (2011) e Crowe et al. (2012), outro parâmetro importante utilizado para escolher qual a abordagem mais apropriada para o tratamento de sistemas particulados é o número de Stokes. Este parâmetro é um número adimensional dado razão entre o tempo de resposta de uma partícula imersa em um fluido e o tempo de resposta do fluido. Sendo assim, a Equação (0.13) representa matematicamente o número de Stokes.

$$St = \frac{t_{rp}}{t_{rf}} \quad (0.13)$$

onde t_{rp} é o tempo de resposta da partícula e t_{rf} é o tempo de resposta do fluido. O tempo de resposta da partícula é o tempo que a partícula leva para responder à uma mudança no campo de velocidades do fluido no qual está imersa. Este parâmetro é obtido ao aplicar a Segunda Lei de Newton à partícula no regime de Stokes, considerando apenas a força de arrasto. Ao se proceder desta maneira, obtém-se a Equação (0.14) para o tempo de resposta da partícula:

$$t_{rp} = \frac{\rho_p D_p^2}{18\mu_f} \quad (0.14)$$

sendo ρ_p a densidade da partícula e μ_f é a viscosidade dinâmica do fluido. O tempo de resposta do fluido representa um tempo característico do campo de escoamento. Para um tubo de

Venturi, o tempo de resposta do fluido é dado pela razão do diâmetro da garganta pela velocidade do fluido nessa região (CROWE et al., 2012). Matematicamente, o tempo de resposta do fluido é dado pela Equação (0.15):

$$t_{rf} = \frac{L_c}{u_f} \quad (0.15)$$

onde L_c é o comprimento característico do escoamento, dado na direção na qual o mesmo ocorre, *i.e.*, para os casos deste TCC, L_c consiste no comprimento do espaço anular. u_f é a velocidade do fluido. Quando $St \ll 1$, as partículas possuem comportamento em equilíbrio com o fluido, ou seja, modificam pouco o campo de escoamento do fluido. Para $St \approx 1$, o tempo de resposta das partículas é próximo do tempo de resposta do fluido, e a interação entre as duas fases é intensa. Já para $St > 10$, a inércia da partícula dita seu comportamento (CROWE et al., 2012). Sendo assim, pode-se dizer que, para $St > 10$, o acoplamento duas vias (visto na Seção 5) não se justifica, uma vez que mudanças no campo de escoamento do fluido pouco influenciam na partícula. O mesmo vale quando $St \ll 1$, quando a influência das partículas no campo de escoamento do fluido é baixa. Sendo assim, para casos em que $St \approx 1$, o acoplamento em duas vias entre as fases é melhor justificado.

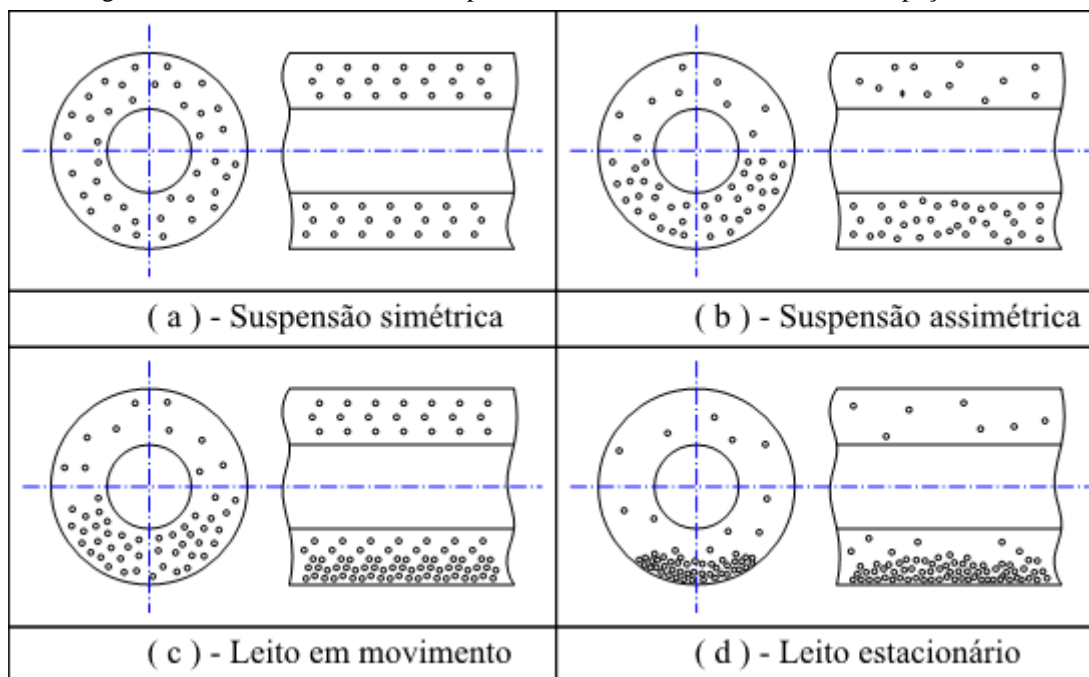
3.4 Padrões de Escoamento

Padrões de escoamento são definidos com relação a fase dispersa e, no contexto do tema do presente trabalho, servem para descrever o comportamento de fluidos de perfuração durante o transporte de cascalhos. Quando se está operando um poço de petróleo, dependendo dos parâmetros de operação, pode-se ter quatro diferentes padrões de escoamento: suspensão homogênea, suspensão heterogênea, escoamento de duas camadas (ou em duas camadas) e escoamento de três camadas (ou em três camadas) (PEKER; HELVACI, 2011). Esses padrões foram ilustrados na Figura 2.1 e são melhor apresentados na Figura 3.1.

O padrão homogêneo (ou suspensão simétrica) é aquele no qual a concentração de partículas não varia na direção radial, daí a denominação homogêneo, e é obtido quando a vazão de fluido é alta o suficiente para manter as partículas em suspensão simétrica. O padrão heterogêneo (ou assimétrico) é caracterizado por uma concentração crescente na direção do campo gravitacional, e é obtido quando a vazão é reduzida em relação ao padrão mostrado na Figura 3.1a. Reduzindo-se ainda mais a vazão, obtém-se o padrão de escoamento em duas

camadas, onde pode-se observar a existência de um leito móvel de partículas, ou seja, ainda há capacidade de extração de cascalhos, ainda que exista um leito. Finalmente, o padrão de escoamento em três camadas é caracterizado por um leito fixo de partículas na porção inferior do espaço anular, seguido de um leito móvel de partículas, e na parte mais superior, partículas se encontram em suspensão heterogênea.

Figura 3.1 - Padrões de escoamento possíveis de serem observados em um espaço anular.



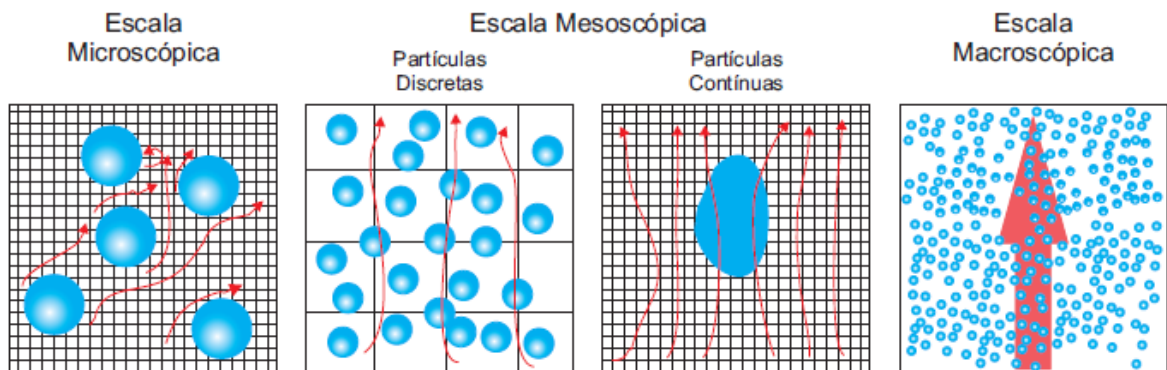
FONTE: adaptado de Kellessidis, Dalamarinis e Maglione (2011).

Ao se operar um poço de petróleo, o que se almeja é trabalhar na ausência de formação de leito fixo, ou seja, manter uma limpeza adequada do poço. Isso porque, quando há formação do leito, perdas de carga no sistema são maiores em relação ao sistema com partículas suspensas, devido ao atrito das partículas entre si e com a parede do poço (PEKER; HELVACI, 2011), (LOTH, 2010). Ao mesmo tempo, deseja-se reduzir os custos de operação, de tal forma que a vazão da lama de perfuração seja a menor possível. Sendo assim, pode-se inferir que os padrões de escoamento preferíveis para trabalho são a suspensão assimétrica e o leito em movimento, pois, neles, é possível limpar o poço adequadamente com uma vazão de fluido reduzida.

3.5 Nível de Resolução

Um aspecto fundamental para problemas de simulação numérica é a abordagem matemática utilizada para resolver o problema. Fundamentalmente, as abordagens são definidas através das variáveis que se deseja obter com a simulação. A Figura 3.2 ajuda a entender a situação. A explicação dos níveis de resolução da Figura 3.2 é feita de maneira mais detalhada nas subseções a seguir.

Figura 3.2 - Abordagens matemáticas existentes para um problema de simulação numérica.



FONTE: Barbosa (2015).

3.5.1 Escala Microscópica

Na abordagem microscópica, o nível de resolução permite resolver a interface existente entre cada partícula e o fluido circundante. Sendo assim, informações de camada-limite, como a distribuição da velocidade ao redor da partícula pode ser feita, e todos os detalhes do escoamento podem ser capturados. Essa é uma técnica comum em Simulações Numéricas Diretas, ou DNS (*Direct Numerical Simulation*, da sigla em inglês). A escala microscópica permite obter informações detalhadas do escoamento. Entretanto, é extremamente custosa do ponto de vista computacional (VREMAN et al., 2009).

3.5.2 Escala Mesoscópica

Para a escala mesoscópica, na abordagem de Partículas Discretas, que é a abordagem utilizada pelo DEM, as partículas são tratadas individualmente. Porém, ao contrário da abordagem microscópica, não é possível obter informações a nível de camada-limite. Desta maneira, a interação da fase sólida com o fluido se dá através de propriedades médias do fluido, e a troca de quantidade de movimento entre uma partícula e outra continua sendo feita

de maneira individualizada. Na abordagem de Partículas Contínuas, a fase sólida, a exemplo da fase fluida, também é tratada através de propriedades médias (Euler-Euler).

3.5.3 Escala Macroscópica

Finalmente, na escala macroscópica, considera-se que há apenas uma fase presente no escoamento. Efeitos de uma fase sobre a outra são considerados através da inserção de termos fonte na fase fluida que contabilizam o comportamento médio das partículas presentes no domínio.

3.6 Abordagens Euleriana e Lagrangiana

Na abordagem euleriana, monitora-se um volume de controle fixo no espaço. Na abordagem lagrangiana partículas fluidas (e sólidas) são analisadas de maneira individualizada (PEKER; HELVACI, 2011). Para a fase fluida, apenas a abordagem euleriana é utilizada, enquanto que para a fase sólida tanto a abordagem euleriana quanto a lagrangiana podem ser usadas. A escolha adequada baseia-se no número de Stokes e na fração volumétrica de partículas presentes no domínio, conforme mencionado no início do capítulo.

Para este TCC, a abordagem utilizada para a fase fluida é euleriana, enquanto que para a fase sólida utiliza-se a abordagem lagrangiana. A escolha para a abordagem utilizada com a fase sólida reside no fato de que se deseja obter detalhes do comportamento individual de cada partícula, como sua trajetória, e valores instantâneos de velocidade, por exemplo. Ao mesmo tempo, o custo computacional exigido para uma abordagem microscópica é demasiado alto, sendo que a escolha adequada é contemplada através de uma abordagem mesoscópica de partículas discretas.

Após a introdução ao escoamento líquido-sólido realizada neste capítulo, o Capítulo 4 aborda quais são as equações matemáticas que representam fisicamente o escoamento particulado. Equações pertinentes são apresentadas tanto para a fase contínua quanto para a fase discreta, e considerações sobre as equações são apresentadas e discutidas.

4 FORMULAÇÃO MATEMÁTICA

Este capítulo trata de um aspecto fundamental para a realização de simulações de escoamento particulado, que são as equações de balanço para a fase fluida abordadas na Seção 4.1, e a Segunda Lei de Newton para a fase sólida, abordada na Seção 4.2. As forças que agem na partícula são discutidas nas seções 4.2.1 à 4.2.7. As forças atuantes na partícula se dividem em forças oriundas de interações com o fluido e forças oriundas de colisões com outros corpos, daí a necessidade do acoplamento entre as fases, discutido na Seção 5.1.

4.1 Fase Fluida

As equações que representam a fase fluida são a equação da continuidade e Equação de Navier-Stokes. Essas duas equações consistem, respectivamente, em um balanço de massa e balanço de quantidade de movimento. Conforme exposto em Kloss et al. (2009), a equação da continuidade é dada pela Equação (0.16), e a equação de Navier-Stokes pela Equação (0.17).

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_f \mathbf{u}_f) = 0 \quad (0.16)$$

$$\frac{D(\rho_f \mathbf{u}_f)}{Dt} = -\nabla p_f + \nabla \cdot (\mu_f \nabla \cdot \mathbf{u}_f) + \mathbf{F}_b \quad (0.17)$$

na Equação (0.16), \mathbf{u}_f é o vetor velocidade do fluido. Na Equação (0.17), p_f é o campo de pressões do fluido, μ_f é a viscosidade dinâmica do fluido e \mathbf{F}_b são as forças de corpo por unidade de volume que atuam sob uma partícula fluida.

Entretanto, essas equações são derivadas a partir de uma partícula fluida, não contabilizando a influência da fase discreta. Para que essa influência possa ser contabilizada, acrescenta-se a fração volumétrica da fase fluida nas equações (0.16) e (0.17), além de inserir um termo para troca de quantidade de movimento entre a fase particulada e a fase líquida na Equação (0.17), originando, respectivamente, as equações (0.18) e (0.19).

$$\frac{\partial \varepsilon_f \rho_f}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_f \rho_f \mathbf{u}_f) = 0 \quad (0.18)$$

$$\frac{D(\varepsilon_f \rho_f \mathbf{u}_f)}{Dt} = -\varepsilon_f \nabla p + \nabla \cdot (\varepsilon_f \mu_f \nabla \cdot \mathbf{u}_f) + \varepsilon_f \rho_f \mathbf{g} + \mathbf{S}_{partículas} \quad (0.19)$$

Tanto a Equação (0.18) como a Equação (0.19) serão abordadas novamente na Seção 5.1.1. Ressalta-se que o termo $S_{partículas}$, presente no lado direito da Equação (0.19), se faz necessário para transmitir para o fluido quantidade de movimento oriunda da fase sólida.

4.2 Fase Sólida

Para a fase sólida, aplica-se a Segunda Lei de Newton para cada partícula, tanto para a quantidade de movimento linear quanto para a quantidade de movimento angular. A Equação (0.20) representa a aplicação da Segunda Lei de Newton para a velocidade de translação (LOTH, 2010).

$$\sum \mathbf{F}_p = m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} \quad (0.20)$$

onde o termo do lado esquerdo representa a soma de todas as forças que atuam na partícula. Para a quantidade de movimento angular, ao aplicar-se a Segunda lei de Newton para a partícula, chega-se na Equação (0.21).

$$\sum \mathbf{T}_p = I_p \frac{d\boldsymbol{\omega}_p}{dt} \quad (0.21)$$

sendo o termo do lado esquerdo representa a soma dos torques atuantes em uma partícula, I_p representa o momento de inércia da partícula e $\boldsymbol{\omega}_p$ é o vetor velocidade angular da partícula.

4.2.1 Força Gravitacional

A força gravitacional atuante no corpo possui sempre a direção do campo gravitacional. Sua expressão é dada pela Equação (0.22).

$$\mathbf{F}_g = m_p \mathbf{g} \quad (0.22)$$

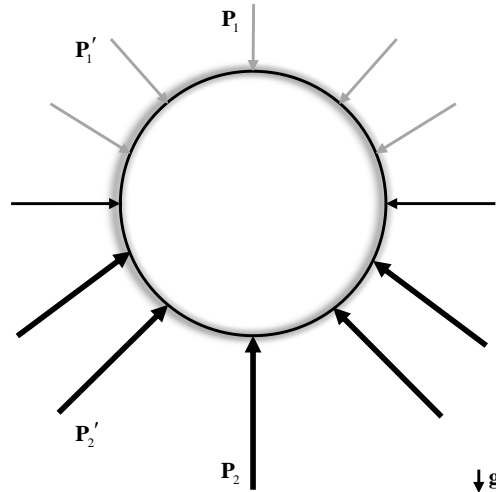
sendo m_p a massa da partícula e \mathbf{g} o vetor campo gravitacional.

4.2.2 Força de Empuxo

A origem física da força de empuxo reside na diferença de pressão estática existente entre a parte inferior e a parte superior de um corpo imerso em fluido. Pode-se observar pela Figura 4.1 que os vetores que representam as forças associadas às pressões na parte inferior são maiores do que aquelas forças correspondentes à uma posição simétrica na parte superior, *i.e.*, \mathbf{P}_2 é maior que \mathbf{P}_1 , \mathbf{P}_2' é maior que \mathbf{P}_1' e assim por diante. Ao integrar a distribuição de

pressões na superfície esférica, obtém-se uma força líquida com sentido contrário ao do campo gravitacional indicado na Figura 4.1.

Figura 4.1 - Distribuições de pressão entre as partes inferior e superior de um corpo esférico.



Como a pressão estática é dependente da massa específica do fluido, é natural esperar que a força de empuxo também seja. Sendo assim, a expressão para cálculo da força de empuxo é dada pela Equação (0.23) (LOTH, 2010).

$$\mathbf{F}_e = -m_p \frac{\rho_f}{\rho_p} \mathbf{g} \quad (0.23)$$

sendo ρ_f a massa específica do fluido e ρ_p a massa específica da partícula.

4.2.3 Força de Arrasto

A força de arrasto que atua no corpo pode ser dividida em duas partes: uma delas se deve ao arrasto viscoso; Prandtl (1904) explica que o arrasto viscoso atuante no corpo se deve aos efeitos presentes em pequena região ao seu redor, chamada camada-limite. Fox e Pritchard (2010) explicam que a outra parcela se deve à uma assimetria de pressão presente ao redor da esfera.

Para baixos valores do número de Reynolds, *i.e.*, $Re \ll 1$, Stokes (1905) mostrou analiticamente que a força de arrasto viscoso que age em um corpo é dada por:

$$\mathbf{F}_D = \frac{1}{2} C_D \rho_f A_p |\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p| (\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p) \quad (0.24)$$

sendo A_p a área projetada da partícula.

Um parâmetro adimensional importante para definir a força de arrasto que age sobre um corpo de formato qualquer é o coeficiente de arrasto. Sua definição é dada na Equação (0.25) (FOX; PRITCHARD, 2010):

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{1}{2} \rho_f V^2 A_p} \quad (0.25)$$

sendo V é a velocidade relativa entre o fluido e o corpo. Utiliza-se o coeficiente de arrasto pelo fato de a camada-limite ao redor de um corpo se comportar de diferentes maneiras de acordo com o escoamento ao redor da superfície desse corpo. Como o parâmetro que descreve as características da camada-limite é o número de Reynolds, o coeficiente de arrasto passa a ser função deste. Assim:

$$C_D = f(\text{Re}) \quad (0.26)$$

Para as condições de Stokes (1905), obtém-se uma expressão analítica para o coeficiente de arrasto, expressa pela Equação (0.27).

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}} \quad (0.27)$$

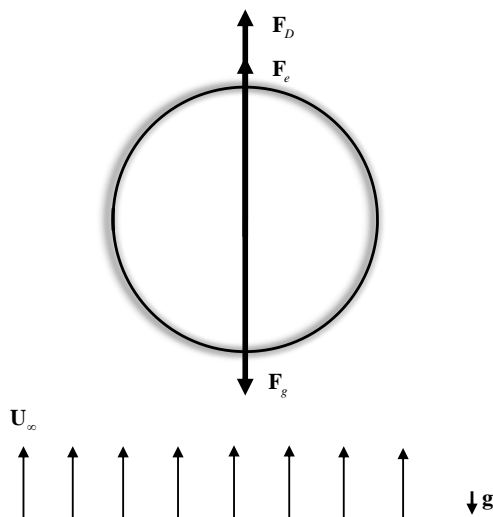
Entretanto, conforme o número de Reynolds cresce, somente expressões empíricas existem para o cálculo de C_D . Cheng (2009) destaca que há uma miríade de expressões para cálculo do coeficiente de arrasto sobre uma partícula. Algumas são ajustadas para determinadas faixas do número de Reynolds. Para a maioria das simulações desenvolvidas na execução deste trabalho, o coeficiente de arrasto é dado pela expressão de Schiller-Naumann, expressa pela Equação (0.28).

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{\text{Re}} (1 + 0,15 \text{Re}^{0,687}) & 0 < \text{Re} \leq 1000 \\ 0,44 & \text{Re} > 1000 \end{cases} \quad (0.28)$$

As três forças supracitadas agem no corpo esférico de tal maneira que suas orientações são dadas na Figura 4.2. é importante perceber que o sentido das forças depende do sentido dos vetores \mathbf{g} e \mathbf{U}_∞ , conforme mostra a figura. Outra observação que merece destaque é o

fato de que o tamanho dos vetores, e, por consequência, a magnitude das forças na Figura 4.2, são meramente ilustrativas, e não necessariamente correspondem à realidade.

Figura 4.2 - Orientações da força de arrasto, força de empuxo e força peso para um corpo submetido a um campo gravitacional e um escoamento externo conforme indicado.



4.2.4 Força de Massa Virtual

A força de massa virtual é oriunda da inércia do fluido que circunda a partícula quando ela acelera em meio fluido (PEKER; HELVACI, 2011). De fato, a partícula por si só caracteriza condição de contorno para o fluido que a envolve. Desta maneira, pela condição de não deslizamento na superfície, o fluido adjacente acaba aderindo à partícula, de tal forma que é acelerado em conjunto com o corpo. A força também é denominada em *softwares* de CFD como *added mass force*, ou, da tradução do inglês, força de massa adicional, uma vez que o fluido consiste em massa extra que a partícula deve “carregar” consigo.

À exemplo da força de arrasto, a força de massa virtual possui coeficiente atrelado à si (MICHAELIDES; ROIG, 2003). Isso se faz necessário uma vez que a força depende do formato do corpo. Assim, sua expressão é dada pela Equação (0.29).

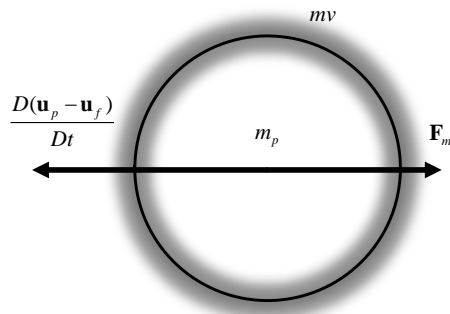
$$\mathbf{F}_{mv} = -C_{mv} m_p \frac{\rho_f}{\rho_p} \frac{D(\mathbf{u}_p - \mathbf{u}_f)}{Dt} \quad (0.29)$$

onde C_{mv} é o coeficiente de massa virtual. Para partículas esféricas, o valor de C_{mv} é 0,5 (PEKER; HELVACI, 2011). Além disso, a derivada D/Dt é o operador derivada material, dado por:

$$\frac{DQ}{Dt} = \frac{\partial Q}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla Q \quad (0.30)$$

A Figura 4.3 mostra a orientação da força de massa virtual quando uma partícula é acelerada em meio fluido. A região sombreada ilustra a massa de fluido ao redor da partícula que é carregada juntamente com a partícula, sendo que m_v designa “massa virtual”.

Figura 4.3 - Orientação da força de massa virtual atuante em partícula em relação à aceleração da mesma.

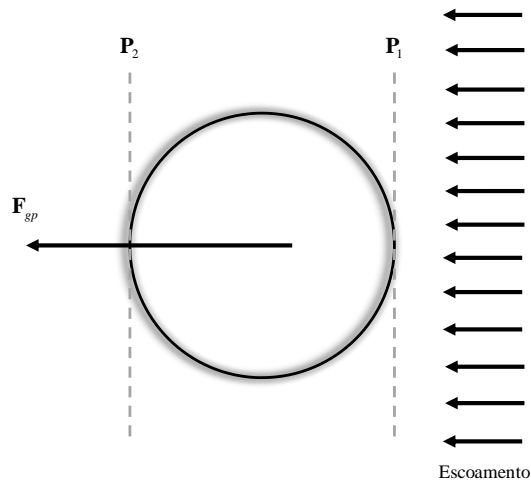


4.2.5 Força de Gradiente de Pressão

A força de gradiente de pressão, ao contrário das forças apresentadas anteriormente (e de todas as outras forças que atuam em uma partícula confinada em um tubo ou seção anular) é uma força que atua no sentido do escoamento, contribuindo, desta maneira, para a retirada de partículas de dentro da região anular. Corresponde à força que seria necessária para mover um volume de fluido equivalente ao volume da partícula.

Pode-se fazer uma analogia entre a força de gradiente de pressão e a força de empuxo, mostrada na Figura 4.1. À exemplo do empuxo, a força gerada pelo gradiente de pressão tem sua origem física na distribuição assimétrica de pressões ao redor de uma partícula. A Figura 4.4 ajuda a ilustrar a situação. Pode-se observar na Figura 4.4 que o plano P_1 encontra-se no hemisfério da partícula que se encontra mais próximo do fluido escoando em relação ao plano P_2 . Assim, ao integrar-se a pressão ao redor da superfície do corpo, obtém-se uma força no sentido do escoamento.

Figura 4.4 - Orientação da força de gradiente de pressão em relação ao escoamento e às pressões P_1 e P_2



A expressão para cálculo da força de gradiente de pressão é dada pela Equação (0.31).

$$\mathbf{F}_{gp} = m_p \frac{\rho_f}{\rho_p} (\mathbf{u}_f \nabla \bullet \mathbf{u}_f) \quad (0.31)$$

4.2.6 Forças de Sustentação

4.2.6.1 Força de Sustentação de Saffman

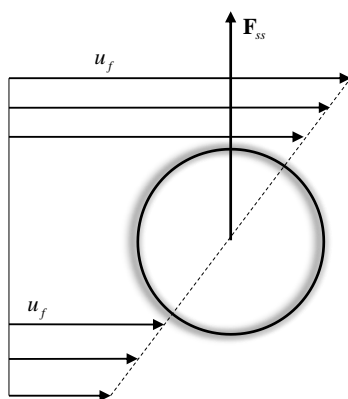
A força de sustentação de Saffman possui origem na inércia do fluido que circunda a partícula em espaço confinado. Naturalmente, a velocidade do fluido nas paredes de um tubo é nula (condição de não escorregamento). Ocorre que a inércia associada ao fluido gera um gradiente de velocidades no fluido que, por sua vez, gera a força de sustentação na partícula (STONE, 2000). Como foi o caso da força de arrasto e da força de massa virtual, a força de sustentação de Saffman está relacionada com o valor de um coeficiente adimensional. Sua expressão é dada pela Equação (0.32).

$$\mathbf{F}_{ss} = m_p \frac{\rho_f}{\rho_p} [C_{ss} \boldsymbol{\omega}_f \times (\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p)] \quad (0.32)$$

sendo C_{ss} é o coeficiente da força de sustentação de Saffman. Observa-se na Equação (0.32) que a força é dependente do produto vetorial entre a velocidade angular do fluido e a velocidade relativa entre o fluido e a partícula. Este operador matemático indica importante

característica da força de Saffman, que é o fato de ser perpendicular aos dois vetores citados acima.

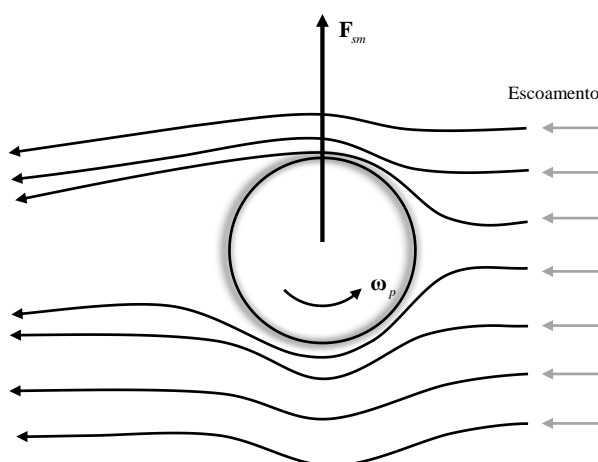
Figura 4.5 - Ilustração da força de sustentação de Saffman atuando em uma partícula.



4.2.6.2 Força de Sustentação de Magnus

Outra força de sustentação que pode ocorrer em corpo em meio fluido é a força Magnus. Está presente sempre que uma partícula possui, ao mesmo tempo, movimento de translação e rotação em torno de seu eixo. O movimento de rotação faz com que a velocidade relativa do fluido em relação à superfície da partícula seja diferente no hemisfério inferior e no superior. Essa assimetria gera uma separação da camada-limite em pontos assimétricos da esfera (CROWE et al., 2012). A Figura 4.6 ilustra a situação.

Figura 4.6 - Ilustração da força Magnus agindo sobre partícula esférica.



A expressão da força Magnus é dada pela Equação (0.33).

$$\mathbf{F}_{sm} = m_p \frac{\rho_p}{\rho_f} \left[C_M \boldsymbol{\omega}_p \times (\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p) \right] \quad (0.33)$$

onde C_M é o coeficiente da força Magnus e $\boldsymbol{\omega}_p$ é a velocidade da partícula em torno de seu eixo.

4.2.7 Força de Basset

A força de Basset atua na partícula sempre que há aceleração relativa entre as fases. A origem desta força está na incapacidade da camada-limite ao redor da partícula em se adaptar instantaneamente às mudanças de velocidade decorrentes da aceleração. Lawrence e Mei (1995) fazem análise detalhada desta força, aplicando apenas balanços globais de energia e de massa ao redor da partícula. Os autores chegam à expressão simplificada que contabiliza efeitos oriundos de choques, dada pela Equação (0.34).

$$\mathbf{F}_{Basset} = -3\pi\mu D_p (\mathbf{u}_p - \mathbf{u}_f) \phi_h(t) \quad (0.34)$$

onde o termo $\phi_h(t)$ contabiliza os efeitos transientes inerentes à força de Basset e o sinal negativo expressa a direção da força de Basset, que é de sempre se opor ao movimento da partícula. A expressão do termo corresponde à Equação (0.35).

$$\phi_h(t) = \frac{1,5(\phi_r + \text{Re}_r \phi_r') t}{(1 + e)\phi_i} \quad (0.35)$$

sendo e é o coeficiente de restituição que caracteriza as colisões, e os subscritos r e i indicam valores de ϕ depois e antes da colisão, respectivamente (r para rebote e i para incidência). ϕ consiste basicamente em uma correção que leva em consideração o valor do número de Reynolds atuante na partícula. Sendo assim, tem-se que:

$$\phi_i = 1 + 0,15 \text{Re}^{0,687} \quad (0.36)$$

ϕ_r tem expressão idêntica à Equação (0.36), diferindo apenas no valor do número de Reynolds, que é contabilizado no instante imediatamente após a colisão, sendo assim, o Reynolds utilizado para calcular ϕ_r é tal que:

$$\text{Re}|_{\phi_r} = e \text{Re}|_{\phi_i} \quad (0.37)$$

Finalmente, o termo ϕ_r' presente na Equação (0.35) consiste na derivada da Equação (0.36) com respeito ao número de Reynolds, de tal forma que:

$$\phi_r' = 0,10305 \text{Re}^{-0,313} \quad (0.38)$$

4.2.8 Torque de Arrasto com o Fluido

Com respeito à conservação da quantidade de movimento angular, a Segunda Lei de Newton, Equação (0.21), tem-se dois tipos de torque que podem atuar em uma partícula. O primeiro deles é originado a partir do arrasto da partícula com o fluido, e é representado pela Equação (0.39) (LUKERCHENKO et al., 2012):

$$\mathbf{T}_a = -C_\omega \frac{\rho_f}{64} \boldsymbol{\omega}_p |\boldsymbol{\omega}_p| D_p^5 \quad (0.39)$$

sendo C_ω o coeficiente do torque de arrasto, parâmetro adimensional e o sinal negativo indica que o torque se opõe ao sentido de rotação da partícula. A obra de Sawatzki (1970) apresenta estudo detalhado sobre C_ω , desenvolvendo várias correlações para seu cálculo, todas dependendo do número de Reynolds de rotação da partícula, dado por:

$$\text{Re}_\omega = \frac{\rho_f |\boldsymbol{\omega}_p| D_p^2}{4\mu_f} \quad (0.40)$$

As duas correlações da obra de Sawatzki (1970) utilizadas para o cálculo de C_ω são:

$$C_\omega = \begin{cases} \frac{16}{\text{Re}_\omega} \left(1 + \frac{\text{Re}_\omega^2}{1200} \right) & 10 \leq \text{Re}_\omega \leq 1000 \\ \frac{5,95}{\text{Re}_\omega} & 1000 < \text{Re}_\omega \leq 40000 \end{cases} \quad (0.41)$$

Outros valores para o número de Reynolds de rotação não são abordados neste trabalho porque o movimento da partícula se limita aos intervalos dados pela Equação (0.41).

4.2.9 Torque de Contato

O outro tipo de torque que pode ocorrer na partícula é proveniente de colisões. Em um determinado instante, uma partícula pode experimentar colisões com várias outras entidades

sólidas em um escoamento particulado denso (LOTH, 2010). Sendo assim, o torque atuante na partícula é representado pela Equação (0.42).

$$\mathbf{T}_c = \sum_{\text{contatos}} (\mathbf{r}_c \times \mathbf{F}_c) \quad (0.42)$$

sendo \mathbf{r}_c o vetor que une o centro de massa da partícula com o ponto de contato e \mathbf{F}_c é a força de contato.

Pode-se perceber que a matemática que descreve o movimento de uma partícula é bastante extensa. Ademais, para que a simulação possa contabilizar a interação entre as fases, há necessidade de se inserir outros termos, de caráter numérico. O capítulo 5 discute a metodologia numérica utilizada.

5 METODOLOGIA NUMÉRICA

Antes de abordar as equações que descrevem o acoplamento entre as fases, destaca-se que apenas a equação referente à troca de quantidade de movimento entre as fases será abordada, pois não há troca de massa entre as fases em um escoamento líquido-sólido, e também porque considera-se que não há troca de calor entre as fases, conforme foi discutido nas simplificações da Seção 1.3.

5.1 Acoplamento Entre as Fases

Conforme mencionado por Loth (2010), escoamentos multifásicos podem ser descritos pelo tipo de acoplamento existente entre as fases. Cada tipo de acoplamento é adequado para determinada situação física, sendo que são três os tipos de acoplamento existentes entre as fases: de uma, duas e quatro vias.

Segundo Vreman et al. (2009) e Traoré, Laurentie e Dascalescu (2015), o acoplamento de duas vias entre as fases é caracterizado pelo fato da fase fluida receber quantidade de movimento oriunda da fase particulada. Ao contrário, no acoplamento uma via, as partículas são afetadas pela fase fluida, mas o inverso não acontece: o fluido não é perturbado pela presença das partículas.

O acoplamento em uma via é usado casos em que a fração volumétrica das partículas é pequena (LOTH, 2010). Isso permite que as equações de movimento da partícula e do fluido sejam resolvidas de maneira separada, economizando demanda computacional. Segundo Loth (2010), o acoplamento em uma via se justifica na medida em que a fração volumétrica das partículas obedece $\varepsilon_p \ll 1$

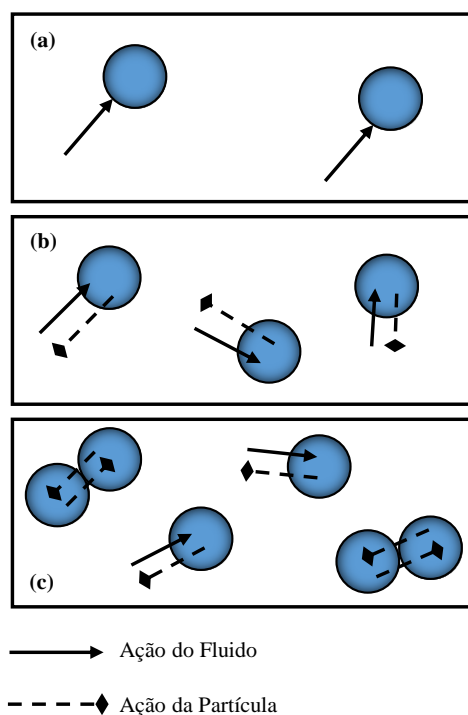
O uso do acoplamento em duas vias se faz necessário na medida em que a fração volumétrica de partículas presentes no domínio aumenta. Com seu uso, as equações de transferência de momento, calor e massa entre as fases passam a ser resolvidas de maneira acoplada, uma vez que há necessidade de se contabilizar a interação entre as fases (CROWE et al., 2012). Sendo assim, a física do problema passa a ser resolvida de maneira mais realista. Entretanto, a demanda computacional aumenta.

Finalmente, o acoplamento em quatro vias entre as fases é caracterizado para sistemas com alta concentração de partículas. Desta maneira, a fração volumétrica é ainda mais

significativa, de maneira que colisões entre as partículas passam a ser frequentes (PEKER; HELVACI, 2011), como é o caso de gotículas de chuva colidindo para formar gotas maiores (LOTH, 2010). O que de fato caracteriza o acoplamento quatro vias é a que as colisões entre as partículas passam a ser essenciais para contabilizar a troca de quantidade de movimento entre as fases. Mais adiante, na Seção 5.1.2, será visto que o acoplamento DDPM-DEM é o responsável por reproduzir o acoplamento quatro vias entre as fases. A Figura 5.1 ilustra os tipos de acoplamento entre as fases. Na Figura 5.1a, a fase fluida exerce influência na fase sólida, mas o contrário não se verifica. Já na Figura 5.1b, percebe-se que tanto a fase fluida exerce influência na fase sólida como a fase sólida exerce influência na fase líquida. Finalmente, na Figura 5.1c, as fases interagem entre si e, ademais, as partículas exercem influência umas sobre as outras quando colidem entre si. Neste contexto, quando afirma-se que uma fase age sobre a outra, quer dizer a fase que sofre a ação está recebendo quantidade de movimento, e a fase que exerce a ação está entregando quantidade de movimento.

É importante perceber que o número de partículas em cada uma das figuras não é por acaso: Quanto maior o seu número, *i.e.*, cada tipo de acoplamento é indicado para uma determinada característica física, caracterizada pelo número de partículas presente no sistema.

Figura 5.1 - Ilustração dos acoplamentos entre as fases e as trocas de quantidade de movimento. (a) acoplamento uma via. (b) acoplamento duas vias. (c) acoplamento quatro vias.



5.1.1 Modelo de Fase Discreta Densa (DDPM)

O modelo DDPM consiste na adaptação das equações de Navier-Stokes para que a presença da fase particulada possa ser contabilizada na fase líquida (POPOFF; BRAUN, 2007). Sendo assim, a equação da continuidade para a fase fluida é escrita da seguinte maneira:

$$\frac{\partial(\varepsilon_f \rho_f)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_f \rho_f \mathbf{u}_f) = \sum (\dot{m}_{fp} - \dot{m}_{pf}) \quad (0.43)$$

sendo \dot{m}_{fp} a taxa com a qual a fase fluida transfere massa para a fase sólida e \dot{m}_{pf} a taxa com a qual a fase sólida transfere massa para a fase líquida. Como no escoamento líquido-sólido não há troca de massa entre as fases, o termo do lado direito na Equação (0.43) é nulo.

A equação de Navier-Stokes para a fase fluida é dada pela Equação (0.44).

$$\frac{D(\varepsilon_f \rho_f \mathbf{u}_f)}{Dt} = -\varepsilon_f \nabla p + \nabla \cdot (\varepsilon_f \mu \nabla \cdot \mathbf{u}_f) + \varepsilon_f \rho_f \mathbf{g} + \mathbf{S}_{particulas} \quad (0.44)$$

sendo ∇p o gradiente de pressão da fase fluida, dado através da Equação (0.45).

$$\nabla p = \left(\frac{\partial p}{\partial x} \hat{\mathbf{i}} + \frac{\partial p}{\partial y} \hat{\mathbf{j}} + \frac{\partial p}{\partial z} \hat{\mathbf{k}} \right) \quad (0.45)$$

ainda na Equação (0.44), $\mathbf{S}_{particulas}$ é o termo fonte de quantidade de movimento, responsável pelo balanço da grandeza entre as duas fases. A taxa de transferência de quantidade de movimento através de uma única partícula para a fase fluida é dada pela Equação (0.46).

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = (\mathbf{F}_s + \mathbf{F}_c) + \dot{m}_{fp} \mathbf{u}_p \quad (0.46)$$

sendo \mathbf{F}_s a resultante das forças de superfície agindo na partícula e \mathbf{F}_c a resultante das forças de contato. Para o escoamento líquido-sólido, tem-se que (CROWE et al., 2012):

$$\dot{m}_{fp} = 0 \quad (0.47)$$

$$\mathbf{F}_s = \mathbf{F}_e + \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_{gp} + \mathbf{F}_{mv} + \mathbf{F}_{ss} + \mathbf{F}_{sm} + \mathbf{F}_{Basset} \quad (0.48)$$

$$\mathbf{F}_c = \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_{colisão} \quad (0.49)$$

Na Equação (0.49), $\mathbf{F}_{colisão}$ caracteriza todas as forças oriundas de colisões entre entidades sólidas (partículas e parede). Como essas forças são modeladas pelo Método dos Elementos Discretos, o subscrito *colisão* é utilizado para designá-las.

Substituindo as equações (0.47) à (0.49) na Equação (0.46):

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = (\mathbf{F}_s + \mathbf{F}_c) = (\mathbf{F}_e + \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_{gp} + \mathbf{F}_{mv} + \mathbf{F}_{ss} + \mathbf{F}_{sm} + \mathbf{F}_{Basset}) + (\mathbf{F}_g + \mathbf{F}_{colisão}) \quad (0.50)$$

Para qualquer célula c , considerando todas as n partículas inseridas na célula, o termo fonte presente na Equação (0.44) é dado na forma integral pela Equação (0.51).

$$\mathbf{S}_{partículas} = -\frac{1}{\Delta t} \left(\sum_{\pi} \int_t^{t+\Delta t} \int_{V_c} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n) n_{\pi} (\mathbf{F}_s + \mathbf{F}_c + \dot{m}_{fp} \mathbf{u}_p) dV dt \right) \quad (0.51)$$

sendo Δt o passo de tempo genérico da partícula, π usado para designar uma partícula qualquer, V_c o volume da célula, \mathbf{r} o vetor posição da célula, \mathbf{r}_n é o vetor posição da partícula e n_{π} o número de partículas presente na célula. A função delta de Dirac, dada pelo termo $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n)$ é usada para filtrar quais partículas estão dentro da célula c (KUNDU; COHEN, 2002). Discretizando a Equação (0.51) e fazendo uso da Equação (0.47):

$$\mathbf{S}_{partículas} = -\frac{1}{\Delta t} \sum_{\pi} \sum_{t_p} n_{\pi} (\mathbf{F}_s + \mathbf{F}_c) t_p \quad (0.52)$$

sendo t_p o passo de tempo das partículas. A Equação (0.52) representa o momento oriundo das partículas que será repassado para uma determinada célula através da Equação (0.44).

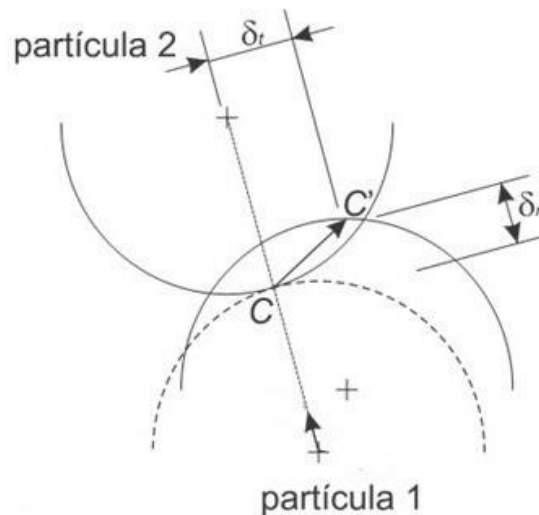
5.1.2 Método dos Elementos Discretos (DEM)

Para que os problemas referentes a esse trabalho possam ser analisados, é necessário computar a influência do choque entre as partículas, tendo em vista que poços de petróleo possuem quantidade significativa de partículas presentes no sistema. Sendo assim, o Método dos Elementos Discretos é utilizado. Ao se usar o DEM juntamente com o acoplamento duas vias, obtém-se o acoplamento quatro vias (PEKER; HELVACI, 2011).

O DEM, proposto primeiramente no trabalho de Cundall e Strack (1979), contabiliza a interação entre corpos sólidos. Vários modelos existem para contabilizar a força e a perda energética oriunda dos choques (KRUGGEL-EMDEN et al., 2007). Existem duas abordagens com as quais a colisão pode ser tratada, sendo conhecidas como: abordagem de esfera rígida

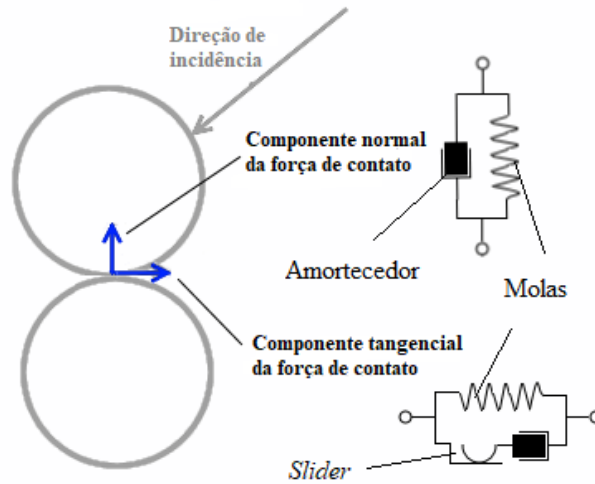
(*hard-sphere approach*, do inglês) e abordagem de esfera macia (*soft-sphere approach*, do inglês) (PIRKER et al., 2010). O modelo de esferas rígidas contabiliza as colisões como sendo binárias e instantâneas e velocidades pós-colisão são determinadas através de entradas físicas mensuráveis, como coeficiente de atrito, coeficiente de restituição e outros (STEVENS; HRENYA, 2005). Já a abordagem de esferas macias é indicada para sistemas que contém fração volumétrica de partículas considerável. Nesta abordagem, quando corpos sólidos colidem, ocorre uma sobreposição entre ambos, de tal maneira que a sobreposição é responsável por calcular forças de repulsão (na direção normal e na direção tangencial) oriundas do choque. A Figura 5.2 mostra a sobreposição entre duas partículas decorrente de uma colisão. Observa-se que existem duas sobreposições, uma na direção normal e outra na direção tangencial, denotadas por δ_n e δ_t , respectivamente. O ponto C é o ponto de contato no momento da colisão, e C' é a localização do mesmo ponto após a sobreposição ter ocorrido.

Figura 5.2 - Ilustração da sobreposição entre duas partículas decorrente do processo de colisão ao se utilizar o modelo de esferas macias. A sobreposição é decomposta componentes normal e tangencial.



Um aspecto importante do DEM é que todos os modelos de colisão se utilizam de elementos mecânicos simples para contabilizar efeitos de colisão: molas são utilizadas para representar as forças de repulsão, amortecedores são usados para representar dissipação energética e o elemento conhecido como *slider* representa efeitos de atrito, que ocorrem na direção tangencial. A Figura 5.3 representa mostra as idealizações feitas em cada uma das componentes. Percebe-se que na direção tangencial um elemento adicional é inserido, o *slider*.

Figura 5.3 - Ilustração de como forças e dissipações energéticas são tratadas no DEM.



FONTE: adaptado de STAR-CCM+® (2015).

Em todas as simulações realizadas para este trabalho, o modelo mais simples usado para modelar a força de contato, conhecido como *linear-spring model* foi utilizado. Nele, a força de repulsão entre as partículas depende linearmente da sobreposição entre elas, e feitos de histerese oriundos de ciclos de deformação não são contabilizados (DI RENZO; DI MAIO, 2004). Desta maneira, o módulo da força de repulsão na componente normal, decorrente de uma colisão entre duas partículas é dado pela Equação (0.53).

$$|\mathbf{F}_n| = -K_n \delta_n - N_n V_n \quad (0.53)$$

sendo K_n a constante elástica equivalente associada a ambas as partículas, δ_n a sobreposição na direção normal, N_n é o coeficiente de amortecimento e V_n a velocidade relativa de impacto entre as partículas. K_n depende das propriedades físicas e geométricas de ambas as partículas colidindo, e seu valor é dado pela Equação (0.54).

$$K_n = \frac{4}{3} E_{eq} \sqrt{R_{eq}} \quad (0.54)$$

Na qual E_{eq} é o módulo de Young equivalente e R_{eq} é o raio equivalente. Suas expressões são dadas respectivamente pelas equações (0.55) e (0.56) (DI RENZO; DI MAIO, 2004).

$$E_{eq} = \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right)^{-1} \quad (0.55)$$

$$R_{eq} = \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (0.56)$$

na Equação (0.55), ν_1 é o coeficiente de Poisson da partícula 1, ν_2 o coeficiente de Poisson da partícula 2, E_1 o módulo de Young da partícula 1 e E_2 o módulo de Young da partícula 2. Na Equação (0.56), r_1 é o raio da partícula 1 e r_2 o raio da partícula 2.

Ainda com relação à Equação (0.53), o coeficiente de amortecimento é calculado de acordo com a Equação (0.57).

$$N_n = 2N_{n_damp} \sqrt{K_n M_{eq}} \quad (0.57)$$

sendo N_{n_damp} o coeficiente de amortecimento viscoso, M_{eq} a massa equivalente das duas partículas. Suas expressões matemáticas são dadas pelas equações (0.58) e (0.59) (DI RENZO; DI MAIO, 2004).

$$N_{n_damp} = \frac{-\ln(e_n)}{\sqrt{\pi^2 + \ln(e_n)^2}} \quad (0.58)$$

$$M_{eq} = \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right)^{-1} \quad (0.59)$$

na Equação (0.58), e_n é o coeficiente de restituição na direção normal. Para a Equação (0.59), m_1 e m_2 são as massas das partículas 1 e 2, respectivamente.

Para a componente tangencial mostrada na Figura 5.2, o módulo da força é dado pela Equação (0.60).

$$|\mathbf{F}_t| = \begin{cases} K_t \delta_t - N_t \nu_t & |K_t \delta_t| < |K_n \delta_n| C_{at} \\ \frac{(K_n \delta_n) C_{at} \delta_t}{|\delta_t|} & |K_t \delta_t| \geq |K_n \delta_n| C_{at} \end{cases} \quad (0.60)$$

sendo δ_t a sobreposição na direção tangencial, conforme mostrado na Figura 5.2, C_{at} o coeficiente de atrito entre as duas partículas (ou entre a partícula e a parede), parâmetro que é obtido experimentalmente, K_t a constante elástica na direção tangencial. A primeira definição para a força tangencial da Equação (0.60) é usada quando não há escorregamento entre as partículas. A segunda equação quando o escorregamento se faz presente (TSUJI; KAWAGUCHI; TANAKA, 1993).

Conhecido o valor da constante elástica na direção normal, dada pela Equação (0.54), K_t pode ser determinada através da grandeza κ , que é a razão entre as constantes elásticas na direção tangencial e normal. Portanto:

$$\kappa = \frac{K_t}{K_n} = \frac{\left(\frac{1-\nu_1}{G_1} + \frac{1-\nu_2}{G_2} \right)}{\left(\frac{1-0,5\nu_1}{G_1} + \frac{1-0,5\nu_2}{G_2} \right)} \quad (0.61)$$

Na Equação (0.61), G_1 e G_2 são os módulos de cisalhamento das partículas 1 e 2, respectivamente. Este parâmetro depende das propriedades do material e é representado pela Equação (0.62)

$$G = \frac{E}{2(1+\nu)} \quad (0.62)$$

Através dos conceitos expostos acima, as forças de impacto, que são calculadas através do DEM, são:

$$\mathbf{F}_{\text{colisão}} = \mathbf{F}_n + \mathbf{F}_t \quad (0.63)$$

Sendo assim, ao substituir a Equação (0.63) na Equação (0.50), obtém-se a Equação (0.64) para a quantidade de movimento em uma partícula:

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \mathbf{F}_s + \mathbf{F}_c = (\mathbf{F}_e + \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_{gp} + \mathbf{F}_{mv} + \mathbf{F}_{ss} + \mathbf{F}_{sm} + \mathbf{F}_{Basset}) + (\mathbf{F}_g + \mathbf{F}_n + \mathbf{F}_t) \quad (0.64)$$

5.1.2.1 Resistência ao Rolamento

Conforme descrito por Ai et al. (2011), a resistência ao rolamento pode de uma partícula pode ser oriundo de diferentes causas. Entretanto, para este trabalho, este artifício é usado apenas para contabilizar a fuga de um formato esférico perfeito. Ademais, Ai et al. (2011) afirmam que um sistema onde há presença de um leito não consegue dissipar energia cinética de maneira adequada se não houver uma resistência ao rolamento.

O modelo utilizado nas simulações feitas aplica um torque constante às partículas. Este torque tem o mesmo sentido da velocidade angular relativa entre duas partículas, que é dada pela Equação (0.65).

$$\boldsymbol{\omega}_{rel} = \boldsymbol{\omega}_1 - \boldsymbol{\omega}_2 \quad (0.65)$$

sendo ω_1 a velocidade angular da partícula para a qual o torque está sendo calculado e ω_2 a velocidade angular da partícula com a qual a primeira colide. A expressão para cálculo do torque é dada pela Equação (0.66).

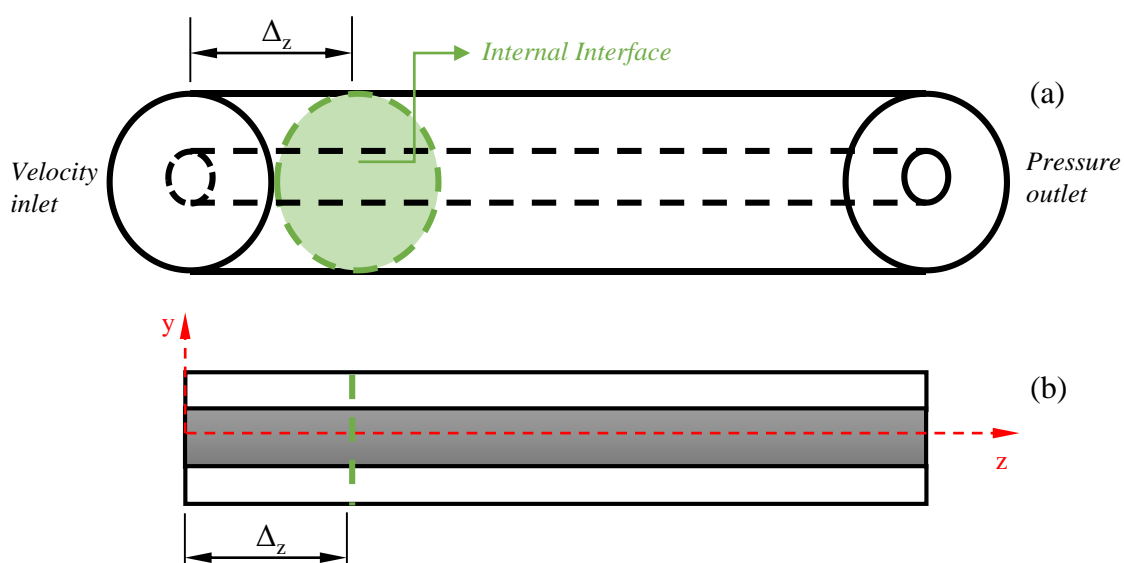
$$\mathbf{T}_{rol} = \frac{\omega_{rel}}{|\omega_{rel}|} \varphi R_{eq} |\mathbf{F}_n| \quad (0.66)$$

sendo φ o coeficiente de resistência ao rolamento, dado pelo valor da tangente do ângulo β correspondente à máxima inclinação na qual a partícula permanece em repouso. R_{eq} é o valor do raio equivalente de duas partículas colidindo, dado pela Equação (0.56).

5.2 Condições de Contorno

A Figura 5.4 mostra as condições de contorno utilizadas neste trabalho. O fluido entra na aresta esquerda, com condição de contorno de velocidade prescrita (*velocity inlet*), e sai na aresta direita, com condição de contorno de pressão prescrita (*pressure outlet*). A gravidade está orientada no sentido negativo do eixo y da Figura 5.4b, caracterizando um espaço anular na horizontal. A interface interna, destacada na cor verde simplesmente separa a região de injeção de partículas da região usada para estudar a formação do leito, e não exerce influencia algumas nas fases líquida e sólida. A Figura 5.4b consiste em um corte longitudinal no espaço anular da Figura 5.4a. Todas as paredes possuem condição de contorno de não deslizamento.

Figura 5.4 - Condições de contorno utilizadas na realização das simulações.



5.3 Método de Suavização dos Termos Fonte

Conforme exposto na Seção 5.1.1 através da Equação (0.44), a transferência da quantidade de movimento das partículas para a fase líquida é feita através da inserção de termo fonte na equação de Navier-Stokes modificada para a fase fluida.

Segundo Fox e Pritchard (2010), Quando um fluido escoar dentro de espaço confinado com escoamento completamente desenvolvido, gradientes de velocidade estão presentes na direção radial. Desta maneira, uma malha mais refinada é necessária junto às paredes para que o comportamento do fluido seja corretamente capturado. Entretanto, segundo Peker e Helvaci (2011), uma condição essencial para o correto uso do acoplamento quatro vias é que o tamanho da célula seja necessariamente maior que a partícula, de forma que a quantidade de movimento seja corretamente passada para a célula. Desta maneira, depara-se com uma situação contraditória: a malha é capaz de capturar corretamente apenas o comportamento da fase fluida ou a transferência de quantidade de movimento para a fase sólida.

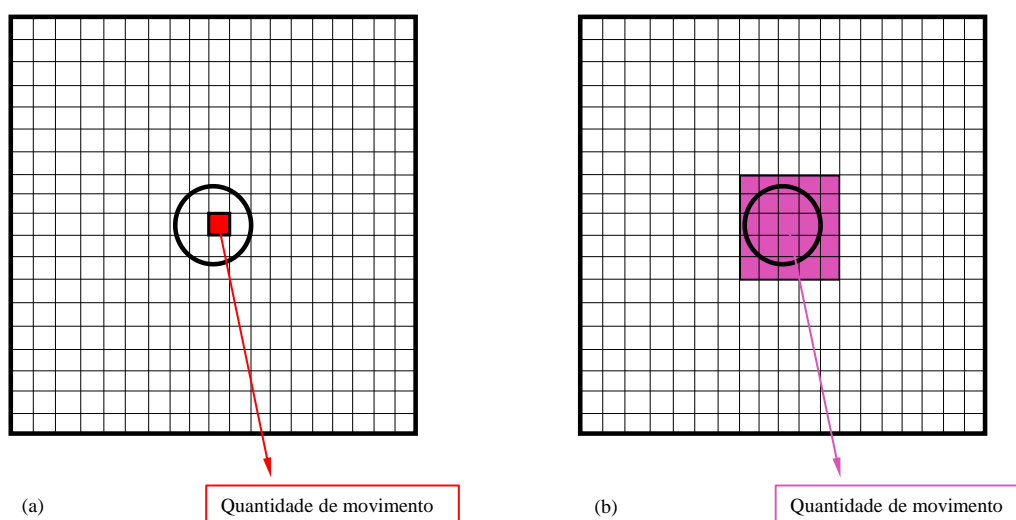
Segundo *STAR-CCM+*[®] (2015), o procedimento adotado pelo *software* para a transferência de quantidade de movimento é, primeiro, identificar a célula na qual o centroide da partícula está localizado. Após a equação da quantidade de movimento para a partícula ser resolvida, este valor é repassado para a célula que contém o centroide da partícula.

Essa abordagem, entretanto, é bastante errônea, pois pode causar pontos espúrios de concentração de quantidade de movimento para o fluido, capturando uma física falsa para o problema. O correto seria distribuir a quantidade de movimento transferida unicamente para a célula destacada na Figura 5.5a para todas as células que contém parte volume da partícula.

O Método de Suavização dos Termos Fonte (do inglês *Source Smoothing Method*) é uma técnica numérica usada pelo *STAR-CCM+*[®] para contornar o problema mencionado. Ao se ativar este módulo, um agrupamento (ou *cluster*) de células é utilizado para receber a quantidade de movimento oriunda da partícula. Isto é feito através de um parâmetro chamado *Scale*, que pode variar de um até dez. O *software* identifica a maior célula presente no domínio e multiplica seu tamanho pelo valor fornecido pelo usuário através do parâmetro *Scale*. Apesar de as células utilizadas para as partículas serem maiores, elas ainda continuam com seu tamanho original para a solução da equação da conservação da quantidade de movimento para o fluido, de tal maneira que o comportamento das duas fases pode ser capturado de maneira separada e correta. A Figura 5.5 ilustra o processo de transferência de

quantidade de movimento. Nela, os quadrados menores representam, cada um, uma célula de volume finito. A malha é estruturada com todos os elementos de tamanho idêntico, porém menor que o tamanho da partícula, representada pelos círculos. Na Figura 5.5a, onde o valor do para $Scale$ é um, o método tradicional de transferência de quantidade de movimento da partícula para o fluido é ilustrado: conforme indicado, somente a célula na qual o centroide da partícula está inserido recebe quantidade de movimento. Já na Figura 5.5b, onde o valor do parâmetro $Scale$ é cinco (o *cluster* de células gerado possui 5 células originais em cada aresta), todas as células destacadas recebem quantidade de movimento, em um processo mais realístico do ponto de vista físico.

Figura 5.5 - Ilustração do processo de transferência de quantidade de movimento. (a) apenas a célula destacada em vermelho recebe a quantidade de movimento provinda da partícula quando o Método de Suavização dos Termos Fonte não está ativado. (b) ilustração do processo de transferência de quantidade de movimento quando o Método de Suavização dos Termos fonte está ativado e $Scale = 5$. Todas as células em destaque recebem parte da quantidade de movimento transferida da partícula para o fluido.



Embora as células dos cantos superior e inferior no lado direito da Figura 5.5b não contenham nenhuma fração do volume da esfera, elas ainda assim recebem quantidade de movimento oriunda da partícula. Esse fato ilustra o cuidado que se deve ter ao atribuir o valor do parâmetro $Scale$, de modo que o *cluster* não seja grande demais em relação ao volume da esfera.

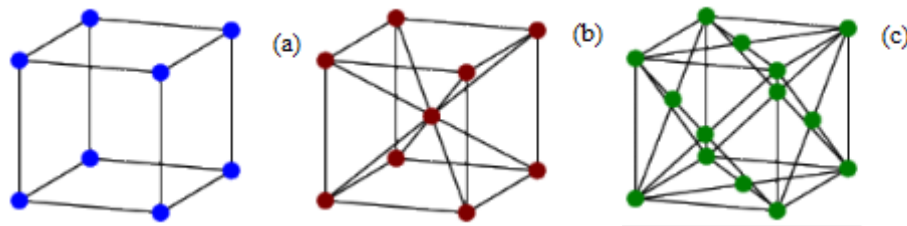
5.4 Método de Injeção das Partículas

Nesta seção é feita a discussão do processo de injeção de partículas no domínio de interesse. Para que o número de partículas sólidas correspondente à concentração de interesse pudesse

ser inserido no domínio físico, a estrutura denominada de injetor *titi* (*lattice injector*) foi utilizada. Nela, as partículas são inseridas no domínio com distribuição espacial independente da malha utilizada.

Este tipo de injetor só pode ser utilizado quando o DEM está habilitado e pode ter três configurações diferentes, que correspondem às estruturas cristalinas presentes nos metais. A Figura 5.6 mostra quais são as estruturas questão.

Figura 5.6 - Tipos de estruturas que podem ser usadas para se fazer a injeção de partículas utilizando o método DEM no *STAR-CCM+*[®]. (a) Cúbica. (b) Cúbica de corpo centrado. (c) Cúbica de face centrada.



Os pontos em destaque em cada uma das figuras são aqueles nos quais as partículas serão injetadas. Um ponto importante é que as dimensões das arestas das estruturas podem ser controladas pelo usuário; sendo assim, quanto menor a distância entre as arestas fornecida para o *software*, maior é o número de pontos de injeção presentes no sistema. Entretanto, durante as simulações executadas para o presente trabalho, observou-se que o processo de injeção se mostrou mais eficiente quando a distância entre as arestas era igual ou superior ao diâmetro das partículas que estavam sendo inseridas.

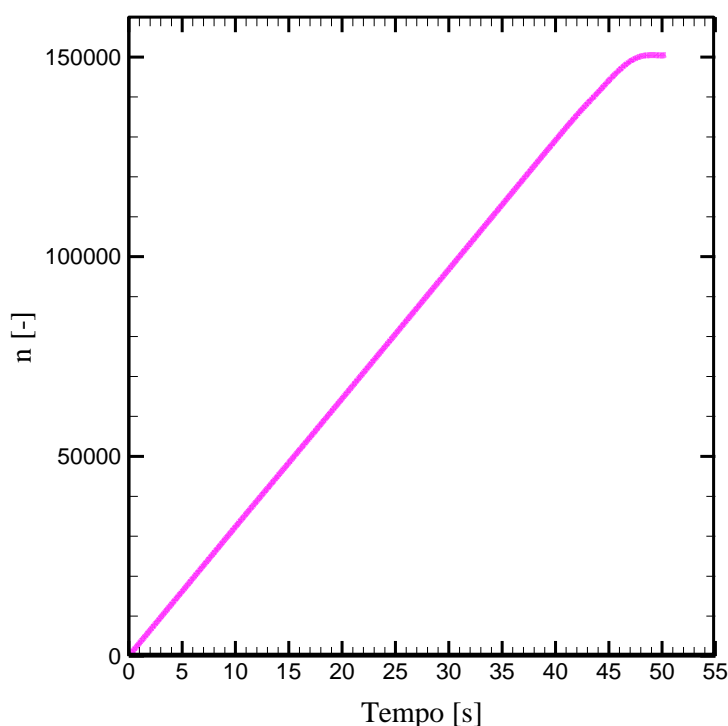
Os *lattices*, entretanto, precisam que uma região no domínio seja criada para que a injeção de partículas possa ocorrer. A região do domínio que corresponde ao comprimento Δz mostrado na Figura 5.4 foi criada especificamente com essa finalidade, *i.e.*, não se pretendia estudar o desenvolvimento do leito dentro daquela região

Outro aspecto importante refere-se ao instante de tempo nos quais a injeção das partículas é feita. A injeção pode ocorrer a cada passo de tempo da fase sólida ou a cada *substep*, que corresponde a uma fração do passo de tempo das partículas. A opção escolhida neste trabalho foi a de realizar a injeção das partículas a cada passo de tempo da fase particulada, pois esta apresentou melhor estabilidade.

A Figura 5.7 mostra como o número de partículas n dentro do espaço anular de um dos casos simulados para este trabalho ocorreu. Pode-se perceber que até o instante $t = 45$ segundos o

número de partículas cresceu linearmente com o tempo, respeitando a taxa de injeção de 3234 partículas por segundo que havia sido previamente fornecida ao *software*. Depois de $t = 45$ s, o número de partículas presente no domínio estabilizou-se, indicando que o regime permanente havia sido alcançado. Ambas as características comprovam a capacidade de injeção de partículas do *software*. A correta injeção, entretanto, depende da correta configuração do injetor de partículas.

Figura 5.7 - Número de partículas presentes no domínio ao longo do tempo.



5.5 Passo de Tempo das Partículas

Para se utilizar corretamente o Método dos Elementos Discretos, é fundamental que o passo de tempo das partículas esteja de acordo com a física do problema: conforme citado por Cundall e Strack (1979), é necessário que, durante um passo de tempo, a partícula sofra influência apenas dos efeitos de choque oriundos das partículas imediatamente vizinhas. Para que isso ocorra, o passo de tempo das partículas deve ser, via de regra, muito pequeno. O *STAR-CCM+*[®] utiliza três expressões para limitar o passo de tempo das partículas, mostradas pelas equações (0.67) à (0.69).

$$t_{p,1} = \pi \frac{R_{\min}}{V_{\text{Rayleigh}}} \quad (0.67)$$

$$t_{p,2} = 2,94 \left(\frac{5\sqrt{2}\pi\rho_p}{4} \frac{1-v_p^2}{E_p} \right)^{\frac{2}{5}} \frac{D_p}{2\sqrt[5]{V_{\text{impacto}}}} \quad (0.68)$$

$$t_{p,3} = \frac{D_p}{2V_{\text{impacto}}} \quad (0.69)$$

Na Equação (0.67), R_{min} é o raio da menor partícula presente no domínio e V_{Rayleigh} é a velocidade da onda de Rayleigh, uma onda mecânica que se propaga na superfície de um corpo sólido que sofre colisão (PICHUGIN, 2008). V_{Rayleigh} pode ser calculada através da Equação (0.70), derivada por Pichugin (2008).

$$V_{\text{Rayleigh}} = \frac{256}{293} + v_p \left(\frac{60}{307} - v_p \left(\frac{4}{125} + v_p \left(\frac{5}{84} + \frac{4}{237} v_p \right) \right) \right) \quad (0.70)$$

sendo v_p o coeficiente de Poisson da partícula em questão. Na Equação (0.68), desenvolvida por Timoshenko (1951) para o tempo de impacto de duas partículas perfeitamente elásticas, V_{impacto} é a velocidade de impacto com a qual a colisão ocorre. Finalmente, a Equação (0.70) é uma simples limitação de que qualquer propagação não deve viajar por distância maior do que o raio da partícula durante um passo de tempo.

Durante o cálculo dos passos de tempo para as simulações desenvolvidas para este trabalho, a Equação (0.68) mostrou-se como o valor limitante do passo de tempo, devido aos elevados valores do módulo de Young típico dos materiais usados nos trabalhos experimentais retirados da literatura (da ordem de 10^9 Pa). É importante citar ainda que, de acordo com *STAR-CCM+*[®] (2015), um total de dez passos de tempo são necessários para capturar com precisão a colisão de uma partícula, diminuindo o valor obtido com a Equação (0.68) em uma ordem de grandeza.

Neste ponto, o trabalho de Tsuji, Kawaguchi Tanaka (1993) é fundamental. Os autores fazem uma analogia do passo de tempo das partículas com o tempo de oscilação de um sistema massa-mola. O valor dessa oscilação é:

$$\tau = 2\pi \sqrt{\frac{m_p}{K_n}} \quad (0.71)$$

É importante perceber que, na Equação (0.71), o valor do passo de tempo da partícula é inversamente proporcional à raiz quadrada da constante elástica na direção normal. Ao invés

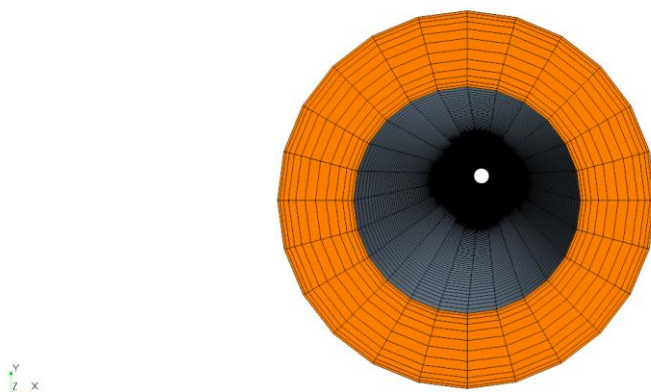
de usar o valor de K_n calculado através da Equação (0.54), Tsuji, Kawaguchi Tanaka (1993) usam um valor fictício bastante reduzido e conseguem obter valores coerentes para o problema estudado. Assim, fica evidente a característica artificial do parâmetro K_n , ou seja, não é necessário usar obrigatoriamente o valor calculado pela Equação (0.54): o valor do passo de tempo das partículas pode ser significativamente aumentado, reduzindo o custo computacional. Tsuji, Kawaguchi e Tanaka (1993) reportam ganhos de tempo de mais de uma ordem de grandeza, apesar de não especificar exatamente o valor do tempo economizado.

5.6 Malha Utilizada

Para a execução das simulações, as malhas utilizadas possuíam 12 divisões ao longo do comprimento radial, com crescimento hiperbólico em direção às paredes. A REF, mostra o perfil da malha no plano xy.

Figura 5.8 - Perfil da malha utilizada. Plano xy,

STAR-CCM+



Para a direção longitudinal, a malha foi construída de maneira a cada célula ocupar 10 cm. Sendo assim, para um espaço anular de 4,25 metros, por exemplo, a malha possuía 425 elementos, e assim por diante.

5.7 Método dos Volumes Finitos

Nesta seção, características e métodos numéricos utilizados são apresentados. O Método dos Volumes Finitos (MVF) foi utilizado. Basicamente, o método consiste na divisão do

domínio computacional em várias partes menores, chamadas de célula ou volume de controle (MALISKA, 2004). Cada célula respeita princípios físicos baseados na conservação de energia e de massa. Todas as equações possuem formato matemático similar, de tal forma que, introduzindo a variável genérica ϕ , pode-se escrever a Equação de Transporte, que afirma:

<p>(Taxa de aumento de ϕ dentro do VC) + (taxa líquida com a qual ϕ diminui dentro do VC devido à convecção em suas fronteiras)</p> <p style="text-align: center;">=</p> <p>(Taxa líquida com a qual ϕ aumenta dentro do VC devido à difusão em suas fronteiras) + (Taxa líquida de criação de ϕ dentro do VC)</p>
--

Matematicamente, após fazer integração e utilizar o Teorema da Divergência de Gauss, a afirmação acima é escrita como:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \phi dV + \int_A \rho \mathbf{v} \phi \cdot d\mathbf{a} = \int_A \Gamma \nabla \phi d\mathbf{a} + \int_V S_\phi dV \quad (0.72)$$

sendo Γ o coeficiente difusivo e S_ϕ é o termo fonte. A é a área superficial do volume de controle e $d\mathbf{a}$ denota o vetor área de cada célula.

5.8 Discretização Temporal

Como todas as simulações desenvolvidas para este trabalho possuíam caráter transiente, um esquema de discretização temporal precisou ser utilizado. Neste sentido, o esquema implícito de primeira ordem foi usado. Matematicamente, é dado pela Equação (0.73).

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \phi V)_0 = \frac{(\rho \phi V)_0^{n+1} - (\rho \phi V)_0^n}{\Delta t} \quad (0.73)$$

5.9 Discretização dos Termos Convectivos: *Upwind*

O método *Upwind* é utilizado para contornar um problema inerente ao método das diferenças centrais, que é sua incapacidade em distinguir a direção na qual um fluxo está ocorrendo (MALISKA, 2004). No método das diferenças centrais, em uma face que divide duas células quaisquer, o valor do fluxo é influenciado igualmente pelos centros das duas células. Já o método *Upwind*, em problemas nos quais efeitos advectivos são de importância

elevada, o termo advectivo (segundo termo do lado esquerdo da Equação (0.72)) é discretizado utilizando-se apenas a célula que fica a jusante no escoamento.

Após apresentadas as abordagens matemática e numérica, o Capítulo 6 traz os casos de validação usados para verificar se o *STAR-CCM+*[®] era capaz de reproduzir resultados experimentais de maneira adequada, sendo assim apto a simular os casos de interesse para este trabalho.

5.10 Síntese do Capítulo

No presente capítulo, aspectos numéricos referentes às simulações realizadas são abordados. Com o embasamento teórico adquirido, os casos de validação são feitos e discutidos no próximo capítulo.

6 CASOS DE VALIDAÇÃO

Neste capítulo são apresentados os resultados obtidos para os problemas de verificação. Quatro trabalhos da literatura foram estudados, de tal maneira que o objetivo foi a verificação da exatidão do acoplamento entre as fases através da comparação de resultados. Em alguns casos, para comparar a qualidade da solução obtida com os valores esperados, o erro relativo, r_{rel} , será empregado. Sua definição, segundo Valença (1996) é:

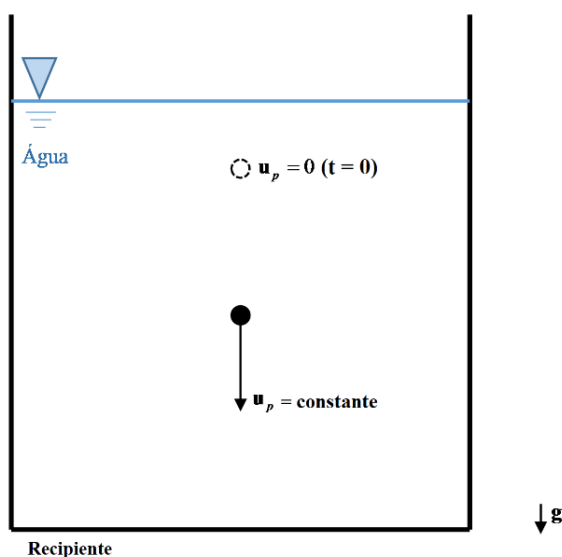
$$r_{rel} = \frac{|v - v_{calc}|}{v} \times 100 \quad (0.74)$$

sendo r_{rel} o erro relativo, v o valor esperado para a grandeza, e v_{med} o valor calculado para a grandeza durante as simulações.

6.1 Sedimentação em Fluido Viscoso

O trabalho de Mordant e Pinton (2000) foi o primeiro trabalho escolhido para reprodução de resultados numéricos. Neste trabalho, uma partícula é abandonada do repouso ($g = 10 \text{ m/s}^2$) no instante $t = 0 \text{ s}$, em água ($\rho_f = 997 \text{ kg/m}^3$ e $\mu_f = 8,9 \cdot 10^{-4} \text{ Pa.s}$), e, após um tempo, atinge a velocidade terminal. A Figura 6.1 ilustra o problema.

Figura 6.1 - Ilustração do problema estudado por Mordant e Pinton (2000).



Dez casos são estudados de maneira experimental e teórica, sendo o objetivo avaliar o efeito de parâmetros como número de Reynolds da partícula e sua densidade. Dos dez casos

apresentados pelos autores, um foi escolhido para reprodução. As simulações foram feitas para uma partícula de densidade $\rho_p = 7850 \text{ kg/m}^3$ e diâmetro $D_p = 1 \text{ mm}$.

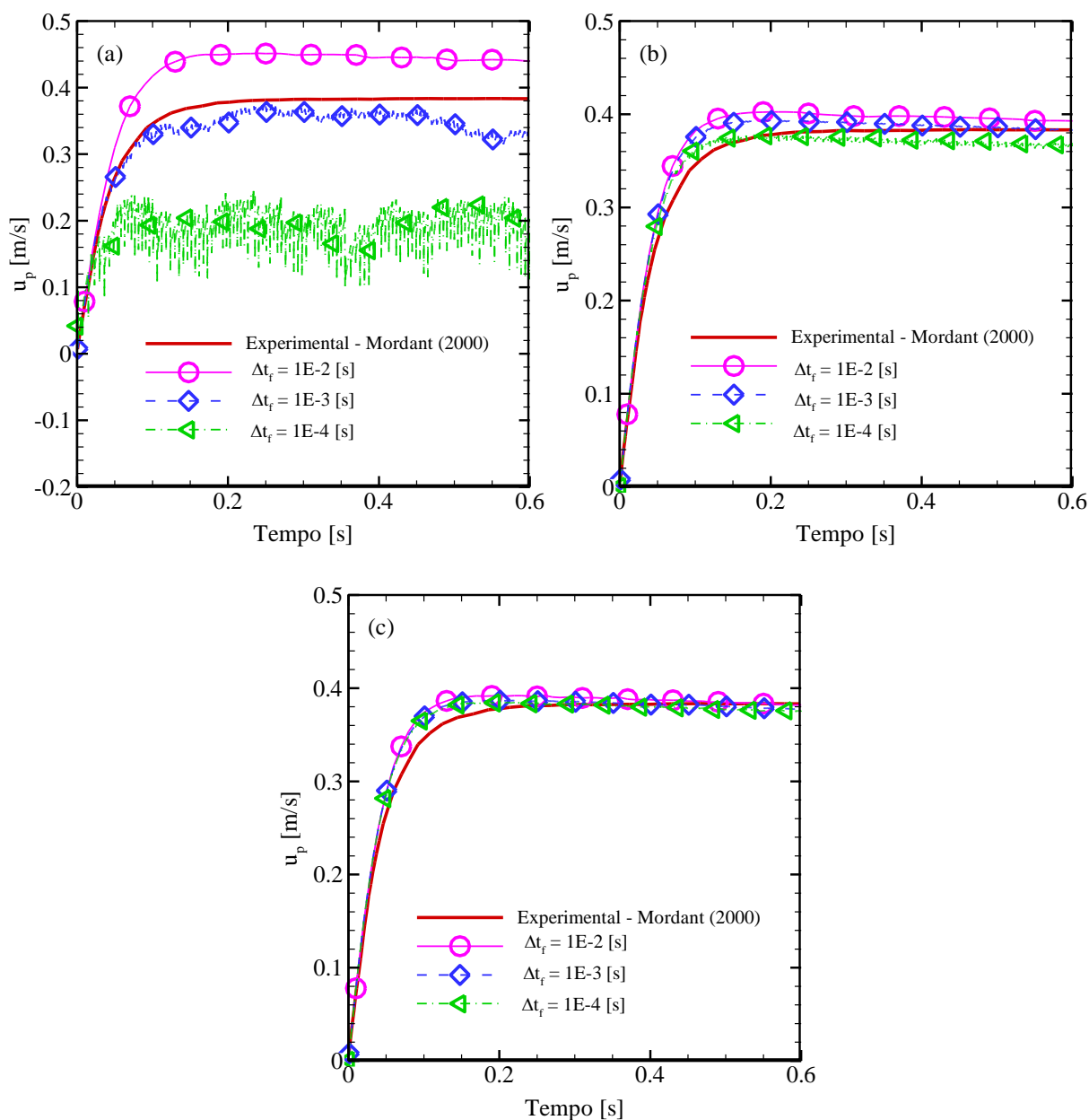
6.1.1 Variação do Passo de Tempo da Fase Fluida

A Figura 6.2 mostra os resultados obtidos para tamanhos de volume de controle constantes e passos de tempo da fase fluida variáveis. Os dados referentes ao trabalho original dos autores foram retirados a partir do *software Engauge-Digitizer*[®], no qual pontos do gráfico são obtidos de forma manual, gerando uma fonte de erros inicial nos dados. Todas as simulações foram feitas com a força de Basset implementada para a partícula.

A Figura 6.2 mostra a influência do valor do passo de tempo das partículas para um determinado tamanho de volume de controle (VC). Na Figura 6.2a, onde os VC's são da ordem de tamanho das partículas, observa-se que o valor do passo de tempo da fase fluida (Δt_f) possui grande influência na acurácia dos resultados. Quando $\Delta t_f = 1 \times 10^{-4} \text{ s}$, a velocidade da partícula oscila bastante e apresenta um valor médio de aproximadamente 50% dos valores experimentais obtidos para a velocidade terminal em Mordant e Pinton (2000). Por outro lado, quando $\Delta t_f = 1 \times 10^{-2} \text{ s}$, a velocidade terminal da partícula é superestimada nas simulações, e apresenta um valor que é 18% maior que o valor experimental de Mordant e Pinton (2000). Finalmente, quando $\Delta t_f = 1 \times 10^{-3} \text{ s}$, os valores da velocidade terminal se aproximam mais da realidade; porém apresentam uma oscilação que não reflete o comportamento experimental.

Figura 6.2b, onde a malha é mais grosseira (*i.e.*, arestas de $2 \times 2 \times 2 \text{ mm}$), os resultados obtidos são mais condizentes com os experimentos de Mordant e Pinton (2000) em relação àqueles mostrados na Na Figura 6.2a. Considerando todos os valores utilizados para o passo de tempo da fase fluida, o maior desvio para a velocidade relativa é de 4%. A tendência de melhora dos resultados ao se aumentar o tamanho das células é melhor compreendida com a Figura 6.2c. Os valores para a velocidade terminal da partícula praticamente independem do valor utilizado para o passo de tempo da fase fluida.

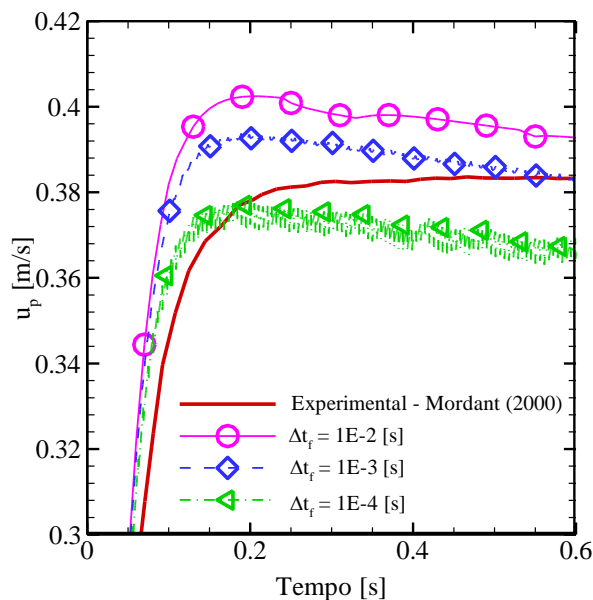
Figura 6.2 - Comportamento da velocidade da partícula em função do passo de tempo da fase fluida utilizado. (a) malha 1 x 1 x 1 [mm] (b) malha 2 x 2 x 2 [mm] (c) malha 2,5 x 2,5 x 2,5 [mm].



Entretanto, uma tendência é observada quando se aplica um *zoom* na região onde a velocidade da partícula se estabiliza. A Figura 6.3 mostra o *zoom* citado feito na Figura 6.2b. Claramente a velocidade da partícula decresce para todos os valores de Δt_f utilizados. A explicação para este fato reside na expressão para a força de Basset desenvolvida por Lawrence e Mei (1995). A expressão em questão é dada na Equação (0.34). Nela, pode-se observar que a força de Basset é dependente do termo $\phi_h(t)$. Sendo assim, quando a partícula não experimenta colisão, *i.e.*, quando o valor do coeficiente de restituição se mantém igual a

um na Equação (0.35), o valor da força de Basset cresce indefinidamente com o tempo, o que gera a diminuição da velocidade terminal das partículas na qual a Equação (0.34) se aplica. Destaca-se aqui que o intervalo de tempo no qual a velocidade da partícula mostra decréscimo é considerável: 0,4 s.

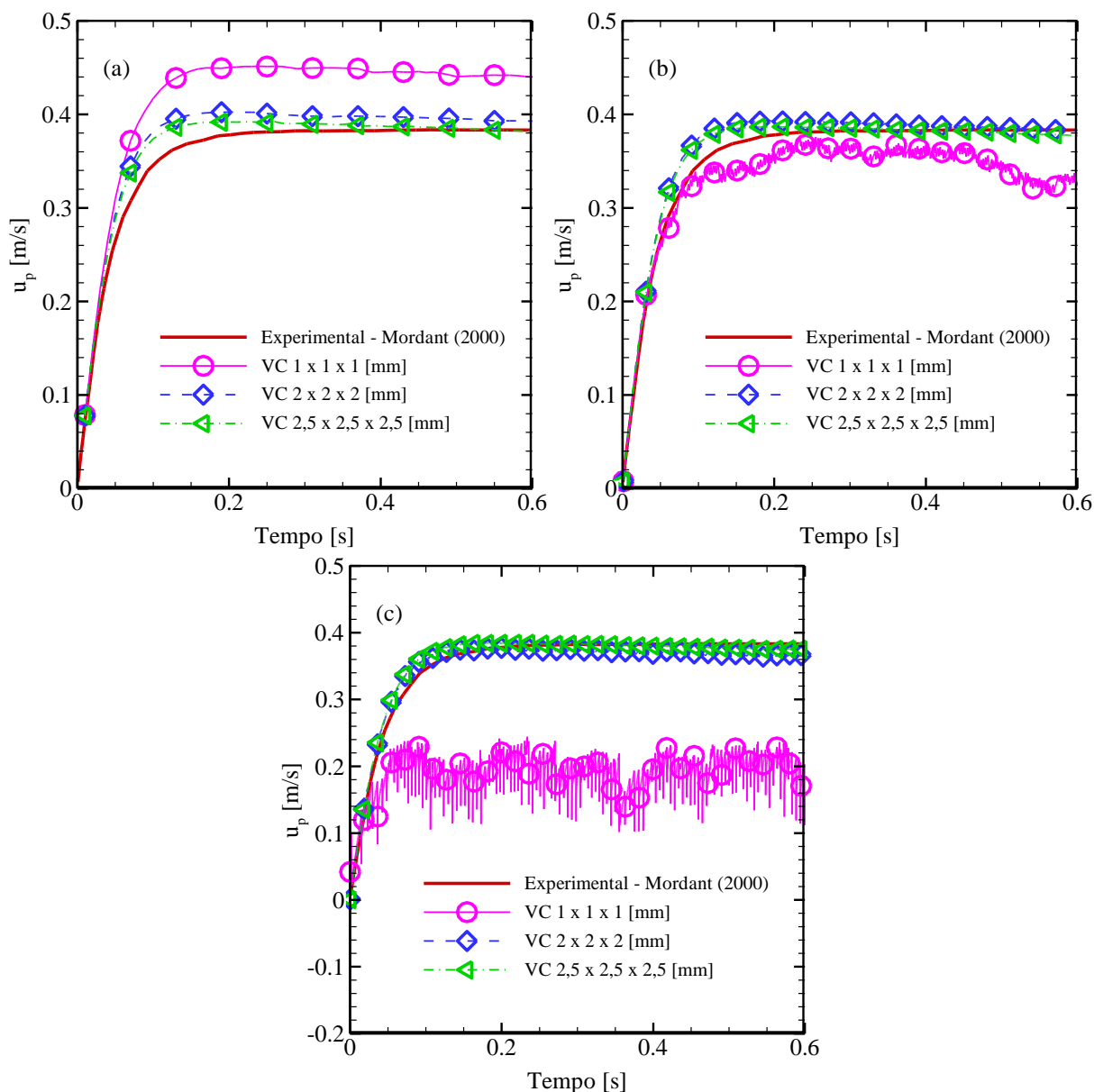
Figura 6.3 - Efeito da força de Basset em uma partícula que não sofre colisão.



6.1.2 Variação do Tamanho do Volume de Controle

A Figura 6.4 mostra os resultados obtidos para passos de tempo da fase fluida constantes e tamanhos de volume de controle variáveis. Na Figura 6.4a é visível que, para um VC reduzido, os valores obtidos para a velocidade terminal da partícula ficam bastante comprometidos em relação aos outros dois tamanhos de volume de controle utilizados. Entretanto, a velocidade não oscila conforme é visto na Figura 6.4b e Figura 6.4c. Particularmente, os resultados ficam menos fidedignos na Figura 6.4c, onde além das oscilações discutidas, é possível observar um grande desvio no valor médio da velocidade terminal. Ao comparar as três figuras, é possível observar que quando um volume de controle maior é utilizado, passos de tempo inferiores fornecem resultados melhores. Porém, o aumento do tempo computacional não se justifica, uma vez que os ganhos na representação da velocidade terminal são bastante pequenos, *i.e.*, não passam de 4%.

Figura 6.4 - Comportamento da velocidade da partícula em função do tamanho do volume de controle utilizados.
 (a) $\Delta t_f = 1 \times 10^{-2}$ s. (b) $\Delta t_f = 1 \times 10^{-3}$ s. (c) $\Delta t_f = 1 \times 10^{-4}$ s.

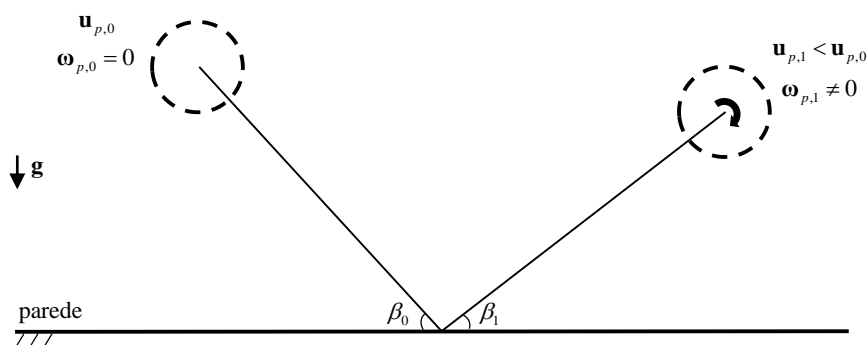


6.2 Ângulo de Reflexão e Velocidade Angular da Partículas Após Choque Oblíquo Contra Parede

O trabalho de Di Renzo e Di Maio (2004) apresenta a mecânica de colisão de partículas e estuda três modelos de colisão usados para contabilizar os efeitos originados a partir das colisões. Os dados das simulações são retirados do trabalho experimental de Kharaz, Gorham e Salman (2001). O problema consiste na colisão oblíqua de uma partícula contra uma parede rígida e indeformável. Como a colisão é inelástica, a velocidade da partícula após o choque, $u_{p,1}$, é menor que a velocidade da partícula antes do choque, *i.e.*, $u_{p,0}$. Devido ao atrito da

partícula com a parede durante a colisão, a partícula passa a apresentar velocidade angular não nula após o choque. Diversos valores para o ângulo de incidência são utilizados no trabalho de Kharaz, Gorham e Salman (2001), e o ângulo de reflexão após o choque, bem como a velocidade angular da partícula após o choque são monitorados. A Figura 6.5 ilustra a situação. As linhas sólidas inclinadas servem para mostrar o ângulo de incidência em relação à horizontal.

Figura 6.5 - Ilustração do problema estudado por Di Renzo e Di Maio (2004).



Os autores mostram resultados numéricos para o ângulo de reflexão e para a velocidade angular da partícula imediatamente após o choque com a parede. Vários ângulos de incidência da partícula são utilizados. Os dados pertinentes à partícula e à parede são mostrados na Tabela 6.1.

Tabela 6.1 - Propriedades físicas da partícula e da parede.

Entidade	Densidade [kg/m ³]	Módulo de Young [GPa]	Coefficiente de Poisson [-]	Velocidade no momento das colisões [m/s]
Partícula	4000	380	0,23	3,9
Parede	2500	70	0,25	-

FONTE: adaptado de Di Renzo e Di Maio (2004).

O trabalho de Di Renzo e Di Maio (2004) fornece diretamente o valor da constante elástica na direção normal dada pela Equação (0.54) e calculada com os dados da Tabela 6.1, de tal modo que, ao utilizar a Equação (0.61), pode-se encontrar diretamente o valor da constante elástica na direção tangencial. A Tabela 6.2 mostra os valores dos parâmetros calculados utilizando essas equações.

Tabela 6.2 - Valores das constantes elásticas na direção normal e tangencial e do parâmetro κ .

Parâmetro	Valor
Constante elástica na direção normal [MN/m]	17,20
κ [-]	0,8591
Constante elástica na direção tangencial [MN/m]	14,78

Entretanto, conforme citado na Seção 2.2, o uso do valor “original” da constante elástica, mostrado na Tabela 6.2, acarreta em tempo computacional excessivo. Desta maneira, três valores foram escolhidos para K_n de modo a reduzir o valor do passo de tempo da partícula. A Tabela 6.3 mostra os valores escolhidos para K_n e os respectivos passos de tempo da partícula utilizados.

Tabela 6.3 - Parâmetros numéricos utilizados durante as simulações.

K_n [N/m]	K_t [N/m]	Passo de tempo da partícula [s]
5000	4295,50	1×10^{-5}
500000	429547,40	5×10^{-6}
$1,72 \times 10^7$	$1,478 \times 10^7$	1×10^{-6}

6.2.1 Ângulo de Reflexão

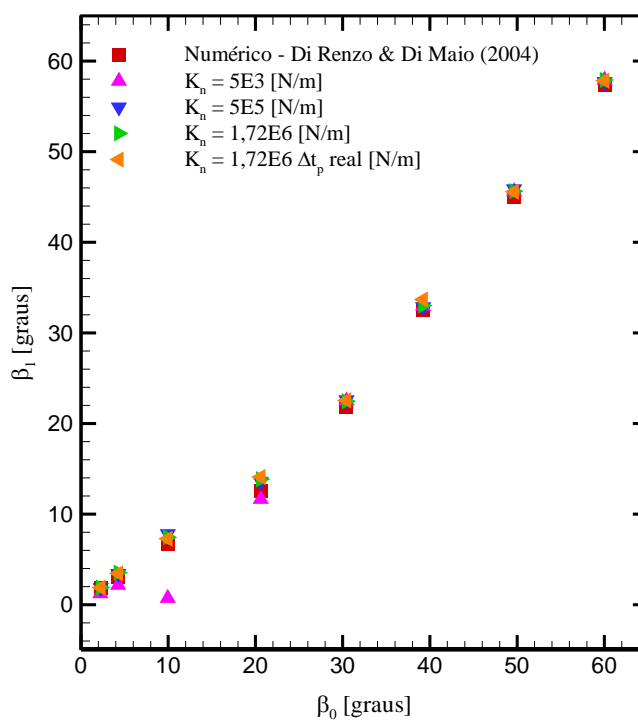
Para facilitar as simulações, ao invés de variar o ângulo de incidência da partícula, o ângulo da parede com relação à horizontal foi alterado. Desta forma, na Tabela 6.4, a coluna referente ao ângulo representa o ângulo da parede com a horizontal. Esses dados foram obtidos com auxílio do *Engauge-Digitizer*[®]. A coluna “altura de abandono” representa a altura que a partícula teve de ser abandonada nas simulações para que sua velocidade no momento do choque fosse de aproximadamente 3,9 m/s. As duas últimas colunas representam, respectivamente, os coeficientes de restituição nas direções normal e tangencial, obtidos do estudo de Kharaz, Gorham e Salman (2001) também com auxílio do *software Engauge-Digitizer*[®].

Tabela 6.4 - Valores obtidos com auxílio do *software Engauge-Digitizer*[®].

Ângulo de incidência[graus]	Altura de abandono [cm]	Velocidade de impacto [m/s]	Erro relativo da velocidade de impacto [%]	e_n [-]	e_r [-]
2,273	80,00	3,909	0,22	0,983	0,787
4,276	80,50	3,909	0,22	0,981	0,741
9,953	82,00	3,899	0,023	0,980	0,671
20,612	85,00	3,899	0,023	0,987	0,596
30,436	87,50	3,890	0,267	0,982	0,692
39,223	91,00	3,890	0,267	0,981	0,770
49,652	96,50	3,890	0,267	0,977	0,848
60,621	105,50	3,899	0,022	0,978	0,902

O resultados são mostrados através da Figura 6.6. pode-se observar que, com exceção do ponto referente ao valor de $\beta_0 = 9,953^\circ$ e $K_n = 5E5$, os demais valores para o ângulo de reflexão obtidos nas simulações para este trabalho apresentam concordância muito boa com os valores simulados por Di Renzo e Di Maio (2004).

Figura 6.6 - Comparação dos valores obtidos para o ângulo de reflexão nas simulações com os valores obtidos por Di Renzo e Di Maio (2004).



6.2.2 Velocidade Angular Após a Colisão

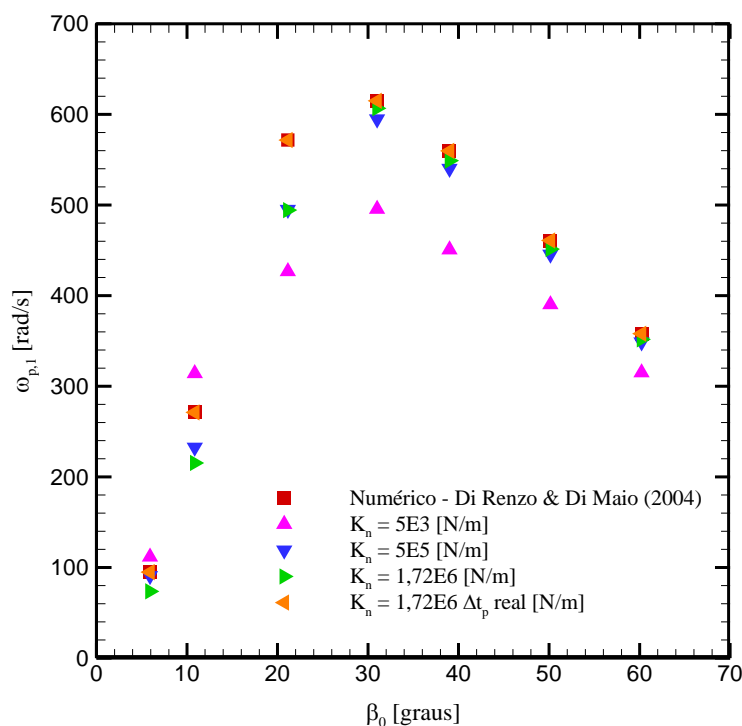
Para a velocidade angular da partícula após a colisão, o ângulo de incidência da partícula é alterado em relação aos ângulos mostrados na Tabela 6.4. Por consequência, as alturas de abandono da partícula também tiveram de ser alteradas para que a velocidade no instante do choque fosse de 3,9 m/s. A Tabela 6.5 mostra os valores dos ângulos de incidência, as alturas de abandono utilizadas em casa caso, as velocidades de impacto obtidas e seus desvios relativos em relação ao valor de 3,9 m/s e os coeficientes de restituição nas direções normal e tangencial utilizados.

Tabela 6.5 - Ângulo de incidência das partículas e respectivas alturas de abandono

Ângulo de incidência [graus]	Altura de abandono [cm]	Velocidade de impacto [m/s]	Erro relativo no valor da velocidade de impacto [%]	e_n [-]	e_t [-]
5,918	81,00	3,907	0,18	0,981	0,719
10,861	82,50	3,889	0,28	0,980	0,661
21,147	85,50	3,889	0,28	0,986	0,598
30,999	88,00	3,902	0,05	0,982	0,698
39,003	91,50	3,888	0,31	0,978	0,768
50,147	97,00	3,903	0,08	0,976	0,850
60,213	106,00	3,888	0,31	0,978	0,903

A Figura 6.7 ilustra os resultados numéricos obtidos para a velocidade angular após a colisão. Conclui-se que a velocidade angular não é tão bem reproduzida nas simulações quanto o ângulo de reflexão.

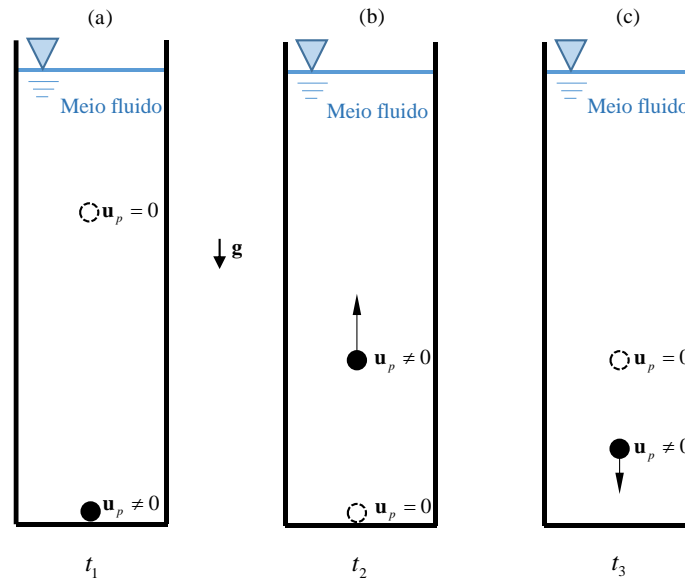
Figura 6.7 - Comparação dos resultados obtidos para a velocidade angular no presente trabalho com os resultados de Di Renzo e Di Maio (2004).



6.3 Trajetória da Partícula Após Choque Normal Contra Parede

O trabalho de Gondret, Lance e Petit (2002) estuda a influência da força de Basset atuando sobre uma partícula que sedimenta em meio fluido viscoso (óleo de silicone RV10) e colide com orientação normal com uma parede. A partícula é abandonada do repouso no instante $t = 0s$ e, após certo intervalo de tempo, colide normalmente com a parede do recipiente onde está inserida, conforme mostra a Figura 6.8a. Devido à colisão, a partícula inverte o sentido de seu movimento, passando a se locomover no sentido oposto ao campo gravitacional, de acordo com a Figura 6.8b. em um dado momento, a partícula atinge velocidade nula, atingindo o ponto mais alto de sua trajetória após o choque, conforme mostra a Figura 6.8c. O estudo de Gondret, Lance e Petit (2002) monitora a trajetória da partícula ao longo do tempo, bem como sua velocidade.

Figura 6.8 - Ilustração do problema estudado por Gondret, Lance e Petit (2002). Colisões de uma partícula com parede.



Os autores chegam à conclusão de que, no caso de fluido de baixa viscosidade dinâmica, como é o caso do ar, a força de arrasto, a força gravitacional e as forças originadas a partir das colisões são suficientes para descrever corretamente o comportamento da partícula. Entretanto, quando o fluido no qual a partícula está imersa é mais viscoso, outras forças passam a ser importantes, como as forças de gradiente de pressão e de Basset.

A Tabela 6.6 mostra dados para o fluido e para a partícula utilizados durante as simulações.

Tabela 6.6 - Dados referentes ao fluido e à partícula.

Partícula	Diâmetro [mm]	3
	Densidade [kg/m^3]	7800
Óleo de silicone RV10	Viscosidade dinâmica [Pa.s]	0,01
	Densidade [kg/m^3]	935

FONTE: adaptado de Gondret, Lance e Petit (2002).

A Tabela 6.7 mostra parâmetros numéricos utilizados. Um aspecto importante nas simulações feitas é que o coeficiente de restituição é variável. Isso porque, segundo Gondret, Lance e Petit (2002), para fluidos viscosos, as perdas de energia significativas das partículas não ocorrem somente quando elas experimentam uma colisão, mas também enquanto interagem com o fluido.

Tabela 6.7 – Parâmetros numéricos utilizados nas simulações.

Parâmetro	Valor
Passo de tempo do fluido [s]	1×10^{-3}
Passo de tempo da partícula [s]	1×10^{-5}
	Colisão
	1 ^a
	2 ^a
	3 ^a
	4 ^a
	5 ^a
	Valor
	0,78
	0,66
	0,45
	0,25
	0

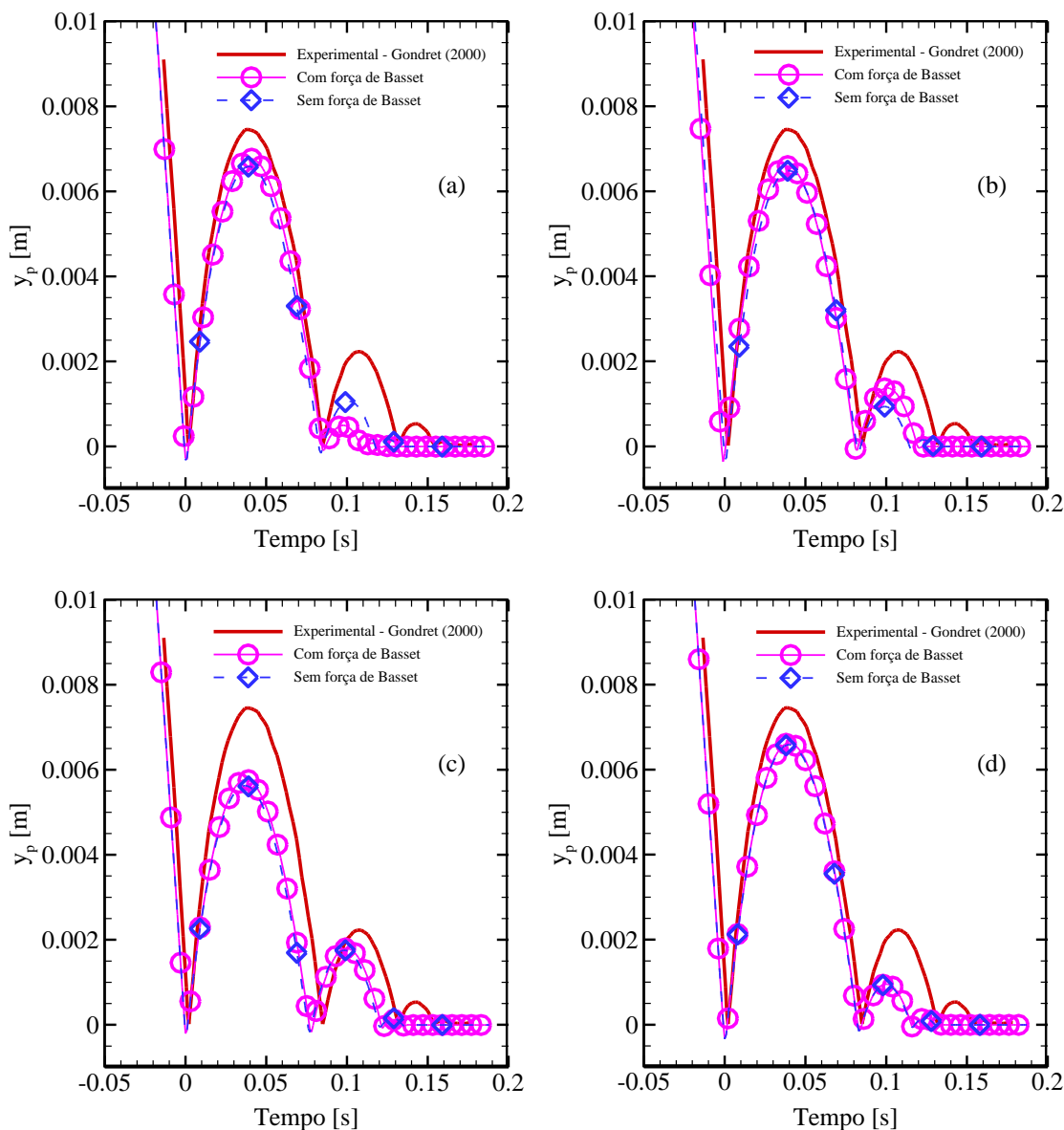
FONTE: adaptado de Gondret, Lance e Petit (2002).

6.3.1 Trajetória da Partícula

Diversos gráficos para a trajetória da partícula foram obtidos. Especificamente, a importância do parâmetro *Scale*, discutido na Seção 5.3 e o tamanho do volume de controle são abordados. Os casos mostram comparações dos resultados com e sem a força de Basset implementada para a partícula.

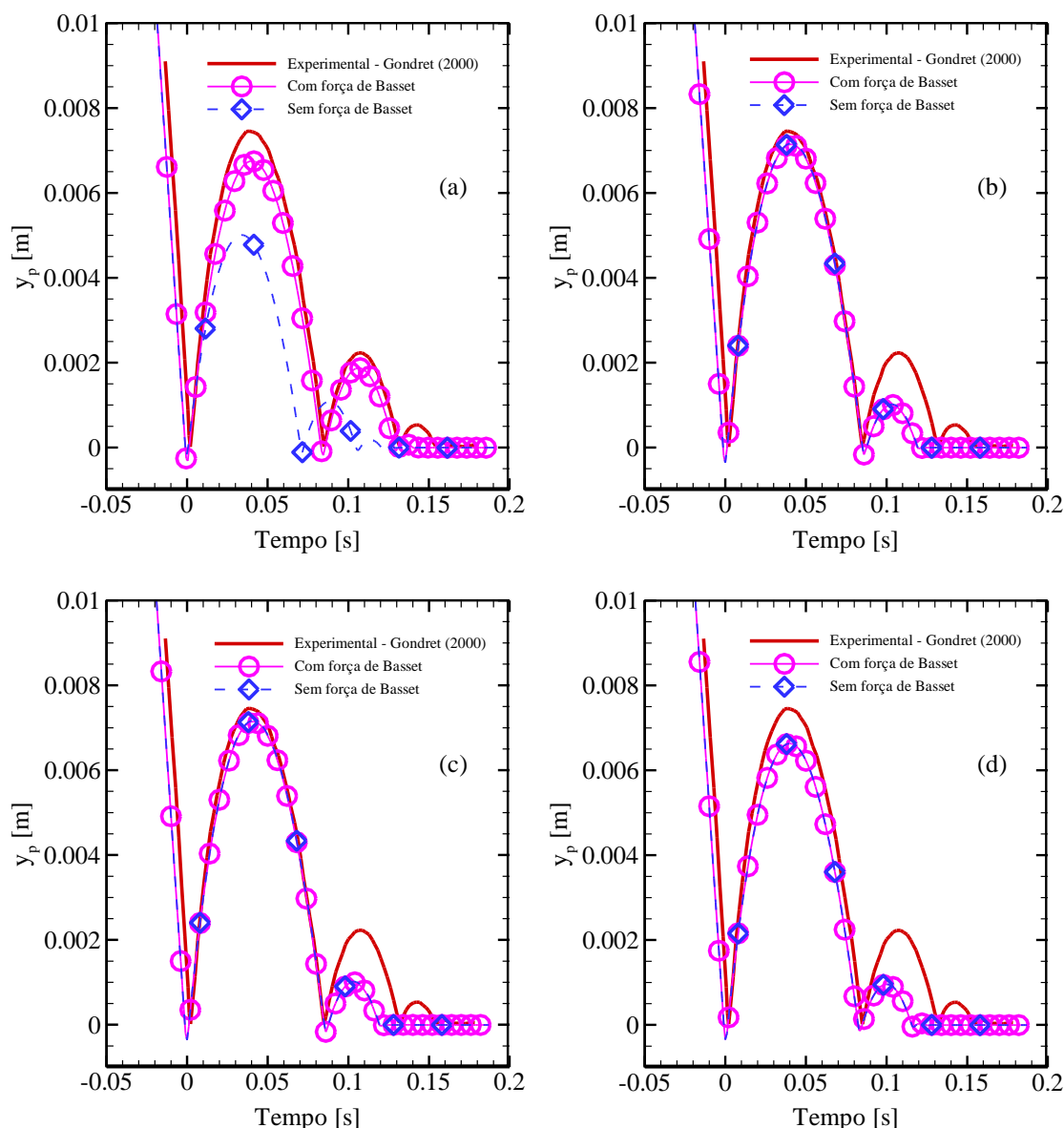
A Figura 6.9, na qual os volumes de controle possuem dimensão $3 \times 3 \times 3$ mm, o movimento da partícula é melhor capturado quando a força de Basset está implementada para a partícula. Entretanto, a melhora na representação da trajetória da partícula não é muito acentuada. Na Figura 6.9a, após a segunda colisão, a trajetória da partícula é melhor reproduzida quando não se considera o termo de Basset. Ademais, a melhor representação do movimento é dada na Figura 6.9b, onde o valor do parâmetro *Scale* é igual a dois. Isso demonstra que o valor deste parâmetro não deve ser aumentado indiscriminadamente, e um critério para escolher seu valor deve ser previamente estabelecido.

Figura 6.9 - Resultados obtidos para a trajetória da partícula com e sem a implementação da força de Basset. (a) $Scale = 1$. (b) $Scale = 2$. (c) $Scale = 5$. (d) $Scale = 10$. Volume de controle de $3 \times 3 \times 3$ mm.



A Figura 6.10 mostra os resultados obtidos quando um volume de controle de arestas $6 \times 6 \times 6$ mm é utilizado, *i.e.*, as arestas de uma célula possuem comprimento correspondente ao dobro do diâmetro da partícula. Mesmo com o parâmetro $Scale$ igual a 1, é possível observar que os resultados são fiéis à realidade, com a trajetória da partícula se aproximando bastante dos resultados experimentais quando a força de Basset está implementada para a partícula. Este fato ressalta a correta troca de quantidade de movimento entre a partícula e o fluido quando o volume de controle é maior do que as partículas.

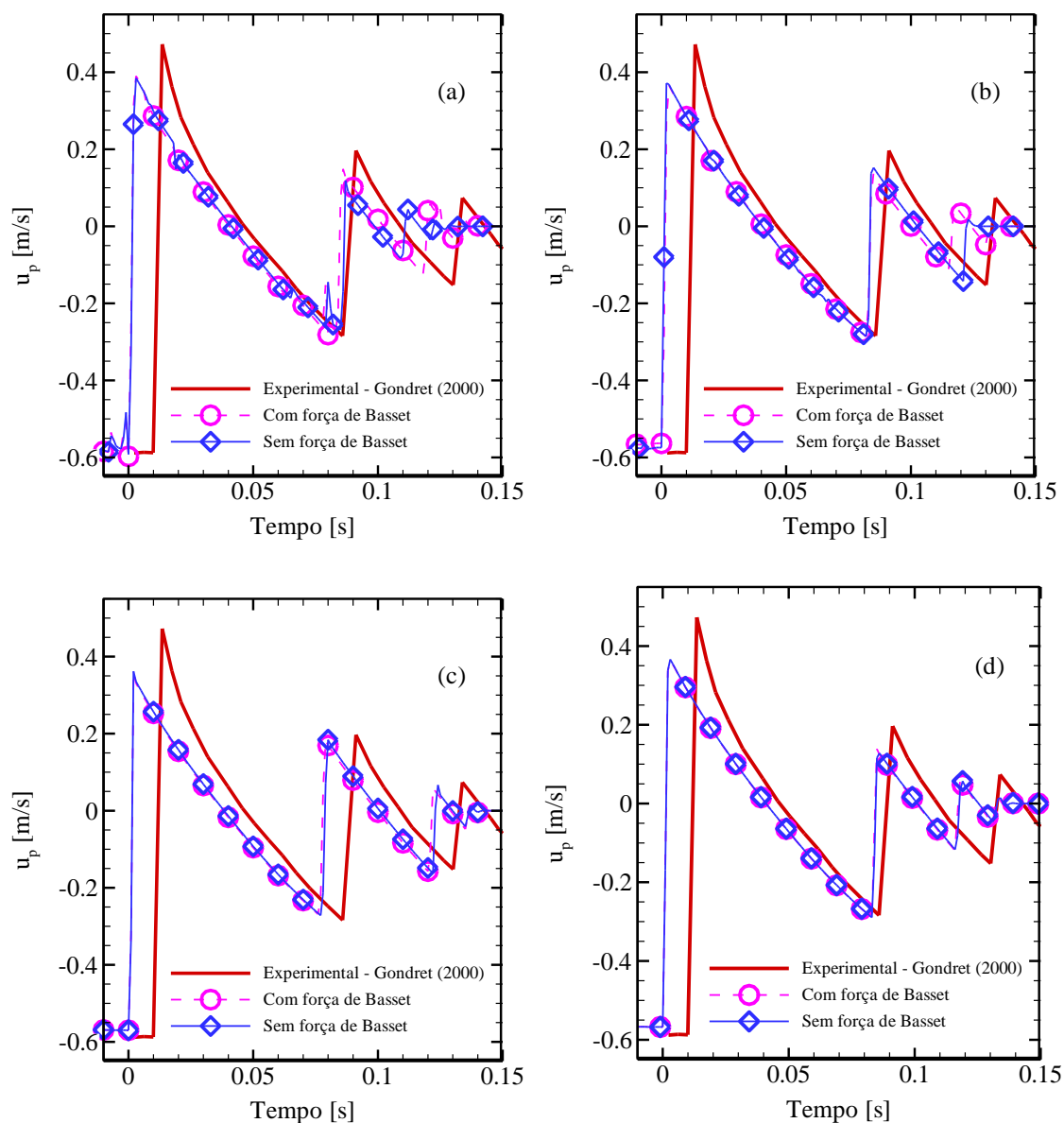
Figura 6.10 - Resultados obtidos para a trajetória da partícula com e sem a implementação da força de Basset. (a) $Scale = 1$. (b) $Scale = 2$. (c) $Scale = 5$. (d) $Scale = 10$. Volume de controle de $6 \times 6 \times 6$ mm.



6.3.2 Velocidade da Partícula

A Figura 6.11 mostra os resultados obtidos para a velocidade da partícula para células de $3 \times 3 \times 3$ mm. É importante notar os valores positivos e negativos da velocidade, correspondentes aos movimentos de ascensão e descenso, respectivamente. A Figura 6.11a mostra uma melhora clara quando a força de Basset está implementada para a partícula, principalmente a partir da segunda colisão. Nas outras três figuras, a melhora é menos evidente. Na Figura 6.11b, a melhor representação da velocidade da partícula ocorre quando a força não está implementada para a partícula.

Figura 6.11 - Resultados obtidos para a velocidade da partícula com e sem a implementação da força de Basset. (a) $Scale = 1$. (b) $Scale = 2$. (c) $Scale = 5$. (d) $Scale = 10$. Volume de controle de $3 \times 3 \times 3$ mm.

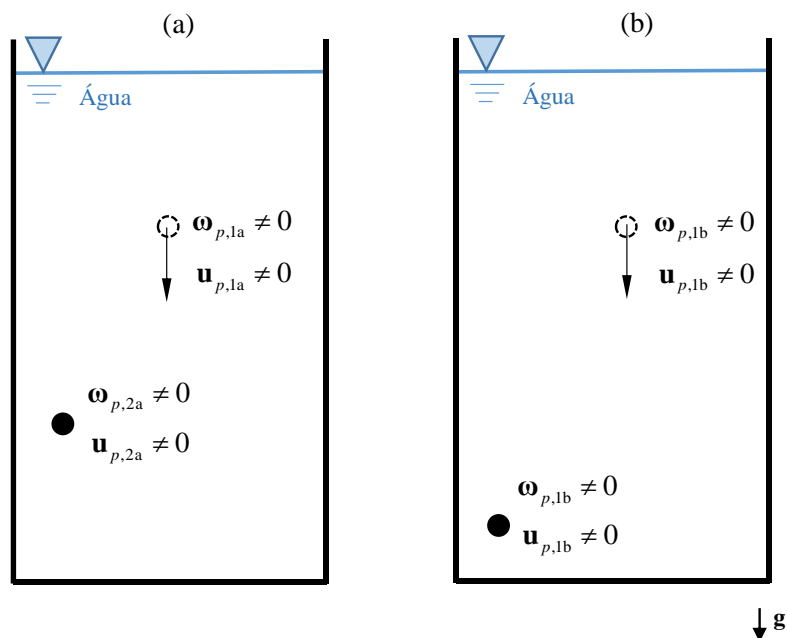


6.4 Velocidade Angular, Velocidade de Translação e Força Magnus

O trabalho de Lukerchenko et al. (2012) teve como objetivo estudar experimental e numericamente a influência mútua dos movimentos de translação e rotação da partícula em torno de seu eixo. Quando estes dois fenômenos ocorrem ao mesmo tempo, a força Magnus atua sobre o corpo, conforme discutido na Seção 4.2.6.2. Os autores estudam dois casos de sedimentação de partícula, ambos em água. A partícula é dotada de velocidade de translação e velocidade de rotação não-nulas no instante $t = 0$ s. Como a força de sustentação de Magnus

está atuando na partícula, ela sofre um desvio lateral. A Figura 6.12 traz uma ilustração do problema estudado, mostrando o desvio lateral sofrido pela partícula.

Figura 6.12 - Representação dos experimentos conduzidos por Lukerchenko et al (2012).



A trajetória da partícula, bem como as velocidades angular e de translação são monitoradas no estudo. A Tabela 6.8 mostra dados pertinentes aos dois casos.

Tabela 6.8 - Dados referentes às partículas usadas nas simulações para os casos 1 e 2.

Caso 1	Diâmetro [cm]	3,63
	Densidade [kg/m ³]	1030
	Velocidade inicial [m/s]	0,518 (para baixo)
	Velocidade angular inicial [rad/s]	46
Caso 2	Diâmetro [cm]	3,65
	Densidade [kg/m ³]	971
	Velocidade inicial [m/s]	0,412 (para baixo)
	Velocidade angular inicial [rad/s]	178,5

Em seu estudo, os autores chegam à conclusão que a força de arrasto sofre influência do movimento de rotação da partícula e que o torque de arrasto sofre influência do movimento de translação. Para tratar matematicamente o arrasto sob a partícula, Lukerchenko et al. (2012) partem da expressão para o coeficiente de arrasto mencionada por Niño e García (1994) e que é atribuída à Yen (1992):

$$C_{D,0} = \frac{24}{\text{Re}} \left(1 + 0,15\sqrt{\text{Re}} + 0,017\text{Re} \right) - \frac{0,208}{1 + 10^4 \text{Re}^{-0,5}} \quad (0.75)$$

onde o subíndice 0 se faz necessário à medida que uma nova expressão para o coeficiente de arrasto é desenvolvida por Lukerchenko et al. (2012). Esta nova expressão leva em consideração o efeito do movimento de rotação da partícula. Sua expressão é dada pela Equação (0.76).

$$C_D = C_{D,0} (1 + 0,065 \text{Re}_\omega^{0,3}) \quad (0.76)$$

Para o coeficiente do torque de arrasto a equação é:

$$C_\omega = C_{\omega,0} (1 + 0,0044\sqrt{\text{Re}}) \quad (0.77)$$

onde o valor de $C_{\omega,0}$ é dado no trabalho de Sawatzki (1970):

$$C_{\omega,0} = \begin{cases} \frac{16\pi}{\text{Re}_\omega}, & \text{Re}_\omega \leq 10 \\ \frac{16\pi}{\text{Re}_\omega} \left(1 + \frac{\text{Re}_\omega^2}{1200} \right), & 10 < \text{Re}_\omega \leq 1000 \\ \frac{6,54}{\sqrt{\text{Re}_\omega}} + \frac{16\pi}{3\text{Re}_\omega} & \end{cases} \quad (0.78)$$

onde Re_ω é o número de Reynolds rotacional da partícula. A expressão para seu cálculo é:

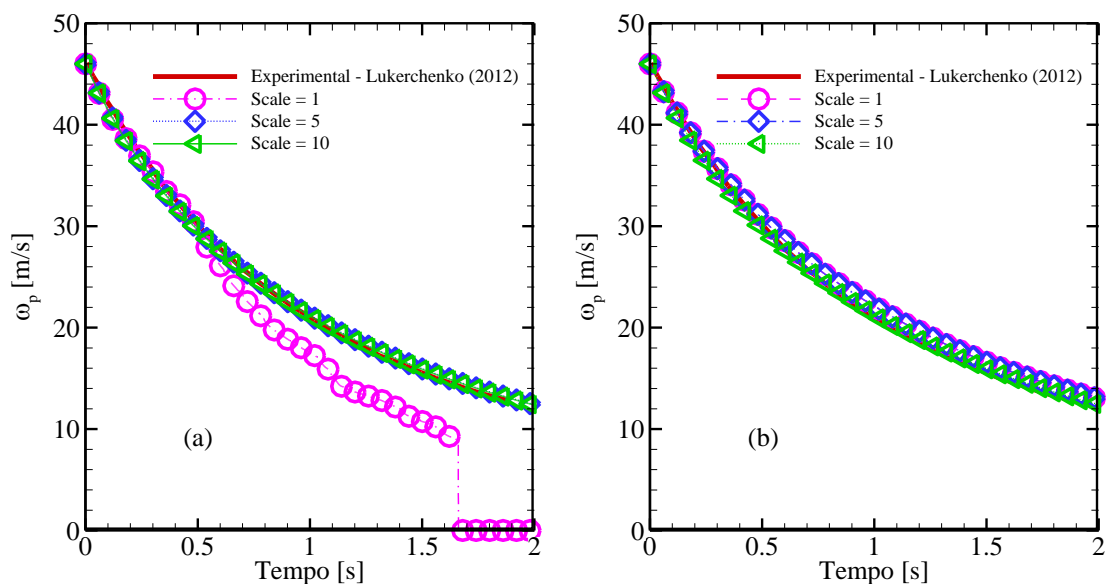
$$\text{Re}_\omega = \frac{\rho_f |\boldsymbol{\omega}_p|^2 D_p}{2\mu_f} \quad (0.79)$$

6.4.1 Caso 1

6.4.1.1 Velocidade Angular

Segundo Lukerchenko et al. (2012), reproduzir corretamente a velocidade angular e a velocidade de translação da partícula é fundamental, pois, caso isto seja feito, a força de sustentação de Magnus é corretamente monitorada. A Figura 6.13 mostra os resultados obtidos. Na Figura 6.13a, quando o valor do parâmetro *Scale* é igual a 1, um fenômeno inesperado ocorre. A velocidade angular da partícula inesperadamente cai para zero. Isto indica que a mesma saiu do domínio durante a simulação. Na Figura 6.13b, quando as células utilizadas são maiores, este fenômeno não ocorre, e ω_p é muito bem representada.

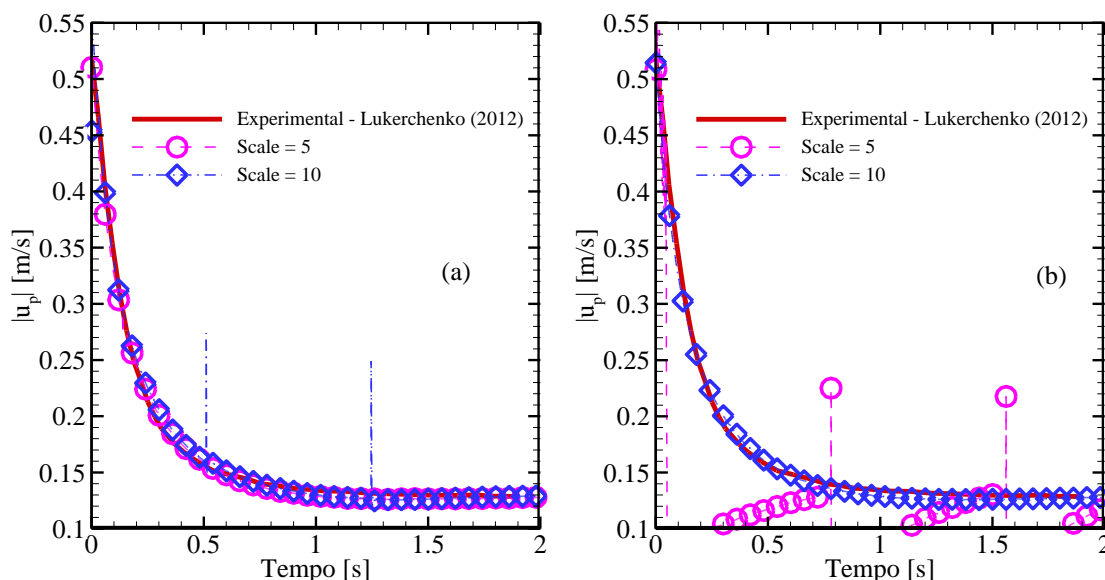
Figura 6.13 - Comparação dos resultados obtidos para a velocidade angular da partícula e os resultados experimentais de Lukerchenko et al (2012). (a) Células $3,63 \times 3,63 \times 3,63$ mm. (b) Células $7,26 \times 7,26 \times 7,26$ mm.



6.4.1.2 Módulo da Velocidade de Translação

Juntamente com a velocidade angular, a velocidade de translação é a outra grandeza da qual a força Magnus é dependente. A Figura 6.14 mostra os resultados obtidos sem considerar $Scale = 1$, tendo em vista que as divergências que ocorrem quando este valor é usado foram bastante significativas, o que iria tirar a escala do gráfico. Este caso apresentou um comportamento diferente dos demais. Para a malha mais refinada da Figura 6.14a, o comportamento da partícula foi corretamente monitorado. Entretanto, para a malha mais grosseira da Figura 6.14b, que supostamente deveria capturar melhor o comportamento da partícula, houve uma divergência acentuada quando $Scale = 5$. Tendo em vista que esse fenômeno ocorreu apenas para este parâmetro, não se sabe a sua causa.

Figura 6.14 - Comparação dos resultados obtidos com os valores experimentais de Lukerchenko et al (2012). (a) Células $3,63 \times 3,63 \times 3,63$ mm. (b) Células $7,26 \times 7,26 \times 7,26$ mm.

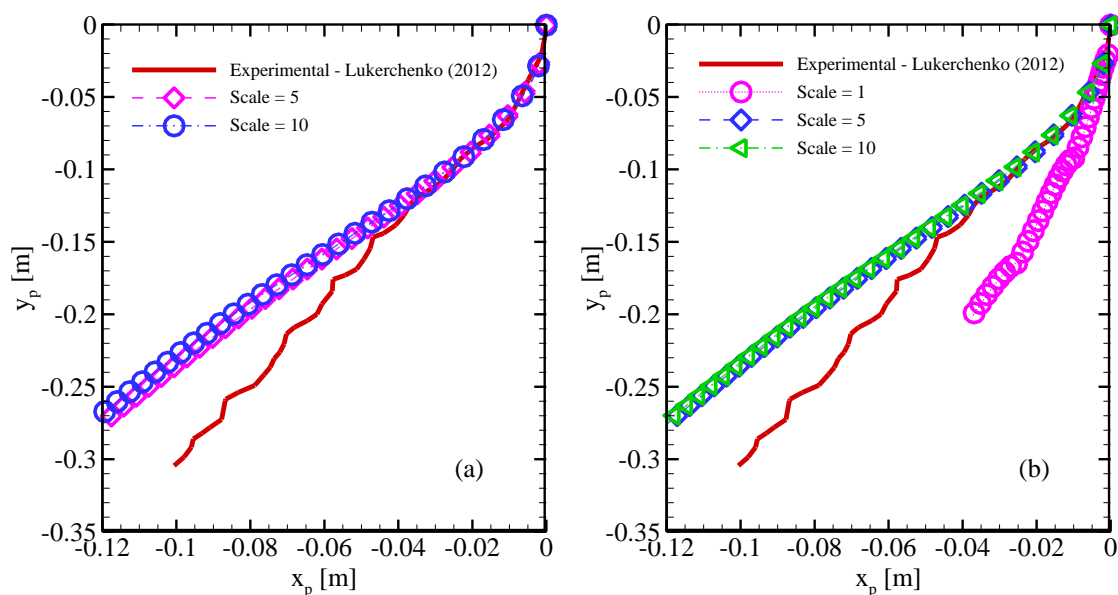


6.4.1.3 Trajetória da Partícula

Para Lukerchenko et al. (2012), reproduzir corretamente a trajetória da partícula corresponde à monitorar corretamente a força Magnus, daí a importância fundamental dos resultados obtidos para a trajetória. Neste ponto é importante destacar que, quando as simulações foram realizadas para o valor do coeficiente da força Magnus usado por Lukerchenko et al. (2012), *i.e.*, $C_M = 0,04$, resultados completamente diferentes dos resultados experimentais foram obtidos. Utilizando-se de método de tentativa e erro, quando o coeficiente da força Magnus foi ajustado para $C_M = 0,32$, os resultados reproduziram melhor os resultados obtidos por Lukerchenko et al. (2012). É importante salientar que o valor

utilizado para C_{sm} está dentro dos limites teóricos deduzidos por Rubinow e Keller (1961). A Figura 6.15 mostra resultados obtidos. Na Figura 6.15a, onde o volume de controle é reduzido, os resultados para $Scale = 1$ foram omitidos, pois diferiram completamente dos valores experimentais. Pode-se perceber que, tanto na Figura 6.15a quanto na Figura 6.15b, os resultados obtidos concordam quantitativamente com os resultados do trabalho original apenas em um trecho da trajetória. Daí em diante, a concordância passou a ser apenas qualitativa. Na Figura 6.15b, quando os volume de controle utilizados eram maiores, os resultados para $Scale = 1$ apresentaram comportamento qualitativamente de acordo com os originais.

Figura 6.15 - Comparação dos resultados obtidos para a trajetória da partícula com os resultados experimentais de Lukerchenko et al (2012). (a) Células $3,63 \times 3,63 \times 3,63$ mm. (b) Células $7,26 \times 7,26 \times 7,26$ mm.

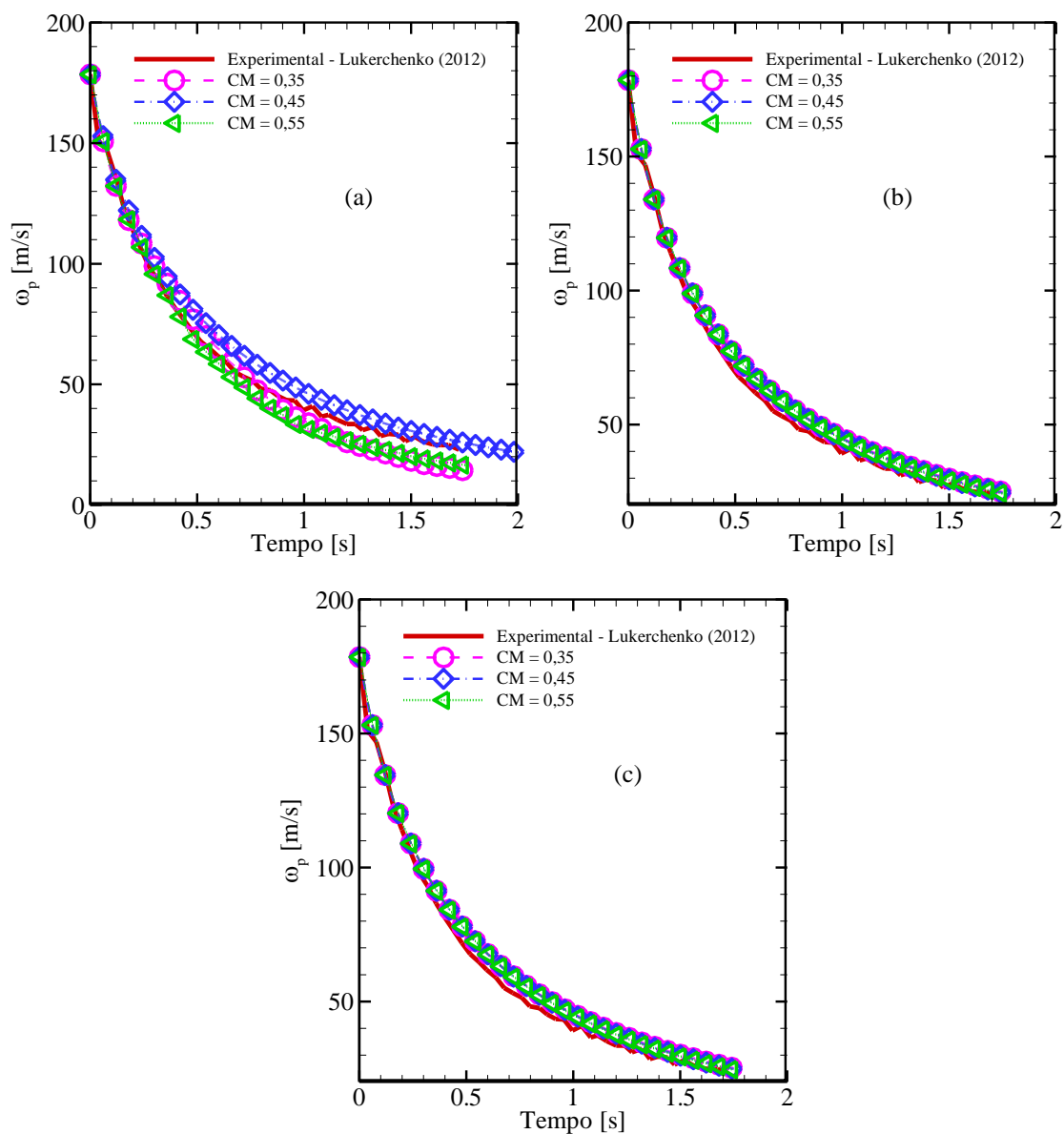


6.4.2 Caso 2

6.4.2.1 Velocidade Angular

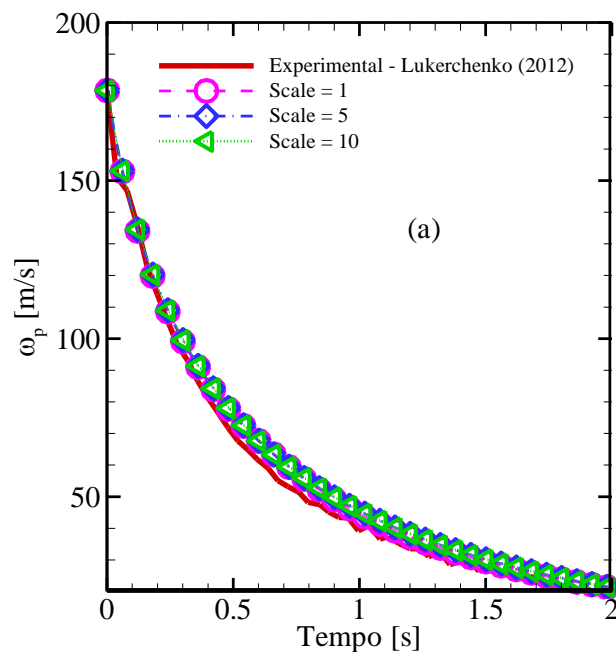
Assim como foi para o Caso 1, a velocidade angular da partícula parece sentir menos os efeitos do tamanho do volume de controle. Sendo assim, para os presentes resultados, fixa-se o parâmetro $Scale$ e varia-se o valor do coeficiente da força Magnus. Para este caso, segundo o método de tentativa erro, os melhores valores para o coeficiente da força Magnus ficaram na faixa $C_M = 0,35-0,55$. Comparando-se as três figuras que compõem a Figura 6.16, observa-se que na Figura 6.16a os resultados fogem mais dos experimentos, enquanto que na Figura 6.16b e Figura 6.16c, os resultados são satisfatórios.

Figura 6.16 - Comparação dos resultados obtidos nas simulações com os resultados experimentais de Lukerchenko et al (2012). (a) $Scale = 1$. (b) $Scale = 5$. (c) $Scale = 10$. Células $3,65 \times 3,65 \times 3,65$ mm.



A Figura 6.17 mostra estudo contrário, *i.e.*, o valor de C_M é fixado em 0,35 e os valores de $Scale$ são alterados. Para todos os valores de $Scale$, os resultados se assemelham ao que é verificado experimentalmente no trabalho de Lukerchenko et al. (2012).

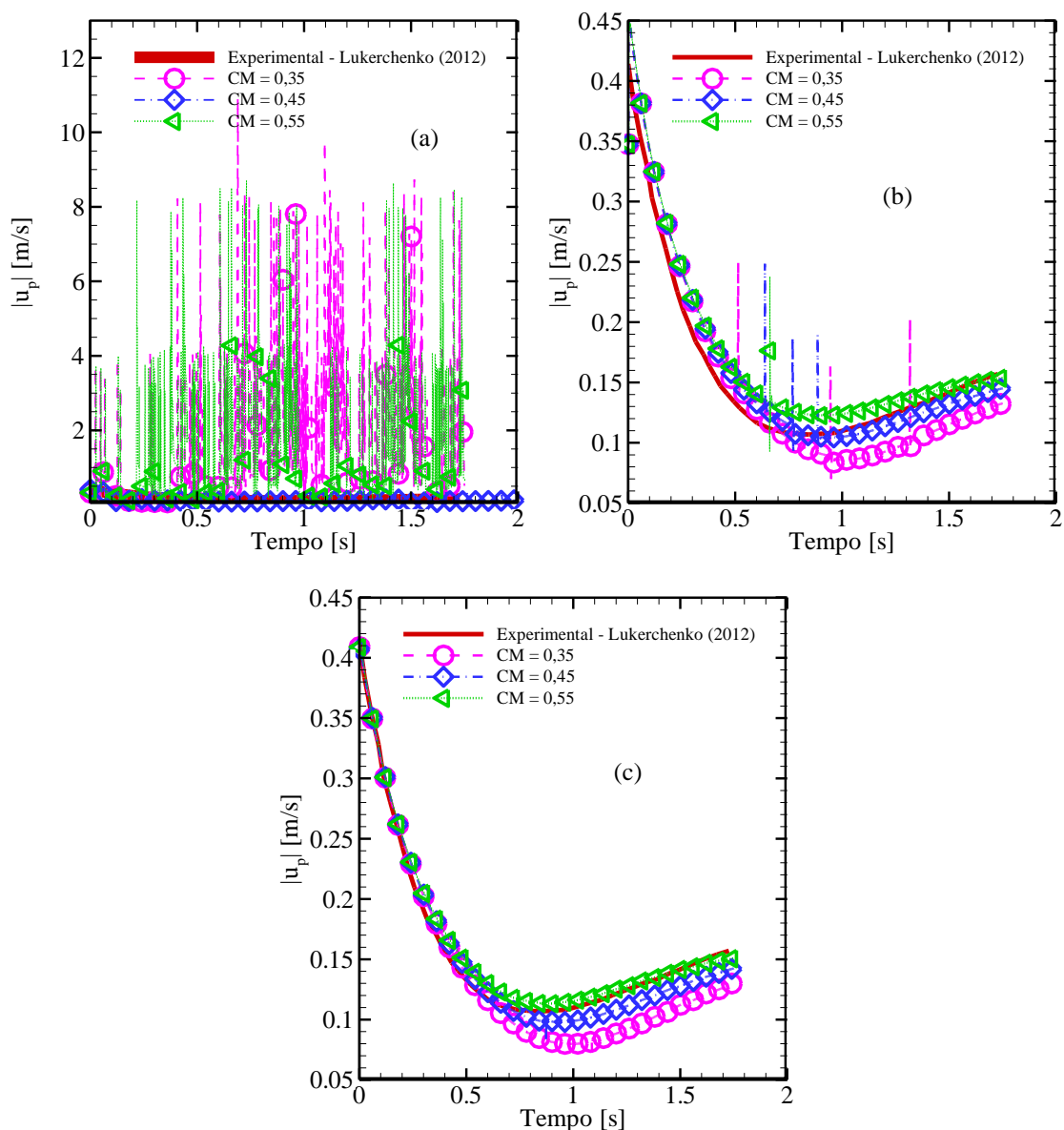
Figura 6.17 - Comparação dos resultados obtidos nas simulações com os resultados de Lukerchenko et al (2012).
Células 3,65 x 3,65 x 3,65 mm.



6.4.2.2 Módulo da Velocidade de Translação

A Figura 6.18 mostra os resultados obtidos para a velocidade de translação da partícula quando os valores de *Scale* são alterados. Na Figura 6.18a, opta-se por mostrar os resultados para *Scale* = 1. Pode-se observar que os resultados fogem completamente para $C_M = 0,35$ e $C_M = 0,55$. Entretanto, quando $C_M = 0,45$, os resultados acompanham bem os dados obtidos por Lukerchenko et al. (2012). A Figura 6.18b e a Figura 6.18c, mostram que os resultados numéricos obtidos se assemelham bastante com o trabalho de Lukerchenko et al. (2012). A única diferença é que, na Figura 6.18b, há oscilações repentinas da velocidade, que rapidamente volta para seu valor real. Na Figura 6.18c esse fenômeno não ocorre. Isto indica que, para este caso, O valor de *Scale* igual a 10 é mais indicado do que o valor 5, usado na simulação representada pela Figura 6.18b.

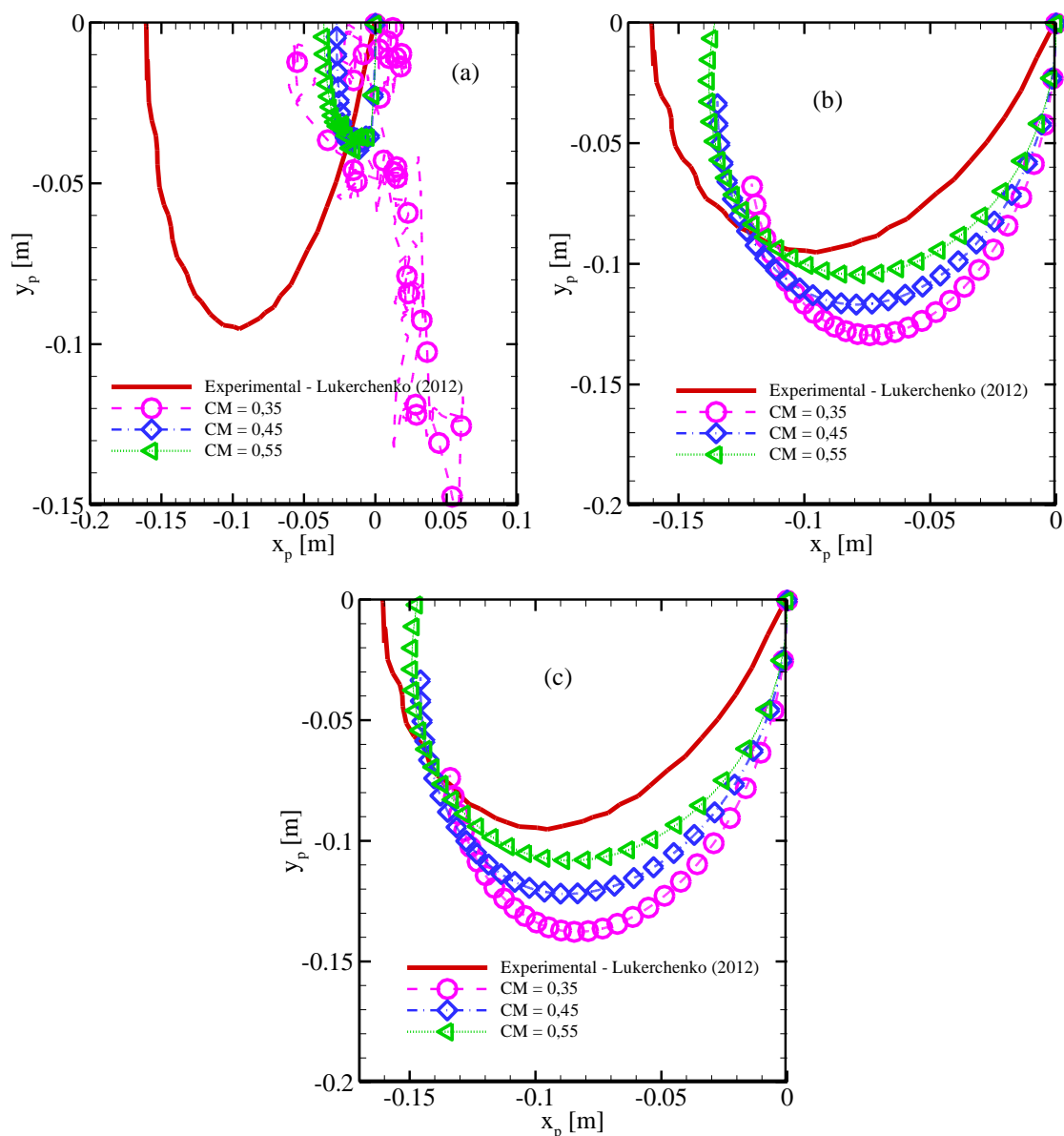
Figura 6.18 – Comparação entre os resultados obtidos nas simulações com os resultados experimentais de Lukerchenko et al. (2012). (a) $Scale = 1$. (b) $Scale = 5$. (c) $Scale = 10$. Células $3,65 \times 3,65 \times 3,65$ mm.



6.4.2.3 Trajetória da Partícula

A Figura 6.19 mostra os resultados obtidos para a trajetória da partícula. Pode-se perceber na Figura 6.19a que, para $Scale = 1$, os resultados fogem dos valores experimentais obtidos por Lukerchenko et al. (2012), principalmente para $C_M = 0,35$. Na Figura 6.19b e na Figura 6.19c, os resultados obtidos são qualitativamente semelhantes ao perfil em “U” da trajetória, apesar de fugir quantitativamente dos valores corretos. Os resultados são melhor ajustados para $C_M = 0,55$.

Figura 6.19 - Comparações entre os resultados obtidos nas simulações com os resultados experimentais de Lukerchenko et al. (2012). (a) $Scale = 1$. (b) $Scale = 5$. (c) $Scale = 10$. Células $3,65 \times 3,65 \times 3,65$ mm.



6.5 Síntese do Capítulo

Neste capítulo foram comparados resultados obtidos com as simulações numéricas com resultados experimentais dispostos na literatura. De maneira geral, pôde-se observar uma boa concordância entre ambos; se sob o ponto de vista quantitativo os resultados não foram tão bons em alguns casos, como na Figura 6.19, qualitativamente houve uma boa reprodução dos fenômenos físicos reais que estavam ocorrendo. Ademais, a ferramenta numérica apresentada

como Método de Suavização dos Termos Fonte conduziu a solução a valores melhores na maioria dos casos de validação feitos para este trabalho.

7 RESULTADOS

Este capítulo apresenta os resultados obtidos após a realização das simulações. Os parâmetros que serão variados no estudo são a vazão de bombeio do fluido de limpeza e o diâmetro das partículas, sendo que cada um deles será tratado individualmente em uma etapa. A Seção 7.1 trata do efeito da vazão, enquanto que a Seção 7.2 estuda a influência do diâmetro das partículas.

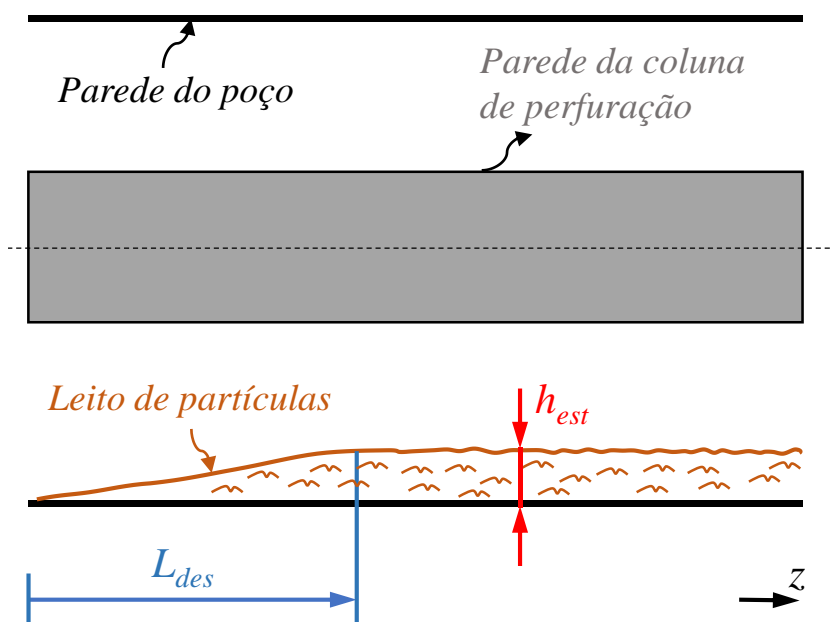
A Tabela 7.1 mostra os valores das vazões do fluido de limpeza e diâmetro das partículas utilizadas nas seções 7.1 e 7.2. Os números de Reynolds correspondentes às vazões utilizadas são mostrados, bem como a concentração volumétrica de injeção de partículas calculadas através da Equação (0.3).

Tabela 7.1 - Condições nas quais as simulações serão realizadas.

Parâmetro	Valor
Taxa de penetração [ft/hr]	100
Vazões de fluido de limpeza[GPM]	100; 125; 150; 175
Número de Reynolds [-]	1241; 1551; 1861; 2172
Concentração volumétrica de injeção de partículas [%]	1,70; 1,36; 1,13; 0,97
Diâmetro das partículas [mm]	3,5; 4,0; 4,5; 5,0
Inclinação do poço com relação à vertical [°]	90
Densidade da lama ρ_f [kg/m ³]	920
Viscosidade dinâmica da lama μ_f [Pa.s]	0,0293
Passo de tempo da fase fluida Δt_f [s]	2×10^{-2}
Passo de tempo da fase sólida Δt_p [s]	2×10^{-4}
D_{ext} [pol]	5
D_{int} [pol]	3

Duas características do leito que serão abordadas nas próximas seções são o comprimento de desenvolvimento do leito de partículas e a altura do leito estacionário. O Comprimento de desenvolvimento, L_{des} , corresponde ao valor da coordenada z a partir da qual a altura do leito não mais varia. A altura de leito estacionário, h_{est} , por sua vez, corresponde ao valor dessa altura. A Figura 7.1 ilustra os dois parâmetros.

Figura 7.1 - Ilustração do comprimento de desenvolvimento do leito, L_{des} , e da altura de leito estacionário, h_{est} .



7.1 Efeito da Vazão do Fluido de Limpeza

Esta seção mostra os resultados obtidos através da variação da vazão de bombeio de fluido de limpeza no sistema. Nesta etapa, foi necessário utilizar comprimentos de tubo diferentes, pois, para cada vazão, não se sabia o valor do comprimento de desenvolvimento do leito L_{des} . Desta forma, quanto maior a vazão de fluido de limpeza, maior o comprimento do espaço anular. A Tabela 7.2 mostra os comprimentos do espaço anular correspondentes à cada valor da vazão.

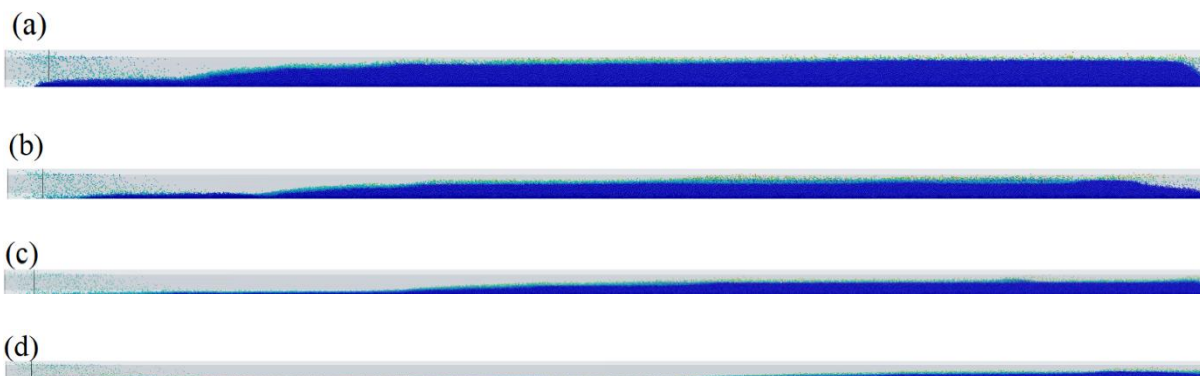
Tabela 7.2 - Comprimento do espaço anular correspondente à cada vazão de bombeio utilizada.

Vazão de bombeio de fluido de limpeza Q_f [GPM]	Comprimento do espaço anular [m]
100	4
125	5
150	6
175	7

7.1.1 Aspecto do Leito de Partículas

A Figura 7.2 mostra o aspecto do leito de partículas em função vazão de entrada de fluido de limpeza. Pode-se observar que, conforme a vazão é aumentada, há uma forte tendência de a altura do leito diminuir em altura. Ademais, na Figura 7.2a, o comprimento de desenvolvimento do leito é bem menor em relação aos outros casos. A altura na qual o leito atinge seu valor máximo é aquela onde o fluido passa a ser capaz de carregar as partículas: Como o leito caracteriza uma barreira, para que a mesma vazão mássica de fluido escoe, é necessário que a velocidade média do fluido na região livre aumente. Quando esta velocidade atinge um valor no qual o transporte de partículas é garantido, o leito atinge sua altura máxima, e passa a crescer longitudinalmente apenas.

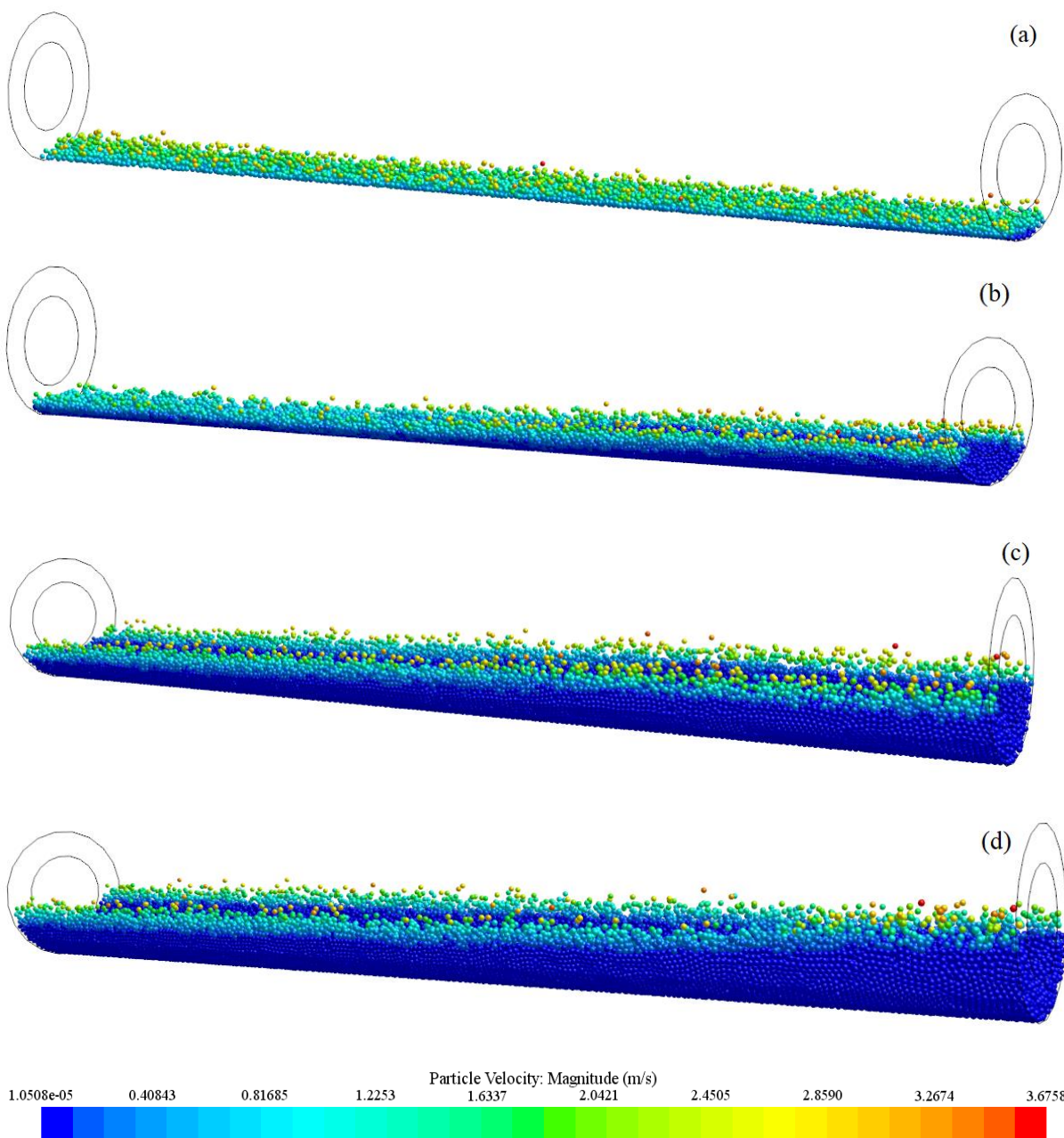
Figura 7.2 - Aspecto do leito de partículas para cada uma das vazões de entrada. (a) 100 GPM. (b) 125 GPM. (c) 150 GPM. (d) 175 GPM.



Para o leito obtido com a vazão de 175 GPM eito, a Figura 7.3 mostra a evolução do leito em segmentos específicos ao longo do eixo z . Pode-se notar que, da Figura 7.3a até a Figura 7.3.c há uma nítida redução na velocidade média das partículas, tendo em vista que o leito estacionário, indicado pelas partículas de menor velocidade, começa a se formar. Na região mais à direita da Figura 7.3d o leito atinge seu comprimento de desenvolvimento, quando passa a não mais variar em altura. Além disso, é possível observar que, a partir do

momento em que leito estacionário está presente no espaço anular, o escoamento em três camadas se faz presente no espaço anular.

Figura 7.3 - Evolução do leito em seções representativas do espaço anular para a vazão de 175 GPM. (a) $z = 2,0$ até $z = 3,0$ m. (b) $z = 3,5$ até $z = 4,5$ m. (c) $z = 4,5$ até $z = 5,5$ m. (d) $z = 5,5$ até $z = 6,5$ m.



Como o comprimento dos tubos está disposto em ordem crescente a partir da Figura 7.2a, pode-se perceber que o comprimento de desenvolvimento é bastante diferente para cada uma das vazões. A Tabela 7.3 mostra os valores de L_{des} para cada caso da Figura 7.2.

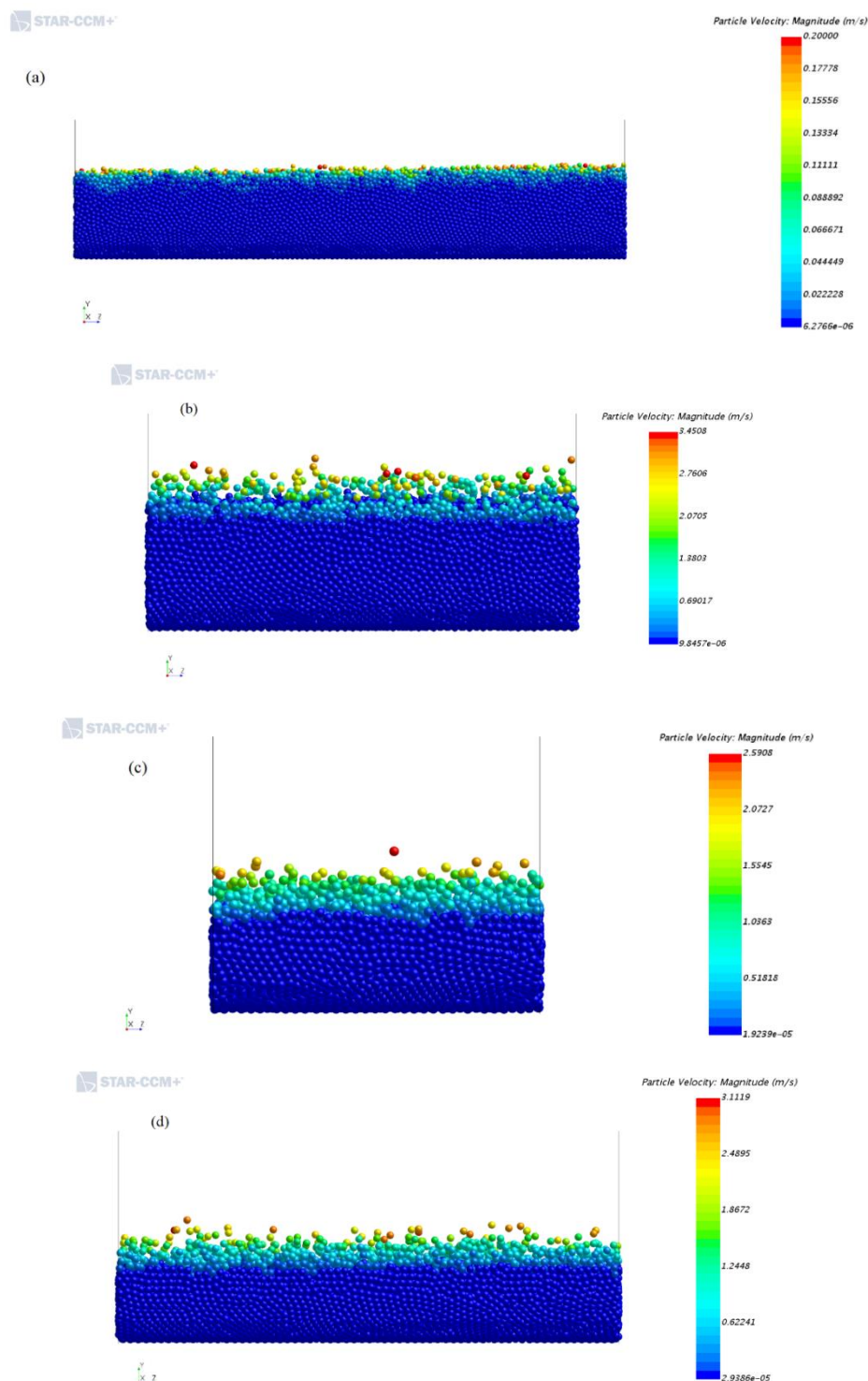
Tabela 7.3 - Valores do comprimento de desenvolvimento do leito para cada vazão utilizada.

Vazão [GPM]	L_{des} [m]
100	1,20
125	1,62
150	3,39
175	4,50

A Figura 7.4 mostra uma os leitos de partículas de uma visão mais aproximada. Comprimentos diferentes foram escolhidos para mostrar que, após o comprimento de desenvolvimento dos leitos ter sido atingido, este mantém sua altura. Um padrão evidente é que, para vazões maiores de fluido de limpeza, a altura do leito diminui, conforme esperado.

Outro aspecto que se observa é que, com exceção da Figura 7.4a, as outras figuras apresentam um número considerável de partículas de suspensão, *i.e.*, que não estão “fixadas” ao leito móvel intermediário.

Figura 7.4 - Visão lateral do leito de partículas. (a) 100 GPM. (b) 125 GPM. (c) 150 GPM. (d) 175 GPM.



A Tabela 7.4 mostra a altura dos leitos para cada vazão de bombeio de fluido de limpeza. Conforme a vazão de bombeio aumenta, a altura do leito estacionário diminui; com relação ao leito móvel, ocorre uma tendência contrária: o leito móvel aumenta em altura. Um aspecto que deve ser observado, porém, é que os incrementos de altura para o leito móvel são

da ordem de magnitude dos diâmetros das partículas. Esse fato pode fazer com que medições da altura do leito móvel feitas em instantes diferentes de tempo apresentem uma tendência contrária.

Tabela 7.4 - Alturas dos leitos estacionário e móvel em função da vazão de fluido de limpeza.

Vazão [GPM]	Altura do leito estacionário $h_{est}[\text{m}]$	Altura do leito móvel $h_{mov} [\text{m}]$
100	0,0704	0,0123
125	0,0639	0,0125
150	0,0447	0,0134
175	0,0427	0,0144

7.1.2 Queda de Pressão

Antes de mostrar os resultados obtidos para a queda de pressão, é necessário tratar sobre um aspecto ocorrido durante as simulações. Devido a questões relacionadas à maneira como o *STAR-CCM+*[®] automatiza alguns processos, o valor da queda de pressão para algumas simulações só está disponível a partir de um determinado instante de tempo. Esse aspecto aparece em alguns dos casos realizados para este trabalho. É importante salientar que os resultados não estão comprometidos, apenas as curvas não apresentam valores desde o instante de tempo $t = 0$ s.

Como os tubos possuem comprimentos diferentes, dados na Tabela 7.2, as tomadas para queda de pressão tiveram de ser realizadas entre planos distintos para cada caso. A Tabela 7.5 mostra as coordenadas z referentes aos planos que foram utilizados para monitorar a queda de pressão em cada caso.

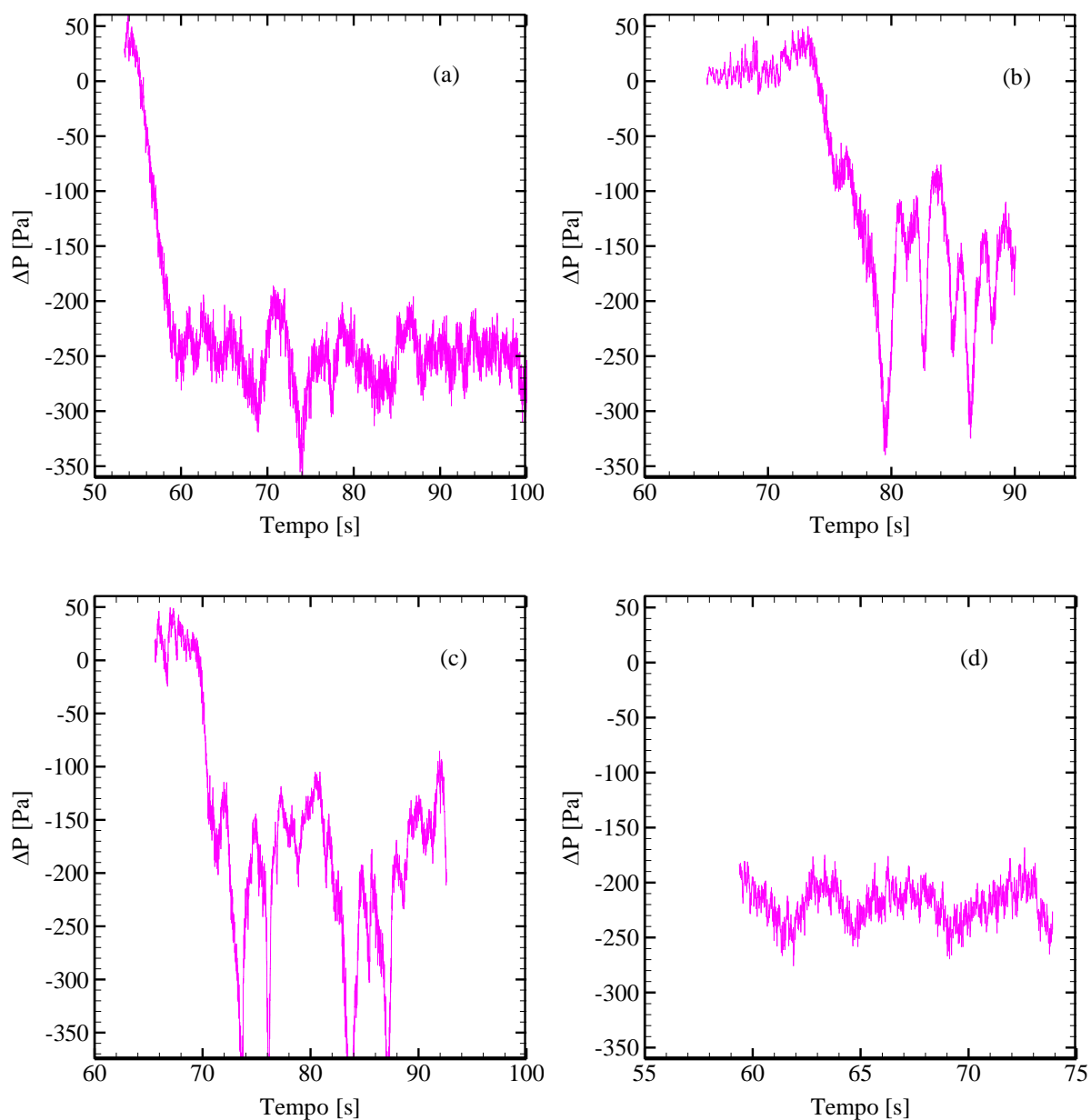
Tabela 7.5 - Coordenadas dos planos utilizados para medir a queda de pressão.

Vazão [GPM]	Z_1-Z_2 [m]-[m]
100	2,5; 2,6
125	4,0; 4,1
150	5,0; 5,1
175	5,5; 5,6

A Figura 7.5 mostra os resultados obtidos para a queda de pressão em função de cada uma das vazões de fluido de limpeza usadas. Pode-se perceber que a queda de pressão oscila ao longo do tempo. Este comportamento é influenciado pela natureza estocástica do processo, tendo em vista que, para cada instante de tempo, a distribuição espacial das partículas é diferente entre os planos nos quais a pressão está sendo medida, assim como o número de partículas pode ser diferente.

Na Figura 7.5b e na Figura 7.5c, entretanto, a queda de pressão apresenta oscilações muito pronunciadas em instantes de tempo curto (*e.g.*, a oscilação que ocorre em $t = 78$ s na Figura 7.5b). A principal hipótese para a ocorrência deste fenômeno reside no fato de que não foi possível manter a condição de contorno na saída com o comprimento de tubo utilizado. Na Figura 7.5a e na Figura 7.5d, os picos de oscilação não estão presentes, o que indica que, nestes casos, as condições de contorno foram plenamente obedecidas. Para os dois casos nos quais as medidas não ficaram tão comprometidas pela existência dos picos (*i.e.*, Figura 7.5a e Figura 7.5d), as médias dos valores de queda de pressão são de -249 Pa e -213 Pa, o que indica uma tendência de diminuição da queda de pressão conforme se aumenta a vazão de bombeio de fluido de limpeza.

Figura 7.5 - Queda de pressão em função do tempo para cada uma das vazões de fluido simuladas. (a) 100 GPM. (b) 125 GPM. (c) 150 GPM. (d) 175 GPM.

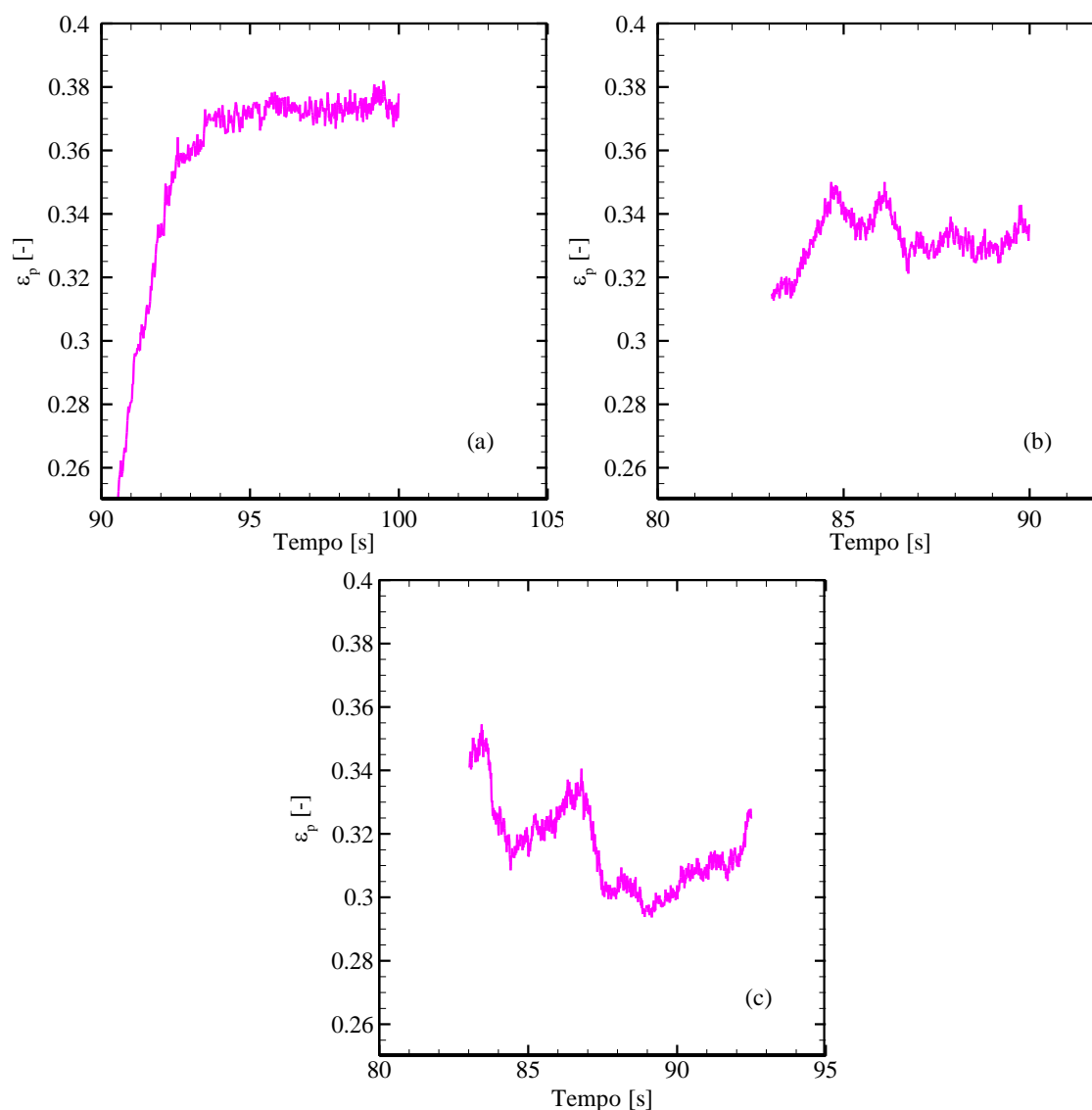


7.1.3 Fração Volumétrica de Partículas do Leito

Esta seção mostra a influência da vazão de bombeio de fluido de limpeza no parâmetro mais importante para caracterização da eficiência de poços de petróleo. A exemplo do que ocorreu para os resultados mostrados para a queda de pressão, os valores para a fração volumétrica não estão presentes nos primeiros instantes de tempo. A Figura 7.6 mostra os resultados obtidos para a fração volumétrica de sólidos quando o comprimento de desenvolvimento do leito já havia sido atingido. Conforme a vazão de fluido de limpeza aumenta, há uma clara tendência em se diminuir a fração volumétrica de partículas presente

no leito desenvolvido. Este fato está de acordo com a Figura 7.2, onde a altura do leito diminui conforme vazões maiores são utilizadas. Na Figura 7.6a, o intervalo de tempo no qual a fração volumétrica de sólidos aumenta monotonicamente corresponde aos instantes de tempo nos quais a região que monitora a fração volumétrica de partículas está acumulando corpos sólidos. A partir de $t \approx 94$ s, o número de partículas nesse espaço passa a ser estatisticamente constante, oscilando em torno de um valor médio de $\varepsilon_p = 0,376$ ao longo do tempo.

Figura 7.6 - Fração volumétrica do leito de partículas ao longo do tempo em função da vazão de fluido de limpeza. (a) 100 GPM. (b) 125 GPM. (c) 150 GPM.



7.2 Efeito do Diâmetro das Partículas

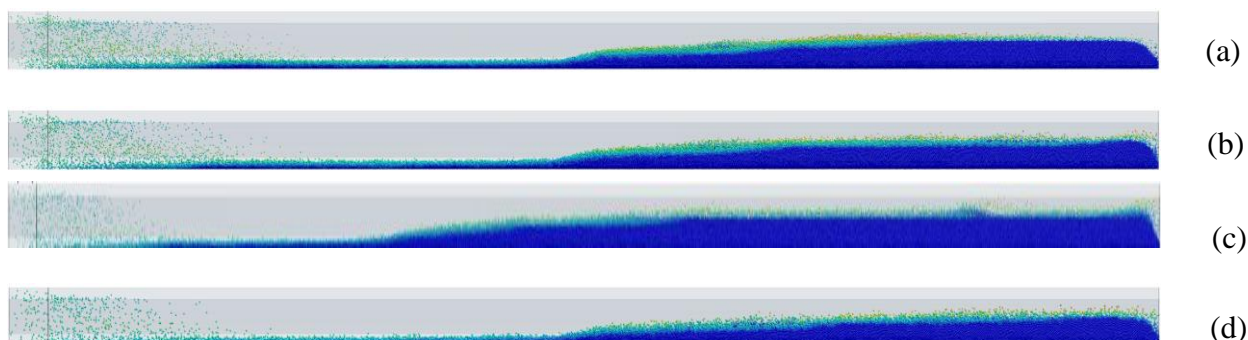
A presente Seção mostra a influência do diâmetro das partículas na queda de pressão e na fração volumétrica do leito. Para o caso de $D_p = 4,5$ mm, a simulação utilizada para

comparar os resultados é a simulação anteriormente feita para a vazão de 150 GPM, mostrada na Seção 7.1. Sendo assim, o comprimento do espaço anular para este caso é de $L = 6$ m, e não os 4,25 m usados nas outras simulações.

7.2.1 Aspecto do Leito de Partículas

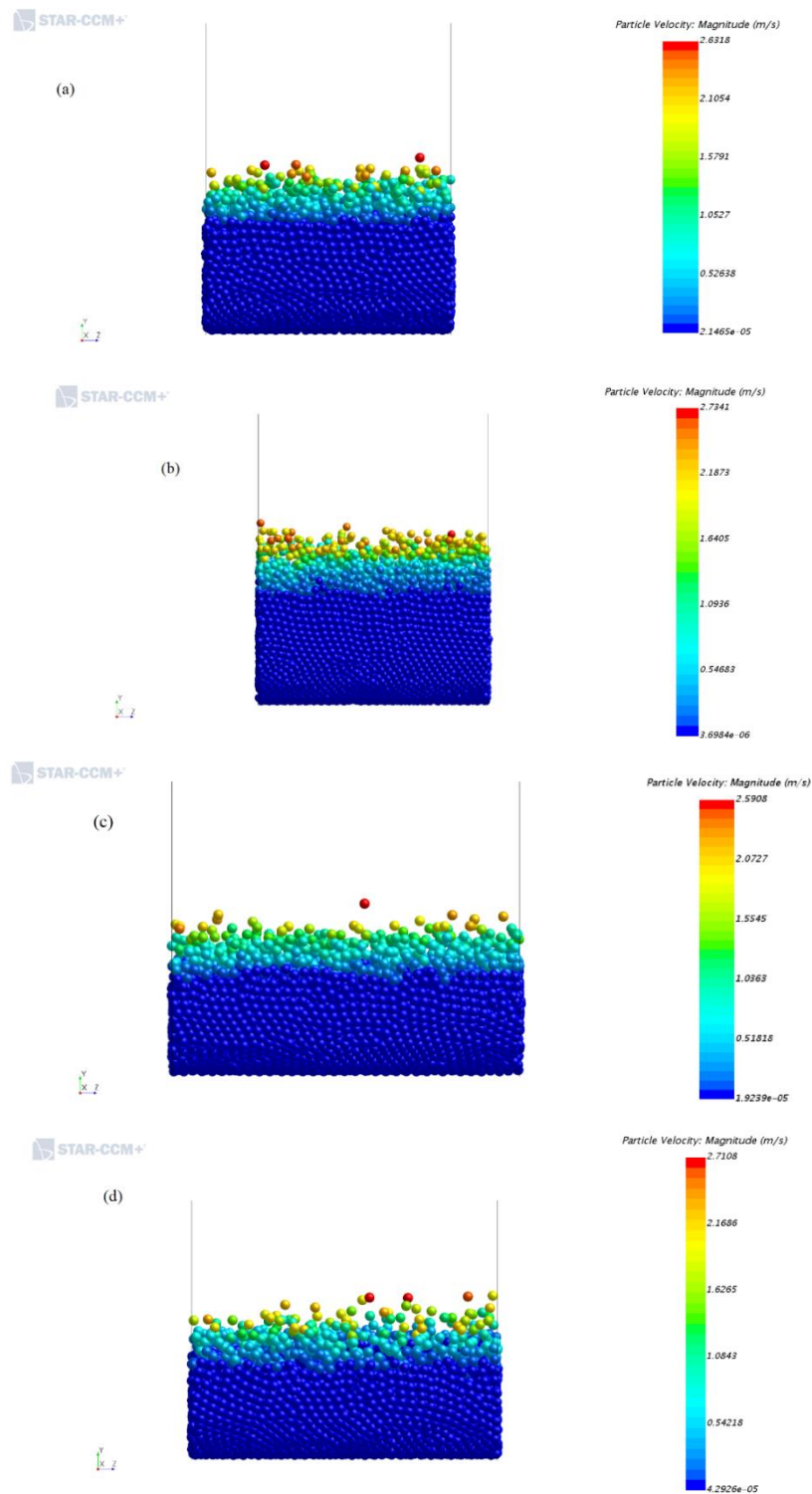
A Figura 7.7 mostra o efeito do diâmetro das partículas na formação do leito. A Figura 7.7c está fora de escala em relação às demais, mas ao se medir o comprimento de desenvolvimento do leito L_{des} , percebe-se que o valor obtido é igual ao das outras três simulações, *i.e.*, todas atingem um leito com altura fixa em $L_{des} \approx 2,9$ m. Este fato pode parecer inesperado, tendo em vista que partículas com diâmetro maior tem uma tendência de sedimentação maior. Entretanto, essa constatação está de acordo com o trabalho de Nazari, Hareland e Azar (2010), onde os autores apontam que o diâmetro das partículas é o fator que menos influencia na limpeza de poços de petróleo. Outro aspecto que chama atenção é o fato de a altura dos leitos na Figura 7.7 diferir muito pouco.

Figura 7.7 - Aspecto do leito de partículas em função do diâmetro de partícula utilizado



Analogamente ao que foi feito na Seção 7.1.1, a Figura 7.8 mostra os leitos obtidos com um *zoom* maior. Conforme mostrado na Figura 7.7, pode-se observar que a altura dos leitos é similar.

Figura 7.8 - Visão lateral do leito de partículas. (a) 3,5 mm. (b) 4,0 mm (c) 4,5 mm. (d) 5,0.



A Tabela 7.6 mostra os valores obtidos para a altura dos leitos estacionário e móvel em função do diâmetro das partículas. Esta tabela será usada para traçar uma curva de tendência

para calcular a altura do leito estacionário em função do diâmetro das partículas utilizadas na simulação.

Tabela 7.6 - Alturas dos leitos estacionário e móvel em função do diâmetro das partículas utilizadas.

Diâmetro das partículas [mm]	Altura do leito estacionário h_{est} [m]	Altura do leito móvel h_{mov} [m]
3,5	0,0486	0,0118
4,0	0,0513	0,0103
4,5	0,0447	0,0134
5,0	0,0502	0,0118

7.2.2 Queda de Pressão

Os resultados para a influência do diâmetro das partículas na queda de pressão no espaço anular são mostrados na Figura 7.9. Com exceção da Figura 7.9c, onde não há dados para a pressão nos primeiros instantes de tempo, nas demais curvas um aspecto chama atenção: há uma região onde a queda de pressão assume valores positivos. Isto se deve ao fato de que, nestes instantes, o leito de partículas havia alcançado o primeiro plano usado como referência para a medição na queda de pressão, mas ainda não havia alcançado o segundo plano utilizado como referência, conforme ilustra a Figura 7.10a. Sendo assim, há maiores perdas energéticas devido à fricção das partículas com a parede do espaço anular na região próxima ao primeiro plano, denotado por P_1 , levando à uma queda de pressão mais acentuada nesta região e ao gradiente de pressão positivo observado. Com o transcorrer do tempo, o leito de partículas cresce na horizontal e eventualmente atinge o valor da coordenada z do segundo plano de referência, conforme ilustra a Figura 7.10b. A partir deste instante, perdas devido ao atrito das partículas com a parede também são observadas nessa região, e valores negativos para a queda de pressão começam a ser observados, conforme ilustram os gráficos da Figura 7.9.

Outro fato importante é que, novamente com exceção da Figura 7.9c, as demais curvas apresentam um valor médio para a queda de pressão similar, com uma leve tendência de aumento na queda de pressão com o aumento do valor do diâmetro das partículas.

Finalmente, ressalta-se a diminuição abrupta na queda de pressão observada nos últimos instantes da Figura 7.9a. Esse fato ocorreu pois não foi possível garantir em todas as

simulações devido ao fato de a passagem das partículas gerar instabilidades localizadas na saída, o que faz com que o cálculo da pressão seja feito de maneira errônea. Isso fez com que o leito de partículas experimentasse uma “barreira” para continuar escoando normalmente, o que resultou em aumentos momentâneos na altura do leito. Pela equação da conservação da massa, a velocidade média do fluido na região onde há o crescimento momentâneo da altura do leito deve aumentar. Esse aumento de velocidade força o leito a diminuir de tamanho, voltando à altura que possuía anteriormente. A partir deste instante, o processo descrito acima ocorre ciclicamente dentro do espaço anular.

Figura 7.9 - Queda de pressão em função do tempo para cada um dos diâmetros utilizados. (a) 3,5mm. (b) 4,0 mm. (c) 4,5 mm. (d) 5,0 mm.

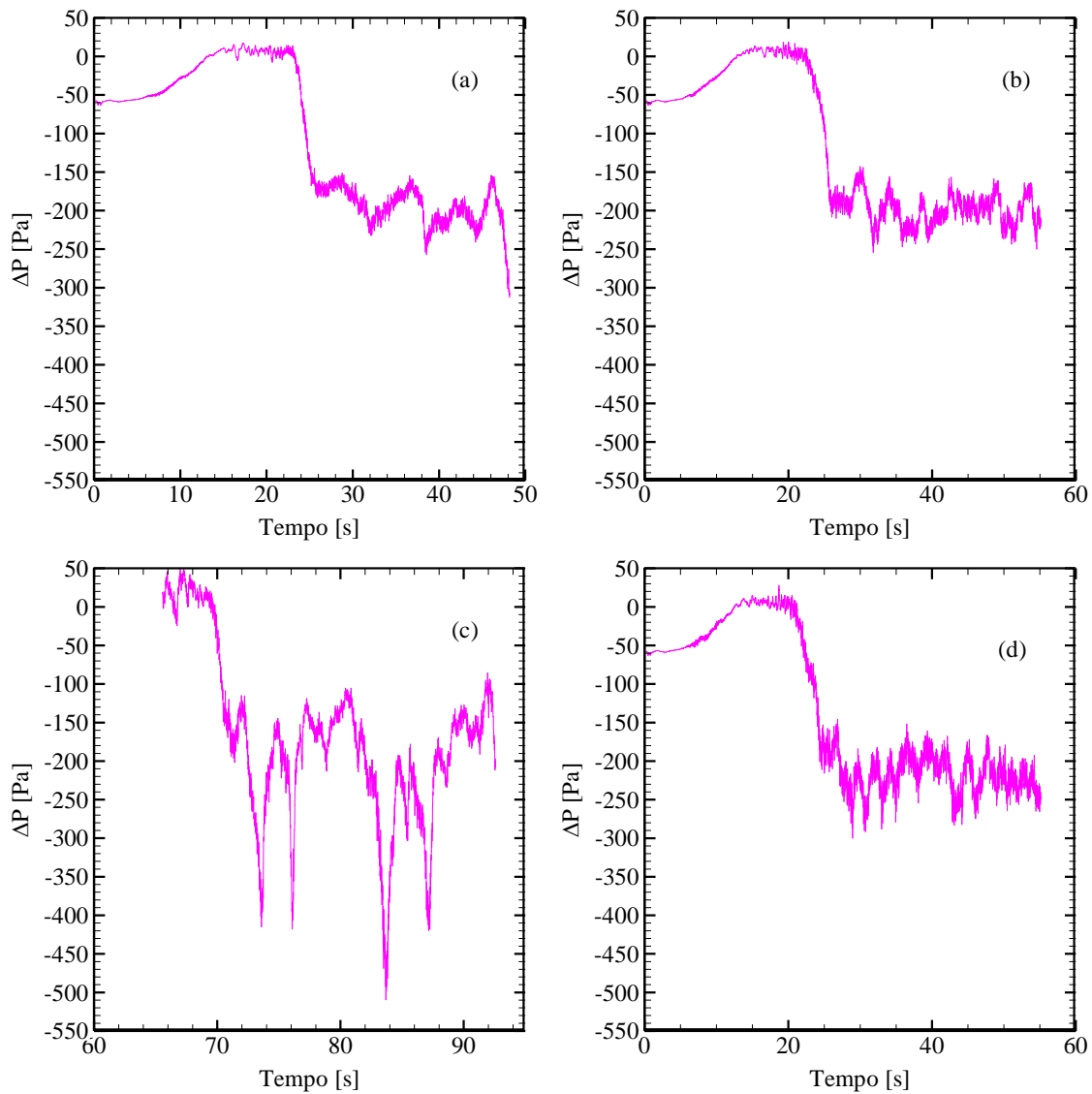
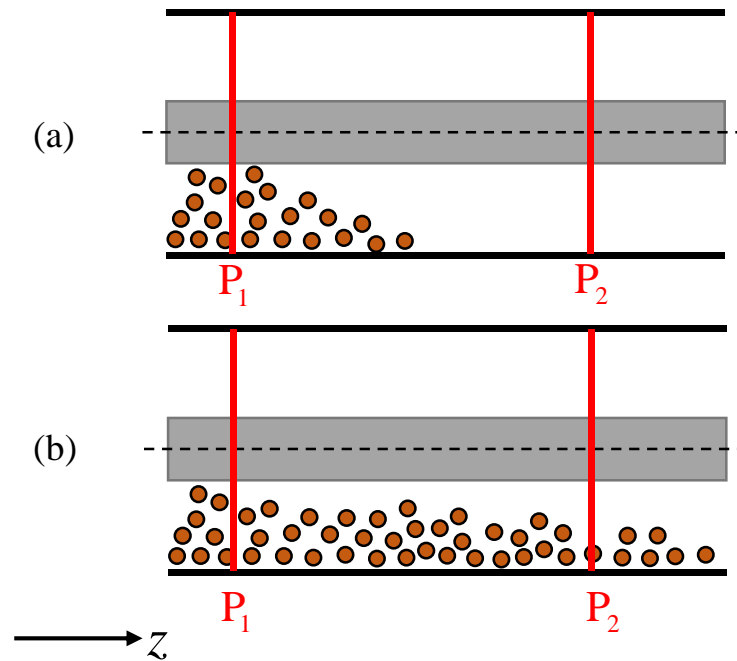


Figura 7.10 - Ilustração do aspecto do leito de partículas durante os instantes de tempo em que a queda de pressão apresenta valores positivos.

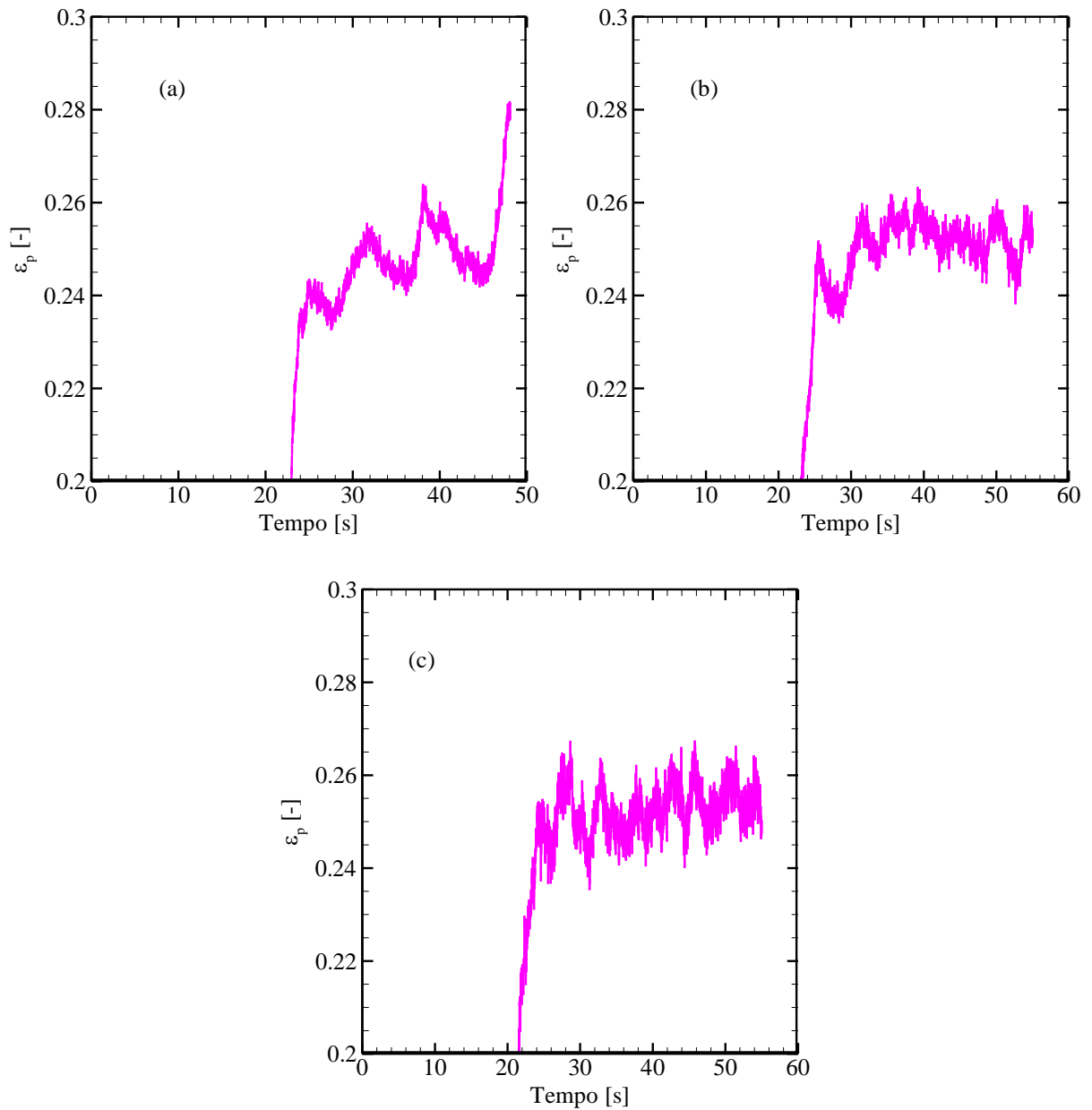


7.2.3 Fração Volumétrica de Partículas no Leito

A Figura 7.11 mostra a influência do diâmetro das partículas na caracterização da fração volumétrica da fase sólida do leito estacionário. Os gráficos mostram que a fração volumétrica da fase sólida no leito estacionário é praticamente independente do valor do diâmetro das partículas injetadas no espaço anular, possuindo média de aproximadamente $\varepsilon_p = 0,25$. Conforme citado na Seção 7.2.1, esse fato corrobora com a afirmação de que o diâmetro das partículas é o parâmetro que menos afeta a eficiência da limpeza de poços de petróleo.

Na Figura 7.11a, há um crescimento repentino no valor da fração volumétrica do leito de partículas quando a simulação se aproxima de seu fim. Esse crescimento coincide com o aumento na queda de pressão exibido na Figura 7.9a, o que reforça o fato de que, quanto maior a fração volumétrica correspondente ao leito, maior a queda de pressão presente no sistema.

Figura 7.11 - Fração volumétrica do leito de partículas ao longo do tempo em função do diâmetro das partículas utilizadas nas simulações (a) 3,5 mm. (b) 4,0 mm. (c) 5,0 mm.



7.3 Consolidação dos Resultados

Como produto final deste trabalho, equações para se prever o comprimento de desenvolvimento do leito de partículas e a altura do leito fixo em função dos parâmetros estudados são sugeridas.

Neste contexto, um parâmetro importante é coeficiente de determinação, R^2 , que denota o quão bem uma equação de regressão representa um conjunto de dados (HAND, 2012).

Quanto mais próximo de 1 for o seu valor, melhor ajustada é a curva para o conjunto de dados em questão.

7.3.1 Equação Para Previsão do Comprimento de Desenvolvimento do Leito em Função do Número de Reynolds do Escoamento

Para se propor uma correlação para cálculo do comprimento de desenvolvimento do leito em função do número de Reynolds correspondente à vazão utilizada (ver Tabela 7.1), parte-se da hipótese de que o L_{des} pode ser estimado pela equação que calcula o comprimento de desenvolvimento para escoamentos monofásicos em regime laminar, dada pela Equação (0.80) (FOX; PRITCHARD, 2010)

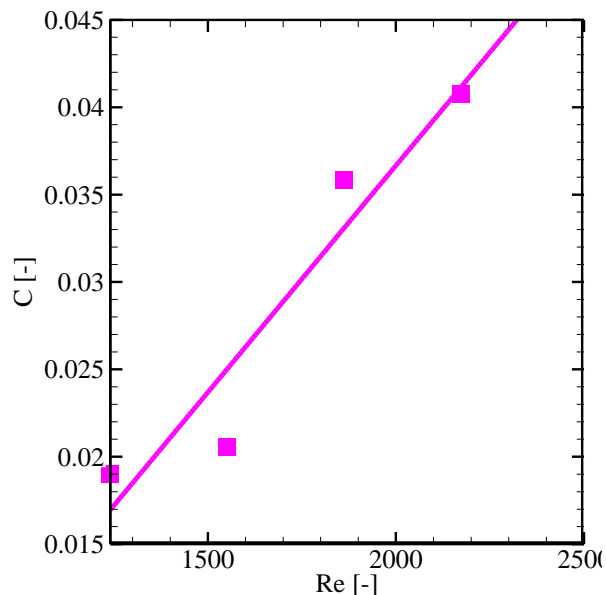
$$L_e = 0,06 Re D_h \quad (0.80)$$

onde L_e é o comprimento de desenvolvimento para escoamento monofásico, Re é o número de Reynolds do escoamento e D_h o diâmetro hidráulico. Modifica-se a Equação (0.80) de forma que ela obtenha o formato dado pela Equação (0.81).

$$L_{des} = C Re D_h \quad (0.81)$$

onde C é uma constante a ser determinada a partir dos valores de L_{des} dados na Tabela 7.3. isolando-se C na Equação (0.81), calcula-se seus valores em função do número de Reynolds do escoamento e obtém-se os valores mostrados no gráfico da Figura 7.12.

Figura 7.12 - Valores da constante C em função do valor do número de Reynolds do escoamento e a linha de tendência correspondente a esses pontos.



Ao se utilizar um *software* comercial para calcular uma linha de tendência do tipo $C = C(Re)$, chega-se na Equação (0.82).

$$C = 3 \times 10^{-5} Re - 0,0152 \quad (0.82)$$

cujo R^2 é igual a 0,09102, indicando boa validade para a curva. É importante notar que a Equação (0.82) é válida apenas para uma faixa do número de Reynolds. Para se obter este valor, substitui-se o menor valor de C na Figura 7.12 (*i.e.*, $C_{\min} = 0,015$) na Equação (0.82) e calcula-se o número de Reynolds correspondente, chegando em $Re = 1006$. Como a partir de $Re = 2300$ o escoamento começa a transição para o regime turbulento e outro fenômeno físico passa a controlar o movimento das partículas, pode-se afirmar que a Equação (0.82) pode ser aplicada na faixa $1006 \leq Re \leq 2300$.

Quando o valor médio das constantes C obtidas é calculado, chega-se no valor $C = 0,02903$, indicando que o leito desenvolve-se antes do comprimento de desenvolvimento de um escoamento monofásico, uma vez que $0,02905 < 0,06$.

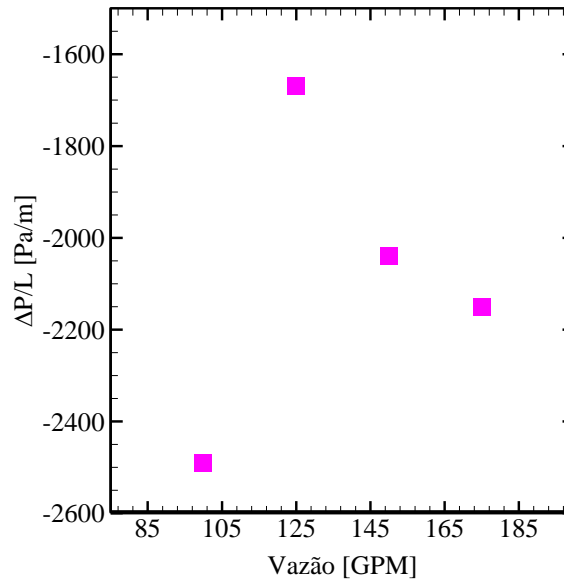
7.3.2 Gradiente de Pressão em Função da Vazão de Fluido de Limpeza

A Figura 7.13 mostra os valores para o gradiente de pressão obtidos para cada vazão de bombeio de fluido de limpeza utilizada. À exemplo do que foi feito na seção anterior, calcula-se uma expressão para a linha de tendência que ajusta os dados da curva, e chega-se na Equação (0.83)

$$\Delta P = 0,2604 Q_f - 244,65 \quad (0.83)$$

Cujo valor de R^2 é igual a 0,0623, o que ilustra que a vazão de bombeio não é um bom parâmetro para se estimar a queda de pressão existente no espaço anular.

Figura 7.13 - Queda de pressão em função da vazão utilizada e linha de tendência para os dados.



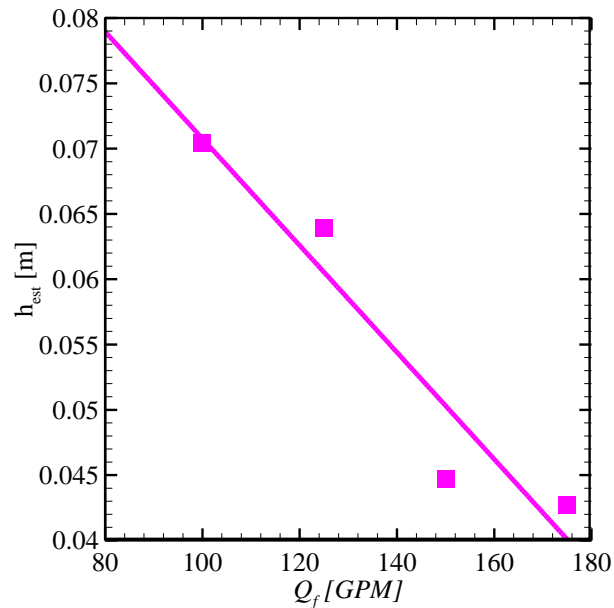
7.3.3 Equação Para Previsão da Altura do Leito Estacionário em Função da Vazão de Fluido de Limpeza

Esta Seção apresenta uma correlação para estimar a altura do leito fixo em função da vazão de fluido de limpeza. Usando-se os dados da Tabela 7.4, pode-se traçar a Figura 7.14, que corresponde aos valores para a altura do leito estacionário em função da vazão de fluido de limpeza Q_f . A linha que aparece no gráfico é a linha de tendência calculada para os pontos da curva. Sua expressão é dada pela Equação (0.84)

$$h_{est} = -4 \times 10^{-4} Q_f + 0,1117 \quad (0.84)$$

O R^2 calculado para a linha de tendência acima é igual 0,9132, mostrando que a Equação (0.84) é uma boa estimativa para o cálculo da altura do leito estacionário.

Figura 7.14 - Valores da altura do leito estacionário em função da vazão utilizada e a linha de tendência referente a esses pontos.



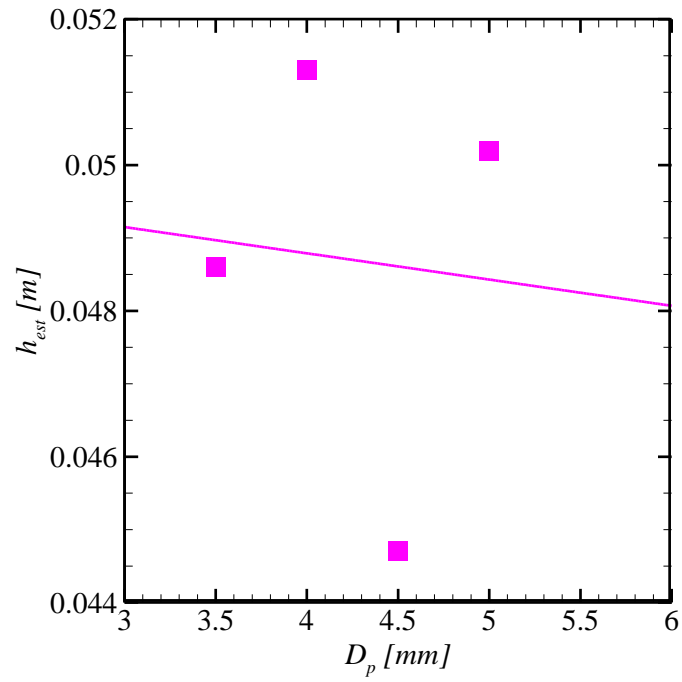
7.3.4 Equação Para Previsão da Altura do Leito Estacionário em Função do Diâmetro das Partículas utilizadas na simulação

A exemplo do que foi feito anteriormente um gráfico com os valores da altura do leito estacionário é construído, e uma curva de tendência para cálculo dos pontos é calculada. A Figura 7.15 mostra os resultados obtidos. A linha de tendência obtida é dada pela Equação (0.85)

$$h_{est} = -4 \times 10^{-4} D_p + 0,0502 \quad (0.85)$$

Cujo valor de R^2 é 0,0065, o que mostra que a correlação é bastante pobre, e que o diâmetro das partículas não é um bom parâmetro para estimar a altura do leito estacionário.

Figura 7.15 - Valores da altura do leito estacionário em função do diâmetro das partículas tilizadas e a linha de tendência referente a esses pontos.



8 CONSIDERAÇÕES FINAIS

8.1 Conclusões

Neste trabalho foi apresentado o estudo numérico sobre a limpeza de espaços anulares horizontais, com o objetivo de entender a importância relativa de parâmetros de entrada na eficiência da limpeza de poços de petróleo.

Para que o objetivo acima pudesse ser alcançado, utilizou-se durante as simulações a abordagem Euler-Lagrange para as fases líquida e sólida, respectivamente. Sendo assim, o fluido foi monitorado utilizando-se valores médios; a fase sólida, por sua vez, foi monitorada individualmente, de forma que cada partícula presente no domínio computacional foi tratada separadamente. O *software* utilizado nas simulações foi a versão 13.04.11 do *STAR-CCM+*[®].

Para a caracterização da abordagem Euler-Lagrange, o método numérico DDPM-DEM foi utilizado. Assim, equações da continuidade para a fase fluida, bem como as equações da conservação da quantidade de movimento para as duas fases puderam ser resolvidas e acopladas através de termo fonte. O DEM foi responsável por conferir a abordagem lagrangiana às partículas, uma vez que consistiu na ferramenta numérica usada para calcular forças de repulsão e perdas energéticas oriundas de colisões.

Para que a capacidade do *STAR-CCM+*[®] em representar adequadamente resultados experimentais pudesse ser avaliada, casos de validação foram conduzidos com o objetivo de reproduzir resultados experimentais presentes na literatura. A concordância dos resultados obtidos com valores oriundos de experimentos mostrou-se satisfatória.

Aumentos na vazão de fluido de limpeza se mostraram bastante eficazes para realizar de melhor maneira a limpeza de poços de petróleo. Observou-se a tendência de diminuição da queda de pressão para poços em que a vazão era maior. A diminuição do valor da queda de pressão, entretanto, não foi tão pronunciada.

Quando o parâmetro estudado foi a fração volumétrica de partículas, mais uma vez o aumento na vazão se mostrou eficaz, com a diminuição no valor da fração volumétrica do leito observada para maiores vazões.

Os resultados obtidos quando o parâmetro variado foi o diâmetro das partículas mostram que a queda de pressão aumenta em menos de 5% quando o diâmetro das partículas aumenta de 3,5 para 5 mm. Este fato corrobora afirmações presentes na literatura de que o

diâmetro das partículas é um parâmetro de menor influência no processo de limpeza de poços de petróleo.

Finalmente, quando a fração volumétrica do leito foi avaliada para diferentes valores de diâmetro das partículas, observou-se que o valor médio para a fração volumétrica da fase sólida é praticamente constante quando o leito atinge altura fixa. Essa observação está em sintonia com o fato de a queda de pressão pouco variar dentro do espaço anular quando as partículas variam de tamanho.

8.2 Sugestões Para Trabalhos Futuros

A principal sugestão é modelar o fluido de limpeza de acordo com sua natureza real, *i.e.*, utilizar modelos de fluidos não newtonianos para descrever o comportamento da fase fluida. Tem-se conhecimento de que esta característica afete sobremaneira o transporte de cascalhos. Dentro das classes de fluidos não newtonianos, seria importante realizar estudo sobre valores de índice de comportamento e consistência, e também sobre qual dos modelos disponíveis para fluidos não newtonianos é o mais adequado.

Outro passo importante para obter resultados mais fidedignos é realizar estudos de malha e outros parâmetros numéricos que possam evitar/mitigar a existência de escoamento reverso na saída do espaço anular, tendo em vista que essa característica não existe em situações físicas reais. O aumento do comprimento do espaço anular é outra possibilidade, porém muito dispensiosa do ponto de vista computacional.

Do ponto de vista do Método dos Elementos Discretos, seria importante estudar qual a influência do modelo de colisão utilizado para representar o choque entre as entidades sólidas presentes no sistema. Parâmetros necessários para alimentar os modelos de colisão também podem receber atenção.

Finalmente, realizar estudo com partículas de formato não-esférico ou com partículas de diferentes diâmetros sendo injetadas na mesma simulação pode ser feito. Essas características confeririam ainda mais realismo aos resultados obtidos com as simulações numéricas.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AGWU, O. E.; OKON, A. N.; UDOH, F. D. A Comparative Study of Diesel Oil and Soybean Oil as Oil-Based Drilling Mud. **Journal of Petroleum Engineering**, v. 2015, p. 1–10, 2015.

Al, J. et al. Assessment of rolling resistance models in discrete element simulations. **Powder Technology**, v. 206, n. 3, p. 269–282, 2011.

AKHSHIK, S.; BEHZAD, M.; RAJABI, M. CFD-DEM approach to investigate the effect of drill pipe rotation on cuttings transport behavior. **Journal of Petroleum Science and Engineering**, v. 127, p. 229–244, 2015.

ALFSEN, T. E.; BLIKRA, H.; TJOTTA, H. (STATOIL A. Pushing the Limits for Extended Reach Drilling: New World Record From Platform Staffjord C, Well C2. **SPE Drilling & Completion**, n. June, p. 71–76, 1995.

ARMENIO, V.; FIOROTTO, V. The importance of the forces acting on particles in turbulent flows. **Physics of Fluids**, v. 13, n. 8, p. 2437–2440, 2001.

ASME, S. S. C. **Drilling fluids processing handbook**. [s.l: s.n.].

BARBOSA, M. V. Análise paramétrica de escoamento particulado aplicado ao preenchimento de fraturas. 2015.

BILGESU, H. I. et al. Computational Fluid Dynamics (CFD) as a Tool to Study Cutting Transport in Wellbores. **SPE Eastern Regional Meeting**, 2002.

BILGESU, H. I.; MISHRA, N.; AMERI, S. Understanding the Effect of Drilling Parameters on Hole Cleaning in Horizontal and Deviated Wellbores Using Computational Fluid Dynamics. **Eastern Regional Meeting**, p. 2–8, 2007.

CHENG, N. S. Comparison of formulas for drag coefficient and settling velocity of spherical particles. **Powder Technology**, 2009.

CHO, H. et al. A Three-Segment Hydraulic Model for Cuttings Transport in Horizontal and Deviated. 2000.

COETZEE, C. J. Calibration of the discrete element method and the effect of particle shape. **Powder Technology**, v. 297, p. 50–70, 2016.

CROWE, C. T. et al. **Multiphase flow with droplets and particles**. Second edi ed. Boca Raton, FL: CRC Press - Taylor & Francis Group, 2012.

CUNDALL, P. A.; STRACK, O. D. L. A discrete numerical model for granular assemblies. **Géotechnique**, v. 29, n. 1, p. 47–65, 1979a.

CUNDALL, P. A.; STRACK, O. D. L. A discrete numerical model for granular assemblies. **Géotechnique**, v. 29, n. 1, p. 47–65, 1979b.

DARLEY, H. C. H.; GRAY, G. R. **Composition and Properties of Drilling and Completion Fluids**. 5th. ed. [s.l.] Gulf Professional Publishing, 1988.

DI RENZO, A.; DI MAIO, F. P. Comparison of contact-force models for the simulation of collisions in DEM-based granular flow codes. **Chemical Engineering Science**, v. 59, n. 3, p. 525–541, fev. 2004.

DORON, P.; BARNEA, D. Flow pattern maps for solid-liquid flow in pipes. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 22, n. 2, p. 273–283, 1996.

EPELLE, E. I.; GEROGIORGIS, D. I. A Multiparametric CFD Analysis of Multiphase Annular Flows for Oil and Gas Drilling Applications. **Computers and Chemical Engineering**, p. 29, 2017.

ESCUDIER, M. et al. Fully developed laminar flow of non-Newtonian liquids through annuli: comparison of numerical calculations with experiments. **Experiments in Fluids**, v. 33, n. 1, p. 101–111, 2002.

FOX, R. W.; PRITCHARD, P. J. **Introdução à Mecânica dos Fluidos**. Rio de Janeiro: [s.n.].

FULLENBAUM, R. . et al. Trends in US Oil and Natural Gas Upstream Costs. n. March, p. 136, 2016.

GARCIA-HERNANDEZ, A. et al. Determination of Cuttings Lag in Horizontal and Deviated Wells. **JPT, Journal of Petroleum Technology**, v. 60, p. 56–58, 2008.

GONDRET, P.; LANCE, M.; PETIT, L. Bouncing motion of spherical particles in fluids. **Physics of Fluids**, v. 14, n. 2, p. 643–652, fev. 2002.

HALL, H. N.; THOMPSON, H.; NUSS, F. Ability of Drilling Mud To Lift Bit Cuttings. **Journal of Petroleum Technology**, v. 2, n. 2, p. 35–46, 1950.

HAND, D. J. **Elementary Statistics**. [s.l: s.n.].

IWASHITA, K.; ODA, M. Rolling Resistance at Contacts in Simulation of Shear Band Development by DEM. **Journal of Engineering Mechanics**, v. 124, n. 3, p. 285–292, 1998.

JIANG, M. J.; YU, H. S.; HARRIS, D. A novel discrete model for granular material incorporating rolling resistance. **Computers and Geotechnics**, v. 32, n. 5, p. 340–357, 2005.

KELESSIDIS, V. C.; DALAMARINIS, P.; MAGLIONE, R. Experimental study and predictions of pressure losses of fluids modeled as Herschel-Bulkley in concentric and eccentric annuli in laminar, transitional and turbulent flows. **Journal of**

Petroleum Science and Engineering, 2011.

KHARAZ, A. H.; GORHAM, D. A.; SALMAN, A. D. An experimental study of the elastic rebound of spheres. **Powder Technology**, v. 120, n. 3, p. 281–291, 2001.

KLOSS, C. et al. Comprehensive DEM-DPM-CFD Simulations-Model Synthesis, Experimental Validation and Scalability. **Seventh International Conference on CFD in the Minerals and Process Industries**, n. December, p. 1–7, 2009.

KRUGGEL-EMDEN, H. et al. Review and extension of normal force models for the Discrete Element Method. **Powder Technology**, v. 171, n. 3, p. 157–173, 2007.

KUNDU, P. K.; COHEN, I. M. **Fluid Mechanics**. [s.l: s.n.]. v. 80

LARSEN, T. I.; PILEHVARI, A. A.; AZAR, J. J. Development of a New Cuttings-Transport Model for High-Angle Wellbores Including Horizontal Wells. **SPE Drilling & Completion**, v. 12, n. June, p. 129–135, 1997.

LAWRENCE, C. J.; MEI, R. Long-time behavior of the drag on a body in impulsive motion. **J. Fluid Mech.**, v. 283, p. 307–327, 1995.

LOTH, E. Particles, Drops and Bubbles: Fluid Dynamics and Numerical Methods. p. 1–345, 2010.

LUKERCHENKO, N. et al. Drag force, drag torque, and magnus force coefficients of rotating spherical particle moving in fluid. **Particulate Science and Technology**, v. 30, n. 1, p. 55–67, 2012.

LUKERCHENKO, N.; DOLANSKY, J.; VLASAK, P. Basset force in numerical models of saltation. **Journal of Hydrology and Hydromechanics**, v. 60, n. 4, p. 277–287, 2012.

MALISKA, C. R. **Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional**.

Segunda Ed ed. Florianópolis: Editora LTC, 2004.

MARTINS, A. L. **Modelagem e simulação do escoamento axial anular de mistura sólido-fluido não-newtoniano em dutos horizontais e inclinados**, 1990.

MICHAELIDES, E. E.; ROIG, A. A Reinterpretation of the Odar and Hamilton Data on the Unsteady Equation of Motion of Particles. **VTT Publications**, v. 57, n. 504, p. 3–194, 2003.

MORDANT, N.; PINTON, J. F. Velocity Measurement of a Settling Sphere. **European Physics Journal**, p. 343–352, 2000.

NAZARI, T.; HARELAND, G.; AZAR, J. J. Review of Cuttings Transport in Directional Well Drilling: Systematic Approach. **SPE Western Regional Meeting**, 2010.

NIÑO, Y.; GARCÍA, M. Gravel Saltation: 2. Modeling. **Water Resources Research**, v. 30, n. 6, p. 1915–1924, 1994.

OFEI, T. N.; IRAWAN, S.; PAO, W. CFD Method for Predicting Annular Pressure Losses and Cuttings Concentration in Eccentric Horizontal Wells. **Journal of Petroleum Engineering**, v. 2014, p. 1–16, 2014.

PEKER, S. M.; HELVACI, S. S. **Solid-Liquid Two Phase Flow**. [s.l: s.n.].

PICHUGIN, A. V. Approximation of the Rayleigh wave speed. **Preprint submitted to Elsevier Science**, v. 2, n. January, p. 1–5, 2008.

PILEHVARI, A. A.; AZAR, J. J.; SHIRAZI, S. A. State-of-the-Art Cuttings Transport in Horizontal Wellbores. **SPE Drilling & Completion**, v. 14, n. 03, p. 196–200, 1999.

PIRKER, S. et al. Simulating coarse particle conveying by a set of Eulerian,

Lagrangian and hybrid particle models. **Powder Technology**, v. 204, n. 2–3, p. 203–213, 2010.

POPOFF, B.; BRAUN, M. Boris Popoff, Dr.-Ing. Markus Braun. p. 1–11, 2007.

PRANDTL, L. **Motion of Fluids With Very Little Viscosity**, 1904.

RUBINOW, B. S. I.; KELLER, J. B. The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous fluid. n. 1955, 1961.

SAWATZKI, O. Das Strömungsfeld um eine rotierende Kugel. **Acta Mechanica**, v. 9, n. 3–4, p. 159–214, 1970.

SIFFERMAN, T. R. et al. Drill Cutting Transport in Full Scale Vertical Annuli. **Journal of Petroleum Technology**, v. 26, n. 11, p. 1295–1302, 1974.

SIFFERMAN, T. R. The Carrying Capacity of Drilling Fluids. **Energy Sources**, v. 7, n. 1, p. 43–50, 1983.

SIFFERMAN, T. R.; BECKER, T. E. Hole Cleaning in Full-Scale Inclined Wellbores. **SPE Drilling Engineering**, v. 7, n. 02, p. 115–120, 1992.

STARCCM+. **STAR-CCM + ® Documentation**, 2015.

STEVENS, A. B.; HRENYA, C. M. Comparison of soft-sphere models to measurements of collision properties during normal impacts. **Powder Technology**, v. 154, n. 2–3, p. 99–109, 2005.

STOKES, G. G. On the Effect of the Internal Friction of Fluids on the Motion of Pendulums. **Mathematical and Physical Papers**, p. 1–10, 1905.

STONE, H. A. Philip Saffman and viscous flow theory. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 409, p. 165–183, 2000.

THOMAS, J. E. **Fundamentos de Engenharia de Petróleo**. Rio de Janeiro: Editora Interciência, 2001.

TIMOSHENKO, S. P. **Theory of Elasticity**. [s.l.] McGraw-Hill Book Company, 1951.

TRAORÉ, P.; LAURENTIE, J. C.; DASCALESCU, L. An efficient 4 way coupling CFD-DEM model for dense gas-solid particulate flows simulations. **Computers and Fluids**, v. 113, p. 65–76, 2015.

TSUJI, Y.; KAWAGUCHI, T.; TANAKA, T. Discrete particle simulation of two-dimensional fluidized bed. **Powder Technology**, v. 77, n. 77, p. 79–87, 1993.

VALENÇA, M. **Análise Numérica**. [s.l: s.n.].

VREMAN, B. et al. Two- and four-way coupled euler-lagrangian large-eddy simulation of turbulent particle-laden channel flow. **Flow, Turbulence and Combustion**, v. 82, n. 1, p. 47–71, 2009.

YEN, B. C. Sediment Fall Velocity in Oscillating Flow. **Water Resources Environmental Engineering**, p. 11, 1992.

ZEIDLER, U. H. An Experimental Analysis of the Transport of Drilled Particles. **Society of Petroleum Engineers Journal**, v. 12, n. 01, p. 39–48, 1972.