UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ

JOVIANO JANJAR CASARIN

# INVESTIGAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO LÍQUIDO-SÓLIDO DE FLUIDO VISCOPLÁSTICO EM SEÇÃO ANULAR ROTATIVA

TESE

CURITIBA 2021

### JOVIANO JANJAR CASARIN

## INVESTIGAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO LÍQUIDO-SÓLIDO DE FLUIDO VISCOPLÁSTICO EM SEÇÃO ANULAR ROTATIVA

## Numerical Investigation of the Solid-liquid Flow of Viscoplastic Fluid in Rotating Annular Section

Tese apresentada como requisito para obtenção do título de Doutor em Engenharia do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais da Universidade Tecnológica Federal do Paraná (UTFPR). Orientador: Prof. Dr. Admilson Teixeira Franco. Coorientador: Prof. Dr. Eduardo Matos Germer.

## **CURITIBA**

## 2021



Esta licença permite download e compartilhamento do trabalho desde que sejam atribuídos créditos ao(s) autor(es), sem a possibilidade de alterá-lo ou utilizá-lo para fins comerciais.

Conteúdos elaborados por terceiros, citados e referenciados nesta obra não são cobertos pela licença.





JOVIANO JANJAR CASARIN

#### INVESTIGAÇÃO NUMÉRICA DO ESCOAMENTO LÍQUIDO-SÓLIDO DE FLUIDO VISCOPLÁSTICO EM SEÇÃO ANULAR ROTATIVA

Trabalho de pesquisa de doutorado apresentado como requisito para obtenção do título de Doutor Em Engenharia da Universidade Tecnológica Federal do Paraná (UTFPR). Área de concentração: Engenharia Térmica.

Data de aprovação: 12 de Fevereiro de 2021

Prof Admilson Teixeira Franco, Doutorado - Universidade Tecnológica Federal do Paraná Prof Cezar Otaviano Ribeiro Negrao, Doutorado - Universidade Tecnológica Federal do Paraná Prof Marcelo Risso Errera, Doutorado - Universidade Federal do Paraná (Ufpr) Prof Silvio Luiz De Mello Junqueira, Doutorado - Universidade Tecnológica Federal do Paraná Prof.a Viviana Cocco Mariani, Doutorado - Pontifícia Universidade Católica do Paraná (Pucpr)

Documento gerado pelo Sistema Acadêmico da UTFPR a partir dos dados da Ata de Defesa em 18/05/2021.

Este trabalho é dedicado à minha esposa Graziele e ao nosso querido filho Mathias.

## AGRADECIMENTOS

A realização de qualquer tipo de atividade requer conhecimento, não necessariamente técnico ou científico, mas o conhecimento de si mesmo e de que maneira interferimos no ambiente em que estamos. Nesse sentido, acredito que as relações interpessoais em conjunto com atitudes éticas configuram elementos essenciais para se alcançar os objetivos almejados.

A elaboração desta tese de doutorado só foi possível devido à atenção constante do meu orientador professor Admilson Franco, sempre solícito nos momentos necessários. Não posso deixar de citar meu coorientador, professor Eduardo Germer, que sempre me incentivou e contribuiu para a evolução do trabalho. Muitas amizades nasceram no CERNN, no futebol, nas simulações, nas discussões, nas aulas, nas dúvidas. Destaco meu auxiliar de churrasco Vinícius Daroz, que sempre me obrigou a pensar além do necessário nas questões relativas ao escoamento líquido-sólido.

Agradecimento especial também aos amigos Roderick Pivovarski e Alan Lugarini. Pessoas de uma conduta profissional ímpar e que contribuíram de forma significativa para elaboração desta tese. Cada discussão com esses dois era uma verdadeira aula de simulação numérica. As contribuições da equipe de escoamento bifásico foram igualmente valorosas. Fernando De Lai, Vinícius Poletto, Marcos Barbosa e professor Silvio Junqueira são alguns nomes que sempre recorri em momentos de grande dificuldade. Agradeço em especial aos membros da banca pelas considerações e sugestões de melhoria do trabalho.

A escolha da UTFPR Curitiba e do CERNN para realização do doutorado foi uma das estratégias mais corretas na minha vida profissional. O excelente nível de conhecimento de todos os profissionais das diferentes áreas de ensino e pesquisa é refletido na elevada qualidade dos trabalhos desenvolvidos e publicados na comunidade científica mundial. Agradeço imensamente a todos os professores do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais pelo aprendizado adquirido.

Por fim, agradeço à minha esposa Graziele Nunes pelo apoio e companheirismo nos momentos mais difíceis. Amor, tua força foi fundamental para minha motivação.

## **RESUMO**

O transporte de partículas sólidas em sistemas tubulares por meio do escoamento de fluidos de natureza líquida de comportamento não newtoniano ocorre em diversas aplicações. Certas características reológicas do fluido podem ser modificadas a fim de alcancar propriedades específicas, como o aumento da capacidade de carreamento da fase sólida. Velocidades críticas são utilizadas na elaboração de diagramas que fornecem os limites de transição dos diferentes regimes de escoamento líquido-sólido. A maioria das correlações propostas e modelos mecanicistas são desenvolvidos de forma empírica, e aplicados a dutos de seção transversal circular. Velocidades que ditam os limites de transição para escoamentos líquidosólidos e o comportamento da concentração de partículas em seção anular rotativa com fluidos viscoplásticos ainda são escassas e de difícil caracterização matemática. A análise numérica realizada no presente trabalho avalia a capacidade de transporte de partículas sólidas transportadas através de tubo inclinado de seção anular excêntrica rotativa. Análises dos efeitos da rotação do tubo, vazão da fase líquida, bem como da tensão limite de escoamento do fluido são desenvolvidas no intuito de identificar a influência sobre a concentração das partículas no interior da tubulação. O fluido de transporte é descrito pelo comportamento viscoplástico, cuja função viscosidade é avaliada de acordo com a equação de ajuste de Herschel-Bulkley. A discretização do domínio e a resolução das equações de balanço de massa e quantidade de movimento foram realizadas por meio do método dos volumes finitos, com acoplamento ao método de elementos discretos - CFD-DEM. Devido à necessidade de utilização de malha com elementos de volume menores que o volume da partícula, o esquema de malha virtual foi utilizado para aumentar a estabilidade das simulações e produzir resultados numéricos com maior exatidão. Interações partícula-partícula, partícula-fluido e partícula-fronteiras sólidas são consideradas e matematicamente descritas. Com base no processo de calibração do método de elementos discretos, o passo de tempo utilizado na modelagem das interações da fase sólida foi de 10<sup>-4</sup> s. A partir da análise da sedimentação de partícula em fluido viscoplástico, identificou-se que o fator de relaxação da fase sólida deve ficar entre  $1,0\times10^{-2}$  e  $5,0\times10^{-3}$ , a fim de garantir estabilidade na simulação. A configuração do conjunto de simulações considerou a variação no número de Reynolds generalizado entre 13 e 383, no número de Hedström entre 157 e 1966, e número de Taylor entre 0 e 22. Os resultados numéricos indicam que a concentração de partículas diminui à medida que o número de Reynolds aumenta. O aumento da capacidade de carreamento das partículas também foi observado para maiores valores do número de Hedström. Em relação à rotação da parede interna do anular, os resultados mostram que a influência de maiores números de Taylor é mais significativa sobre a redução na concentração da fase sólida ao se empregar fluidos com maior tensão limite de escoamento, ou seja, com maior número de Hedström.

**Palavras-chave**: Fluido viscoplástico. Escoamento líquido-sólido. Transporte de partículas. Seção anular. CFD-DEM.

## ABSTRACT

The solid particles transport inside piping systems by the Non-Newtonian fluid flow occurs in several applications. Specific rheological properties of the fluid can be modified to improve the particle carrying capacity. Critical velocities are employed in the flow map development, where the transition among the solid-liquid flow regime is given. Most of the proposed correlations and mechanistic models are developed empirically and based on circular piping section. The transition velocity of the solid-liquid flow regimes and the particle concentration behavior in a rotating eccentric annular section are still scarce. In this sense, the numerical analysis performed in this work evaluates the particle carrying capacity considering eccentric, inclined, and rotational annular section pipe. The analyses involve the inner wall rotation of the annular, the liquid phase flow rate, and the fluid yield stress influence on the particle carrying capacity. The fluid viscosity function is modeled considering the Herschel-Bulkley equation. The domain discretization and the solution of the balance equations were conducted using the finite volume method (CFD) and the solid phase behavior employing the discrete element method (DEM). The coupling between the solid and liquid phases was used to model the global characterization of the solid-liquid flow. Due to the mesh requirement with small volume elements, the two-grid numerical scheme was employed to increase the simulation stability and produce accurate numerical results. The particle-particle, particle-fluid, and particle-solid boundaries are considered and mathematically described in the analysis. From the calibration process of the discrete element method, the time step employed for the modeling of solid-phase interactions was 10<sup>-4</sup> s. The under-relaxation parameter of the volume fraction of solid-phase was specified based on the particle sedimentation simulation, and the values must be in the range of  $1,0\times10^{-2}$  and  $5,0\times10^{-3}$  to ensure numerical stability. The simulation process considered the set of variations for the Reynolds number from 13 to 383, the Hedström number between 157 and 1966, and the Taylor number between 0 and 22. The numerical results indicate lower particle concentration for higher Reynolds numbers. The increasing of the particle carrying capacity was also observed for higher Hedström numbers. High values of the Taylor number reveal a more significant influence on the solid concentration when higher Hedström numbers are employed.

Keywords: Viscoplastic fluid. Solid-liquid flow. Particle transport. Annulus. CFD-DEM.

# LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Processo de geração de cascalhos em operações de perfuração de poços
Figura 2 – Esquema de perfuração direcional
Figura 3 – Seção anular excêntrica10
Figura 4 – Mapa de regimes de escoamento líquido-sólido 12
Figura 5 – Domínio computacional do tubo anular excêntrico rotativo 15
Figura 6 – Regimes típicos de escoamento líquido-sólido em duto de seção circular 18
Figura 7 – Configurações de escoamento líquido-sólido em seção anular horizontal concêntrica. a) Disposição simétrica das partículas em torno do eixo ao longo da direção <i>z;</i> b) Disposição assimétrica das partículas; c) Padrão de escoamento de leito em movimento; d) Padrão de escoamento de leito estacionário
Figura 8 – Parâmetros que interferem na eficiência de limpeza de poços em operações deperfuração
Figura 9 – Comportamento da queda de pressão e do padrão de escoamento líquido sólido em função da velocidade de escoamento. A velocidade aumenta de para . A linha referente ao escoamento homogêneo não considera a presença de partículas
Figura 10 – Sedimentação de partícula no interior de tubo. = velocidade de sedimentação da partícula; = componente axial da velocidade de sedimentação; = componente radial da velocidade de sedimentação; = ângulo de inclinação do tubo
Figura 11 – Perfis de velocidade axial decorrentes do escoamento de fluido de Lei de Potência em de tubo de seção circular para diferentes valores do índice de modelo de Lei de Potência . = velocidade do fluido, = velocidade média do escoamento, = raio do tubo, = direção radial 27
Figura 12 – Influência da tensão limite de escoamento sobre os padrões de escoamento líquido-sólido para regimes de escoamento laminar e turbulento. $V_{LDC}$ representa a velocidade relativa ao limite de deposição crítico, $V_{LDL}$ é a velocidade associada ao limite de deposição laminar e $V_{LDT}$ a velocidade de deposição de transição
Figura 13 – Regiões deformada e não deformada de fluido viscoplástico tipo Herschel- Bulkley em torno de partícula que sedimenta com velocidade terminal
Figura 14 – Domínio computacional do tubo anular excêntrico rotativo
Figura 15 – Sistema de coordenadas cilíndricas em seção anular
Figura 16 – Domínio computacional do tubo anular excêntrico rotativo
Figura 17 – Etapas de aproximação, colisão e sobreposição de partículas 47
Figura 18 – Sistema mecânico massa-mola-amortecedor
Figura 19 – Esquema de sobreposição entre duas partículas adjacentes e . e representam as componentes normal e tangencial da sobreposição , respectivamente. $C_0$ e $C_t$ são os pontos de contato nos instantes de tempo e , respectivamente
Figura 20 – Forças de contato entre duas partículas
Figura 21 – Condições de partícula esférica antes e após o impacto sobre superfície rígida e plana
Figura 22 – Forças sobre partícula esférica imersa em fluido
Figura 23 – Distância representativa de propagação da onda mecânica de Rayleigh ao longoda superfície de partícula esférica65

Figura 24 - Comportamento da função viscosidade do fluido em função da taxa de deformação para o modelo de biviscosidade Eq. (72b)..... 67 Figura 25 – Esquema de malha virtual do acoplamento CFD-DEM. Células da malha de fluido menor que o diâmetro da partícula. = representa o comprimento da célula da malha de fluido e = comprimento da célula da malha virtual..... 69 Figura 26 – Fração volumétrica da fase sólida ao longo das iterações – Eq. (79)..... 71 Figura 27 – Processo de solução das equações de balanço no acoplamento CFD-DEM.... 72 Figura 28 - Geometria e variáveis do escoamento de fluido Herschel-Bulkley através de seção anular excêntrica com rotação da parede interna..... 75 Figura 29 – Configuração da malha em seção anular..... 76 Figura 30 - Qualidade dos elementos de volume gerados nas configurações das malhas empregadas nas simulações..... 78 Figura 31 – Conjunto de simulações realizadas neste trabalho..... 80 Figura 32 – Velocidade da partícula ao longo do tempo para diferentes valores do fator de relaxação da fase lagrangiana na Eq. (79). = velocidade de sedimentação da partícula obtida numericamente; = velocidade de sedimentação da partícula obtida experimentalmente; = tempo de simulação; = tempo total de simulação..... 82 Figura 33 - Resultados numéricos e experimentais da velocidade de sedimentação da partícula para diferentes valores do número de Bingham..... 83 Figura 34 – Campo de tensão formado em torno de partícula sólida esférica que sedimenta com velocidade terminal em fluido de Bingham..... 84 Figura 35 – Campo de velocidade formado pela partícula sólida esférica que sedimenta com velocidade terminal em fluido de Bingham para  $= 21,9, = 52,1, = 6,067 \times 10^4$ .... 85 Figura 36 – Campo de velocidade formado pela partícula sólida esférica que sedimenta com velocidade terminal em fluido de Bingham para =  $61,1, = 31,1, = 6,083 \times 10^4$ .... 86 Figura 37 – Campo de velocidade formado pela partícula sólida esférica que sedimenta com velocidade terminal em fluido de Bingham para = 219, = 14,7,  $= 5,055 \times 10^4$ ..... 86 Figura 38 – Impacto de partícula esférica sobre superfície rígida e plana..... 88 Figura 39 – Influência do passo de tempo da fase sólida sobre os coeficientes de restituição, a) Coeficiente de restituição normal; b) Coeficiente de restituição tangencial. A linha contínua representa os valores experimentais (KHARAZ; GORHAM; SALMAN, 2001)..... 91 Figura 40 – Sedimentação de partículas sólidas. (a) e (b) Simulação numérica com  $= 1 \times 10^{-4}$  s  $e = 1 \times 10^{-5}$  s, respectivamente. (c) Experimento (ZHOU; WRIGHT; YANG; XU; YU, 1999); (d) e (e) Energia cinética máxima das partículas para os casos (a) e (b), respectivamente. 92 Figura 41 - a) Efeito da vazão de fluido sobre a concentração total de sólidos e comportamento do leito de partículas..... 94 Figura 42 – Influência da rotação e da tensão limite de escoamento sobre a concentração de partículas no interior da tubulação. a) = 42; b) = 63; c) = 85.... 96 Figura 43 – Padrão de escoamento em função da rotação da parede interna do anular..... 97 Figura 44 – Padrão de escoamento em função da rotação da parede interna do anular..... 99 Figura 45 – Padrão de escoamento em função da rotação da parede interna do anular.... 100 Figura 46 – Efeito do número de Hedström sobre a concentração volumétrica da fase sólida.... 101 Figura 47 – Comportamento da queda de pressão na tubulação..... 103

Figura 48 – Concentração total de partículas no interior do tubo em função do número Reynolds generalizado e do número de Hedström para fluido Herschel-Bulkley. Rotação parede interna da seção anular = 50 rpm	de da 105
Figura 49 – Concentração total de partículas no interior do tubo em função do número Reynolds generalizado e do número de Hedström para escoamento de fluido Hersch Bulkley e rotação da parede interna do anular = 0 rpm	de 1el- 106
Figura 50 – Concentração total de partículas no interior do tubo em função do número Reynolds generalizado e do número de Hedström para escoamento de fluido Hersch Bulkley e rotação da parede interna do anular = 100 rpm	de nel- 107
Figura 51 – Comportamento da concentração volumétrica total de sólidos no interior tubulação ao longo do tempo	da 108
Figura 52 – Domínio computacional empregado nas simulações de sedimentação de partíc sólida em fluido de Bingham.	ula 124
Figura 53 – Geometria e variáveis do escoamento de fluido Herschel-Bulkley através de sec anular excêntrica com rotação da parede interna	ção 127
Figura 54 – Malhas de volumes finitos relativas aos casos descritos na Tabela 11	128
Figura 55 – Perfil de velocidade axial para escoamento em seção anular concêntrica rotati a) $\Omega = 0 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ ; b) $\Omega = 13,8 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ ;	va. 130
Figura 56 – Perfil de velocidade tangencial para escoamento em seção anular concêntr rotativa. a) $\Omega = 2.78 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ ; b) $\Omega = 13.8 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ ;	ica 131
Figura 57 – Geometria e variáveis do escoamento líquido-sólido em seção anular excêntr com rotação da parede interna	rica 135
Figura 58 – Concentração volumétrica de partículas em função da vazão. Resultad experimentais e numéricos.	dos 136
Figura 59 – Efeito da vazão de fluido sobre a concentração total de partículas	138
Figura 60 – Efeito da vazão de fluido sobre a concentração total de partículas	139
Figura 61 – Efeito da vazão de fluido sobre a concentração total de partículas	140
Figura 62 – Efeito da vazão de fluido sobre a concentração total de partículas	141
Figura 63 – Efeito da vazão de fluido sobre a concentração total de partículas	141
Figura 64 – Efeito da vazão de fluido sobre a concentração total de partículas	142
Figura 65 – Efeito da vazão de fluido sobre a concentração total de partículas	143
Figura 66 – Efeito da vazão de fluido sobre a concentração total de partículas	144
Figura 67 – Efeito da vazão de fluido sobre a concentração total de partículas	145
Figura 68 – Efeito da vazão de fluido sobre a concentração total de partículas	146
Figura 69 – Efeito da vazão de fluido sobre a concentração total de partículas	147
Figura 70 – Efeito da vazão de fluido sobre a concentração total de partículas	148

## LISTA DE TABELAS

# LISTA DE SÍMBOLOS

A	área	[ m <sup>2</sup> ]
Bn	número de Bingham	[-]
С	concentração volumétrica	[-]
$C_d$	coeficiente de arrasto	[-]
D	tensor taxa de deformação	[ s <sup>-1</sup> ]
$D_h$	diâmetro hidráulico da seção anular	[ m ]
Ε	módulo de Young	[ Pa ]
е	distância entre linhas de centro da seção anular	[ m ]
$\hat{\mathbf{e}}$	vetor unitário	[-]
ecc	excentricidade	[-]
$e_{rest}$	coeficiente de restituição	[-]
$\mathbf{F}$	vetor força	[N]
G	módulo de cisalhamento	[ Pa ]
g	vetor aceleração da gravidade	[ m·s <sup>-2</sup> ]
He	número de Hedström	[-]
I	momento de inércia	[ kg·m <sup>2</sup> ]
i	partícula <i>i</i>	
$II_{2\mathbf{D}}$	segunda invariante do tensor taxa de deformação	[ s <sup>-2</sup> ]
$II_{\tau}$	segunda invariante do tensor tensão	[ Pa <sup>2</sup> ]
j	partícula <i>j</i>	
k	constante de rigidez	[ N·m <sup>-1</sup> ]
L	comprimento	[ m ]
m	índice de consistência do fluido	$[Pa \cdot s^n]$
M	massa	[ kg ]
$\dot{m}$	vazão mássica	[ kg·s <sup>-1</sup> ]
n	vetor unitário relativo à direção normal	
n	índice de lei de potência do fluido	[-]
p	pressão	[ Pa ]
Q	vazão volumétrica	[ m <sup>-3</sup> ]

R	raio	[ m ]
Re	número de reynolds	[-]
r	direção radial	[ m ]
t	vetor unitário relativo à direção tangencial	
t	tempo	[s]
Т	tensor tensão viscosa	[ Pa ]
Та	número de Taylor	[-]
u	vetor velocidade	[ m·s <sup>-1</sup> ]
x	deslocamento	[ m ]
z	direção axial	[ m ]

## Caracteres gregos

$\alpha$	fator de subrelaxação da fase sólida	[ - ]
β	coeficiente de amortecimento	[ N·s·m <sup>-1</sup> ]
$\beta_{n,damp}$	constante de amortecimento normal	
$\beta_{t,damp}$	constante de amortecimento tangencial	
δ	sobreposição entre o par de partículas em contato	[ m ]
$\mu_{sf}$	coeficiente de atrito estático	[-]
$\Delta t$	passo de tempo	[ s ]
$\theta$	ângulo na direção tangencial	[°]
Θ	função distribuição da malha virtual para a malha da fase contínua	
λ	ângulo de incidência ou recuperação da partícula	[ ° ]
ν	coeficiente de Poisson	[-]
ξ	parâmetro associado ao raio interno da seção anular	[-]
ρ	massa específica	[ kg·m <sup>-3</sup> ]
$ au_y$	tensão limite de escoamento do fluido	[ Pa ]
au	tensor tensão	[ Pa ]
Υ	torque	[N·m ]
$\chi$	ângulo de inclinação da tubulação	[°]
$\mathbf{\Psi}_{imt}$	termo de transferência de quantidade de movimento entre as	[ N·m <sup>-3</sup> ]

fases	líquida	e sólida
-------	---------	----------

ar
ar

 $\nabla$  operador vetorial diferencial

## Subíndices

atm	relativo à pressão atmosférica
В	relativo à força de corpo
с	relativo a contato
eq	equivalente
f	relativo à fase líquida
ip	relativo à localização dos pontos de injeção de partículas
med	quantidade média
n	relativo à normal
p	relativo à fase sólida
PL	relativo a fluido de lei de potência
r	relativo à direção radial
rr	relativo ao plano normal à direção radial $r$ orientado segundo a direção radial $r$ .
r heta	relativo ao plano normal à direção radial $r$ orientado segundo a direção tangencial $\theta$ .
rz	relativo ao plano normal à direção radial $r$ orientado segundo a direção axial $z$ .
heta  heta	relativo ao plano normal à direção tangencial $\theta$ orientado segundo a direção tangencial $\theta$ .
heta r	relativo ao plano normal à direção tangencial $\theta$ orientado segundo a direção radial $r$ .
$\theta z$	relativo ao plano normal à direção tangencial $\theta$ orientado segundo a direção axial z.
<i>zz</i>	relativo ao plano normal à direção axial $z$ orientado segundo a direção axial $z$ .
zr	relativo ao plano normal à direção axial $z$ orientado segundo a direção radial $r$ .

[ rad·s<sup>-1</sup> ]

- $_{z\theta}$  relativo ao plano normal à direção axial z orientado segundo a direção tangencial  $\theta$ .
- *s* fase sólida
- *sf* relativo a atrito estático
- *sL* relativo à interface sólido-líquido
- *t* relativo à tangencial
- *z* direção axial
- $_{\theta}$  direção tangencial

# SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	7
1.1 OBJETIVO	14
1.2 JUSTIFICATIVA	15
1.3 ESTRUTURA DO TRABALHO	16
2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	17
2.1 COMPORTAMENTO DE ESCOAMENTOS LÍQUIDO-SÓLIDOS	17
2.1.1 Deslocamento de Partículas Sólidas em Sistemas Tubulares	20
2.1.2 Transporte de Partículas de Cascalho em Operações de Perfuração de Poços	21
2.1.3 Regimes de Escoamento Líquido-sólido	29
2.2 INTERAÇÕES ENTRE FASES PRESENTES NO ESCOAMENTO	31
2.2.1 Características do Acoplamento entre Fases	31
2.2.2 Movimentação de Partículas Sólidas em Fluidos não Newtonianos	31
2.2.3 Interações entre Fases Sólidas	34
2.3 CRITÉRIOS DE DEFINIÇÃO DE REGIMES DE ESCOAMENTO	35
3 MODELAGEM MATEMÁTICA	37
3.1 GEOMETRIA DO PROBLEMA	37
3.2 EQUAÇÕES DA FASE LÍQUIDA	38
3.3 CONDIÇÕES INICIAIS E DE CONTORNO	41
3.4 FLUIDO NEWTONIANO GENERALIZADO – MODELO HERSCHEL-BULKLEY.	43
3.5 FORÇAS DE INTERAÇÃO ENTRE FASES	44
3.5.1 Interações entre Partículas e entre Partículas e Fronteiras Sólidas	45
3.5.2 Interações entre as Fases Líquida e Sólida	55
3.6 GRUPOS ADIMENSIONAIS	57
4 MODELAGEM NUMÉRICA	62
4.1 DISCRETIZAÇÃO E SOLUÇÃO DAS EQUAÇÕES DE BALANÇO	62
4.2 DISCRETIZAÇÃO TEMPORAL DA FASE LÍQUIDA	63
4.3 PASSO DE TEMPO DA FASE DISCRETA	64
4.4 FUNÇÃO VISCOSIDADE DO FLUIDO HERSCHEL-BULKLEY	66
4.5 ACOPLAMENTO CFD-DEM	68
5 PROCESSO DE SOLUÇÃO DO PROBLEMA	73
5.1 CARACTERÍSTICAS DO FLUIDO DE TRANSPORTE	73
5.2 PROPRIEDADES DA FASE SÓLIDA	74
5.3 CONFIGURAÇÃO DA MALHA DE VOLUMES FINITOS	75

5.4 MATRIZ DE SIMULAÇÕES79
6 RESULTADOS E DISCUSSÃO81
6.1 SEDIMENTAÇÃO DE PARTÍCULA SÓLIDA EM FLUIDO VISCOPLÁSTICO81
6.1.1 Fator de Relaxação da Fase Sólida81
6.1.2 Velocidade Terminal da Partícula82
6.1.3 Campos de Tensão e Velocidade Originados pelo Deslocamento da Partícula83
6.2 CALIBRAÇÃO DO MÉTODO DE ELEMENTOS DISCRETOS
6.2.1 Avaliação dos coeficientes de restituição normal e tangencial
6.3 INFLUÊNCIA DA VAZÃO DE FLUIDO93
6.4 INFLUÊNCIA DA ROTAÇÃO95
6.5 INFLUÊNCIA DA TENSÃO LIMITE DE ESCOAMENTO DO FLUIDO101
6.6 COMPORTAMENTO DA QUEDA DE PRESSÃO102
6.7 ANÁLISE CONJUNTA DA VAZÃO E DA TENSÃO LIMITE DE ESCOAMENTO104
6.8 CRITÉRIO DE INTERRUPÇÃO DAS SIMULAÇÕES108
7 CONCLUSÕES109
7.1 OPORTUNIDADES PARA TRABALHOS FUTUROS110
REFERÊNCIAS111
APÊNDICE A - Escopo das simulações de sedimentação de partícula sólida em fluido viscoplástico usando CFD-DEM120
APÊNDICE B - Escoamento de fluido viscoplástico em tubo anular rotativo126
APÊNDICE C - Escoamento líquido-sólido de fluido viscoplástico em seção anular134
ANEXO A - Influência da vazão da fase líquida sobre a movimentação da fase sólida – resultados complementares137

## 1 INTRODUÇÃO

A modelagem das interações envolvidas na movimentação de partículas ocupa lugar de destaque na área de transporte de sólidos no interior de dutos por meio do escoamento de fluidos. O campo de aplicações é bastante amplo e engloba indústrias alimentícias, têxteis, químicas e farmacêuticas, operações de mineração, tratamento de resíduos, fertilizantes, movimentação de biomassa e processos de perfuração de poços petrolíferos. Apesar disso, dados a respeito do modal dutoviário no Brasil mostram que apenas 3% do volume de carga é transportado por dutos (PRADO FILHO, 2018), ou seja, é uma área significativa de movimentação de partículas sólidas que ainda pode ser explorada no país.

O deslocamento de fases sólidas imersas em líquidos define o que se entende por escoamento líquido-sólido, existindo variações como o escoamento homogêneo, ou pseudo-homogêneo, e heterogêneo. O escoamento homogêneo é observado quando partículas estão diluídas na fase líquida. Escoamento pseudo-homogêneo está associado a partículas de dimensões significativamente reduzidas, porém não diluídas, e que possuem velocidades de deslocamento muito próximas da velocidade do fluido. Já o escoamento heterogêneo é obtido a partir do transporte de partículas de dimensões relativamente grandes, ou que apresentam elevada massa específica, acarretando significativa tendência à sedimentação e formação de leitos ao longo da tubulação (CROWE, 2006).

Em função das diversas aplicações que envolvem escoamento líquido-sólido, o nível de complexidade associado à modelagem matemática depende de diversos fatores, incluindo propriedades físicas e geométricas das partículas, características reológicas do fluido, além da configuração do sistema de tubulação. Em determinadas situações existe a necessidade de interrupção do sistema de bombeamento para eventual manutenção ou substituição de componentes. Neste momento, pode ocorrer deposição das partículas que ainda permanecem no interior da tubulação, devido à ação da gravidade.

A deposição de sólidos na porção inferior da tubulação provoca a formação de leito que pode ser estacionário ou estar em movimento, ocasionando uma série de problemas durante o escoamento. Portanto, o fluido deve apresentar propriedades específicas a fim de reduzir os efeitos da sedimentação, como a capacidade de manter partículas suspensas na fase líquida. Dentre esses fluidos estão os viscoplásticos, caracterizados pela tensão limite de escoamento, o que induz comportamento reológico não newtoniano. As propriedades da fase sólida, em conjunto com as características reológicas do fluido de transporte, determinam a complexidade de certos fenômenos observados no escoamento líquido-sólido com fluido viscoplástico. Desta forma, é imprescindível identificar e quantificar os efeitos que os parâmetros descritores das características reológicas da fase líquida exercem sobre o mecanismo hidrodinâmico de movimentação das partículas.

A perfuração de poços petrolíferos compõe aplicação de destaque na área de escoamento líquido-sólido, uma vez que engloba movimentação de partículas sólidas usando fluidos não newtonianos. A ação da ferramenta de corte sobre a formação geológica provoca geração de partículas de cascalho que devem ser carreadas através do espaço anular formado entre a superfície externa da coluna de perfuração e as paredes do poço, conforme Figura 1.



Figura 1 - Processo de geração de cascalhos em operações de perfuração de poços.

Fonte: (EFTECH, 2020)

O fluido de perfuração é o principal responsável pelo deslocamento da fase sólida, e apresenta propriedades reológicas bastante específicas a fim de proporcionar transporte do cascalho com maior eficiência. Além disso, a especificação de velocidades mínimas de escoamento possui significativa importância no dimensionamento das instalações de bombeamento (TURIAN; HSU; MA, 1987; LUO et al., 1992; BBOSA; DELLECASE; VOLK; OZBAYOGLU, 2017; SAJEEV; McCLAURY; SHIRAZI, 2017).

A limpeza inadequada do poço durante o processo de perfuração provoca problemas, como obstrução da seção transversal do escoamento, travamento e aumento do torque sobre a coluna de perfuração (CLARK; BICKHAM, 1994; AZAR; SANCHEZ, 1997; CHEN et al., 2014; AKHSHIK; BEHZAD; RAJABI, 2015a), instabilidades no poço e redução da taxa de penetração da ferramenta (OGUNRINDE; DOSUNMU, 2012; ROOKI et al., 2014; CALÇADA et al., 2015).

Partículas acumuladas em regiões próximas ao fundo do poço provocam também o aumento do desgaste da ferramenta de perfuração devido à natureza abrasiva do cascalho. Assim, a capacidade de corte e o tempo de vida dos elementos que compõem o sistema são reduzidos (OGUNRINDE; DOSUNMU, 2012). O resultado é o aumento dos custos de produção, pois o processo deve ser interrompido para inspeção ou substituição dos componentes da ferramenta. Certas operações de perfuração são realizadas sob elevada inclinação, caracterizando a perfuração direcional (DENNEY, 2010), conforme a Figura 2. O agravante no caso é a elevada tendência à formação de leito de partículas e maior dificuldade no carreamento do cascalho (SIFFERMAN; BECKER, 1992).



Figura 2 – Esquema de perfuração direcional.

Fonte: (KING, 2020)

O acúmulo de partículas de cascalho ao longo da tubulação também é responsável pelo aumento da queda de pressão em função da maior quantidade de energia demandada para vencer a resistência imposta pela menor área disponível para o escoamento. Dentre as variáveis que influenciam a capacidade de movimentação de partículas, a velocidade do escoamento e as propriedades reológicas do fluido são os principais fatores de interesse (OFEI; IRAWAN; PAO, 2015; ALLAHVIRDIZADEH; KURU; PARLAKTUNA, 2016). O problema fundamental é manter as partículas em suspensão, tanto na interrupção do processo quanto durante a circulação do fluido de perfuração (AKHSHIK; BEHZAD; RAJABI, 2016).

Devida atenção deve ser dada também ao escoamento líquido-sólido através de seção anular e suas implicações. A rotação da parede interna e a excentricidade são fatores que influenciam a capacidade de transporte de partículas. No processo de perfuração direcional, o próprio peso da coluna de perfuração contribui para a operação em condição excêntrica (IYOHO; AZAR, 1981). Nas situações de excessiva diferença entre os centros das seções interna e externa, tal como ilustra a Figura 3, observa-se redução da seção de escoamento na porção inferior da tubulação entre os limites das superfícies interna e externa, o que pode ocasionar aumento excessivo da queda de pressão (MORONI; RAVI; HEMPHILL; SAIRAM, 2009).



Figura 3 – Seção anular excêntrica.

Fonte: (MORONI; RAVI; HEMPHILL; SAIRAM, 2009)

Area menor

Na região de menor área da seção anular excêntrica, conforme Figura 3, a probabilidade de acúmulo de partículas é maior em função da menor vazão ocasionada pela

excessiva queda de pressão. Assim, a quantidade de movimento doada pelo fluido às partículas é menor, e isso acentua o efeito da força gravitacional sobre a fase sólida. A rotação da parede interna do anular promove deslocamento circunferencial de fluido devido ao movimento helicoidal da mistura líquido-sólida, contribuindo para maior transferência de quantidade de movimento às partículas. Desta forma, efeitos decorrentes da obstrução do escoamento axial podem ser reduzidos, o que aumenta a capacidade de transporte da fase sólida à medida que maior rotação da parede interna é empregada (MORONI; RAVI; HEMPHILL; SAIRAM, 2009).

Diversas pesquisas relatam elevação da queda de pressão com o aumento da rotação da parede interna do anular (BODE; NOFFKE; NICKENS, 1991; DELWICHE; LEJEUNE; MAWET; VIGHETTO, 1992; DIAZ; MISKA; TAKACH; YU, 2004; MORONI; RAVI; HEMPHILL; SAIRAM, 2009; HEMPHILL, 2015). Em outros estudos, entretanto, menor queda de pressão é observada para maiores valores da rotação da parede interna (WALKER; AL-RAWI, 1970; SUN; WANG; YAN; SHAO; JIAO, 2014). A partir das observações elencadas anteriormente, depreende-se que é imprescindível avaliar os efeitos que a rotação exerce sobre o comportamento do escoamento na presença de partículas sólidas.

A determinação de regimes de escoamento líquido-sólido é necessária a fim de se avaliar a devida capacidade de transporte das partículas. A elaboração de projetos de sistemas de escoamento envolvendo fases sólidas depende do conhecimento das velocidades de transição entre os diferentes padrões de escoamento. A Figura 4 ilustra o mapa de estabilidade<sup>1</sup> relativo ao escoamento líquido-sólido, onde é possível identificar limites de transição entre regimes de escoamento, essenciais para especificação das condições operacionais de sistemas de bombeamento (TURIAN; HSU; MA, 1987; ABULNAGA, 2002; POLOSKI et al., 2009).

Os limites de deposição descritos na Figura 4 representam faixas de valores relativas às velocidades de transição entre regimes de escoamento líquido-sólido. O limite de deposição de transição delimita as regiões entre os regimes de escoamento turbulento e laminar. No âmbito do regime de escoamento turbulento é possível identificar o limite de deposição crítico, o qual define as condições estável e instável. Essas mesmas condições de estabilidade e instabilidade são também demarcadas no regime de escoamento laminar. Os regimes

<sup>1</sup> Também denominado mapa de regimes ou de padrões de escoamento líquido-sólido.

denominados de estáveis estão associados à capacidade de movimentação da fase sólida pelo fluido. Enquanto o termo instável reflete o acúmulo de partículas.



Figura 4 - Mapa de regimes de escoamento líquido-sólido.

Fonte: (POLOSKI et al., 2009).

Quando fluidos não newtonianos são utilizados, estes limites podem ser avaliados em função de propriedades reológicas, tais como o índice de consistência, índice de comportamento não newtoniano (índice de lei de potência) e tensão limite de escoamento. Velocidades de transição fornecem informações básicas para a construção de mapas de regimes de escoamento bifásico (ABULNAGA, 2002; CROWE, 2006). A determinação dos padrões de escoamento líquido-sólido nos mapas de escoamento depende de elementos relacionadas à influência das propriedades das partículas, da reologia do fluido, das condições operacionais e características geométricas do sistema sobre a capacidade de movimentação da fase sólida.

Certas correlações empíricas de escoamento de fluido newtoniano em seção circular são empregadas a fim estabelecer modelos para avaliar o comportamento de escoamentos líquido-sólidos com fluidos não newtonianos (BBOSA; DELLECASE; VOLK; OZBAYOGLU, 2017), e propriedades reológicas são incorporadas na determinação de velocidades críticas de deposição de partículas em tubos de seção circular. Entretanto, configurações de padrões de escoamento líquido-sólido de fluidos não newtonianos em seções anulares rotativas ainda são de domínio restrito ou pouco exploradas.

Simulações de escoamentos de fluidos viscoplásticos na presença de partículas sólidas são caracterizadas por elevada complexidade. Além do comportamento reológico do fluido, é preciso considerar as interações entre os elementos que constituem as fases sólidas, e também os mecanismos que regem as forças hidrodinâmicas que se desenvolvem entre fluido e partículas. Um dos trabalhos que considera acoplamento CFD-DEM e escoamento de fluido viscoplástico em seção anular rotativa, não traz informações relevantes acerca do processo de determinação dos coeficientes de restituição entre partículas e partículas e fronteiras sólidas (AKHSHIK; BEHZAD; RAJABI, 2015a).

A modelagem matemática adequada das condições de contato entre fases sólidas depende da especificação criteriosa de coeficientes de restituição entre partículas e partículas e fronteiras sólidas, principalmente quando partículas de diferentes geometrias são utilizadas (ZHONG; YU; LIU; TONG; ZHANG, 2016). Nas situações em que os dados relativos aos pares de contato partícula-partícula e partícula fronteiras sólidas não são devidamente determinados, erros significativos podem ocorrer, pois o mecanismo de deslocamento das partículas não é descrito de forma fidedigna.

Em função das restrições e dificuldades impostas, estudos envolvendo acoplamento entre dinâmica de fluidos computacional e método de elementos discretos (CFD-DEM) consideram o uso de fluidos newtonianos para simulação de escoamentos líquido-sólidos em seção anular (SUN; XIANG; LI, H.; LI, X., 2017; SHAO; YAN, Y.; WANG; LIAO; YAN, X., 2020). Existe certa escassez de estudos numéricos relativos a escoamento líquido-sólido de fluidos viscoplásticos, tanto em tubos de seção circular (YANG; XIA; WU; CHEN; ZENG; ZHAO, 2018), quanto em tubo de seção anular (AKHSHIK; BEHZAD; RAJABI, 2015a).

A concentração de partículas em sistemas de escoamento líquido-sólido representa elemento preponderante na avaliação da capacidade de transporte por parte do fluido. Propriedades reológicas da fase líquida são modificadas no intuito de aumentar a quantidade de partículas deslocadas ao longo do tempo. Nesse sentido, a tensão limite de escoamento é característica reológica de interesse, em função da capacidade de manter partículas suspensas no fluido.

No âmbito das informações coletadas na literatura, a obtenção de mapas de padrões de escoamento líquido-sólido, ou a elaboração de figuras de mérito capazes de fornecer dados a

respeito da concentração de sólidos no interior de tubos de seção anular excêntrica com rotação da parede interna e fluido de transporte com comportamento não newtoniano, não estão disponíveis ou são de domínio restrito. Diante das informações anteriormente relacionadas, é importante avaliar a capacidade de carreamento da fase sólida pelo fluido à medida que o escoamento transcorre.

A capacidade de transporte de partículas sólidas em tubulações com seções transversais variadas e diferentes tipos de fluidos depende do conhecimento da velocidade crítica de cada configuração de escoamento. Em relação à modelagem numérica do escoamento líquido-sólido de fluido viscoplástico, certas questões merecem destaque e devida atenção ao empregar acoplamento CFD-DEM:

- I. Devido à restrição imposta pelo esquema CFD-DEM ao tamanho da malha da fase contínua, o comportamento do escoamento do fluido viscoplástico pode ser representado numericamente de modo a garantir adequada exatidão dos resultados?
- II. O passo de tempo especificado no método de elementos discretos para descrever as interações entre partículas e partículas e fronteiras sólidas é adequado, de modo a não interferir no mecanismo dinâmico de desenvolvimento do leito de partículas?

### 1.1 OBJETIVO

O objetivo geral do trabalho é avaliar a capacidade de carreamento de partículas sólidas quando transportadas em tubo inclinado de seção anular excêntrica com rotação da parede interna – Figura 5 – por meio do escoamento de fluido viscoplástico. Para tanto, simulações numéricas com esquema de acoplamento CFD-DEM serão empregadas. As análises numéricas serão realizadas com o auxílio do programa de simulação comercial *STAR-CCM*+<sup>©</sup> (SIEMENS, 2018). A concentração volumétrica da fase sólida e a queda de pressão ao longo da tubulação serão monitoradas. A função viscosidade do fluido de transporte será representada pela equação constitutiva do modelo Herschel-Bulkley.

As forças de interação entre as fases líquida e sólida serão calculadas por meio do acoplamento entre o método dos volumes finitos e o método de elementos discretos – acoplamento CFD-DEM. Os parâmetros de análise englobam o comportamento da fração volumétrica de sólidos em função da variação da tensão limite de escoamento do fluido na

faixa de 2,0 Pa a 25,0 Pa, da vazão da fase líquida entre 100 gpm e 200 gpm, e da rotação da parede interna do anular entre 0 rpm a 100 rpm. Todas as condições de escoamento especificadas garantem regime de escoamento laminar no interior da tubulação.



Figura 5 – Domínio computacional do tubo anular excêntrico rotativo.

Fonte: (Autor)

O método de elementos discretos é um processo dinâmico onde a posição e a velocidade das partículas são monitoradas ao longo do tempo. Desta forma, a modelagem numérica envolve escoamento em regime transiente. As interações entre partículas e partículas e fronteiras sólidas serão modeladas pelo método de elementos discretos. Para tanto, é necessário realizar a calibração do método DEM a fim de se determinar o passo de tempo de fase sólida, bem como definir os coeficientes de restituição e constantes de rigidez.

#### 1.2 JUSTIFICATIVA

O desenvolvimento de projetos de sistemas de escoamento para transporte de partículas sólidas de forma eficiente depende da especificação de condições operacionais

adequadas. Em se tratando de processos de perfuração de poços petrolíferos, é importante conhecer a influência das condições de escoamento sobre o desempenho do sistema, principalmente em relação à capacidade de transporte de partículas de cascalho, que afeta diretamente a concentração de partículas no interior da tubulação (OKRAJNI; AZAR, 1986). Quanto menor a concentração de sólidos, maior é a capacidade de carreamento por parte do fluido (TOMREN; IYOHO; AZAR, 1986). A ineficiência no transporte de partículas de cascalho acarreta o aumento de tempos improdutivos devido à incidência de diversos problemas na coluna de perfuração (OKRAJNI; AZAR, 1986).

#### 1.3 ESTRUTURA DO TRABALHO

O documento está dividido em sete capítulos, sendo que o capítulo 2 aborda as características do processo de transporte de partículas sólidas em sistemas tubulares e suas implicações. Além disso, traz a revisão acerca dos parâmetros que definem o escoamento líquido-sólido e as configurações dos padrões de escoamento. São abordados os parâmetros que influenciam o comportamento do campo de escoamento e a capacidade de carreamento de partículas sólidas utilizando fluidos não newtonianos.

O capítulo 3 contém a modelagem matemática do comportamento reológico da fase líquida, as interações entre fases e fronteiras sólidas, as equações de balanço a serem solucionadas e aspectos do acoplamento CFD-DEM. O capítulo 4 apresenta informações relacionadas à dinâmica de fluidos computacional aplicada na solução das equações de transporte por meio do método dos volumes finitos.

A metodologia aplicada na solução do problema é descrita no capítulo 5, onde as propriedades das fases líquida e sólida são apresentadas. Além disso, dados do domínio computacional, condições iniciais e de contorno para solução das equações de balanço do fluido e das partículas e o processo de geração de malha de volumes finitos são abordados. A configuração da matriz de simulações numéricas a serem realizadas é apresentada. O capítulo 6 fornece os resultados das simulações numéricas. Por fim, o capítulo 7 traz as conclusões a respeito das análises realizadas e os principais avanços obtidos em relação ao desenvolvimento do tema.

## 2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Neste capítulo são abordados os principais aspectos relacionados ao escoamento líquido-sólido, com ênfase no transporte de partículas sólidas em sistemas tubulares por meio de fluidos não newtonianos. Em função dos efeitos modificadores que as partículas sólidas exercem sobre o comportamento do escoamento, parâmetros de influência e seus impactos são apresentados. Interações que ocorrem entre as fases líquida e sólida e seus fenômenos característicos são discutidos, bem como requisitos esperados do fluido a fim de garantir adequada capacidade de movimentação das partículas.

#### 2.1 COMPORTAMENTO DE ESCOAMENTOS LÍQUIDO-SÓLIDOS

Escoamentos líquido-sólidos são caracterizados pela presença de partículas sólidas imersas em fluidos que se deslocam no interior de tubulações – ou em canais abertos – e exercem a função de carreamento da fase sólida, devido à transferência de quantidade de movimento às partículas (CROWE, 2006). Dependendo da natureza da aplicação, a fase sólida apresenta configurações físicas, químicas e geométricas peculiares, e que devem ser consideradas na análise do sistema de escoamento.

A presença de partículas sólidas e não diluídos no fluido influencia determinadas variáveis associadas ao campo de escoamento, como velocidade e pressão. O transporte de partículas sólidas envolve a movimentação relativa entre fases líquida e sólida (CLIFT; GRACE; WEBER, 1978). Como resultado, originam-se efeitos hidrodinâmicos de ordem micro e macroestrutural na configuração do escoamento, caracterizados por forças que se desenvolvem entre fluido e partículas, e entre partículas e fronteiras sólidas, devido às diferentes propriedades e velocidades relativas entre as fases.

Estudos acerca de escoamentos líquido-sólidos são desenvolvidos com base nos chamados padrões ou regimes de escoamento. Embora a complexidade inerente ao escoamento com partículas dificulte a classificação e a especificação dos limites que definem os regimes de transição, é possível estabelecer padrões típicos de escoamento. A partir de observações experimentais de escoamentos com partículas, a classificação a seguir pode ser estabelecida (FORD; PEDEN; OYENEYIN; GAO; ZARROUGH, 1990):

- Escoamento com suspensão homogênea;
- Escoamento com suspensão heterogênea;
- Escoamento com suspensão de partículas agrupadas;
- Escoamento com leitos separados de partículas dunas;
- Escoamento com leito de partículas em movimento;
- Escoamento com leito de partículas estacionário.

Diversos autores utilizam as configurações ilustradas na Figura 6 – ainda que com pequenas variações – como alusão aos principais regimes de escoamento líquido-sólido (PARZONKA; KENCHINGTON; CHARLES, 1981; DORON; BARNEA, 1996; ABULNAGA, 2002; CROWE, 2006; PEKER; HELVACI, 2008).

Figura 6 - Regimes típicos de escoamento líquido-sólido em duto de seção circular.



Fonte: (MORONI; RAVI; HEMPHILL; SAIRAM, 2009)

A distribuição uniforme de partículas sólidas no fluido é característica do escoamento homogêneo, ou pseudo-homogêneo, Figura 6(a). As partículas podem estar diluídas no fluido e possuem dimensões, em geral, menores que 40  $\mu$ m além de baixa massa específica. Com

isso, a quantidade de movimento transferida pelo fluido é capaz de manter as partículas em movimento à medida que o escoamento transcorre. O escoamento homogêneo apresenta elevada concentração volumétrica de sólidos, > 40% (CROWE, 2006). Como exemplo, citase a lama originada após o processo de fragmentação de minério, situação em que as partículas formadas são extremamente pequenas e a concentração de sólidos é elevada.

No escoamento líquido-sólido heterogêneo, Figura 6(b), as partículas sólidas possuem dimensões relativamente grandes e maior massa específica. A configuração do escoamento apresenta parcela de partículas com distribuição uniforme no fluido, e outra parte disposta de maneira não uniforme. Isto se deve aos diferentes níveis de sedimentação das partículas observados ao longo do campo de escoamento. Embora ocorra sedimentação, as partículas ainda possuem capacidade de se manter suspensas no fluido de transporte. A concentração de sólidos situa-se em torno de 35%, em peso, sendo considerada baixa para escoamentos heterogêneos (CROWE; SCHWARZKOPF; SOMMERFELD; TSUJI, 2012).

A elevada concentração volumétrica de sólidos associada à redução da velocidade do escoamento provoca formação do regime de escoamento heterogêneo com leito em movimento, conforme ilustra a Figura 6(c). Observa-se a ocorrência de duas regiões distintas ao longo da seção transversal da tubulação: a parte superior é caracterizada pela mistura heterogênea de partículas e fluido, enquanto a região inferior contém leito com maior agrupamento de partículas que se movimentam na direção do escoamento.

A movimentação da fase dispersa é progressivamente dificultada à medida que a velocidade do escoamento diminui. Velocidades muito baixas reduzem a quantidade de movimento transferida pelo fluido às partículas. Desta forma, a capacidade de transporte de determinada parcela da fase sólida não é alcançada e a consequência é o acúmulo cada vez maior de partículas, acarretando a formação de leito estacionário na parte inferior da tubulação, conforme Figura 6(d).

A Figura 7 ilustra diferentes configurações de escoamento líquido-sólido em tubo de seção anular concêntrica (WALTON, 1995). O padrão de escoamento de suspensão simétrica está relacionado à disposição das partículas em torno do eixo de simetria, Figura 7(a). Dependendo das condições de escoamento e das propriedades das fases líquida e sólida, o regime de escoamento com configuração de suspensão assimétrica é obtido, Figura 7(b). Tanto a suspensão simétrica quanto a assimétrica podem ser caracterizadas pelo escoamento homogêneo ou heterogêneo, conforme Figura 6.

Figura 7 – Configurações de escoamento líquido-sólido em seção anular horizontal concêntrica. a) Disposição simétrica das partículas em torno do eixo ao longo da direção z; b) Disposição assimétrica das partículas; c) Padrão de escoamento de leito em movimento; d) Padrão de escoamento de leito estacionário.



Fonte: (KELESSIDIS; BANDELIS, 2004)

Condições de escoamento que conduzam à configuração de leito estacionário devem ser evitadas (ABULNAGA, 2002; CROWE, 2006), uma vez que a aglomeração das partículas provoca obstrução da seção transversal do escoamento e aumento local da pressão, elevando a quantidade de energia requerida para movimentar a mistura, além de provocar instabilidades no processo de transporte, (KELESSIDIS; BANDELIS, 2004).

### 2.1.1 Deslocamento de Partículas Sólidas em Sistemas Tubulares

A presença de partículas em escoamento de fluidos promove o surgimento de interações hidrodinâmicas devido ao movimento relativo entre as fases líquida e sólida (COUSSOT, 2005). Além disso, certa quantidade de energia é requerida para deslocamento do fluido através dos espaços existentes entre as partículas. Do mesmo modo, a movimentação da fase sólida em meios fluidos ocorre somente após superadas as forças resistivas – forças de arrasto, de corpo e de contato entre partículas e fronteiras sólidas.

A classificação de escoamentos líquido-sólidos depende da definição de parâmetros que permitam identificar os limites de transição entre os padrões de escoamento. Diferentes critérios são propostos por pesquisadores com base em observações experimentais e resultados de simulações numéricas. A definição de regimes de escoamento baseados em parâmetro único – como o tamanho da partícula, por exemplo – é considerada incompleta (TURIAN; YUAN, 1977; ABULNAGA, 2002; CROWE, 2006). Em relação ao comportamento de escoamentos de fluidos não newtonianos na presença de partículas sólidas, é necessário considerar parâmetros adicionais, responsáveis por descrever a função viscosidade do fluido.

É importante avaliar a eficiência de movimentação da mistura líquido-sólida considerando diversas condições operacionais do sistema, o que resulta em diferentes regimes de escoamento. Dependendo dos objetivos a serem alcançados, é possível empregar partículas para desempenhar funções específicas, como o preenchimento de cavidades e fraturas em paredes de poços de petróleo (DE LAI, 2013) a fim de evitar perda de circulação de fluidos de perfuração.

## 2.1.2 Transporte de Partículas de Cascalho em Operações de Perfuração de Poços

No âmbito do escoamento líquido-sólido, diversos fatores influenciam a capacidade de movimentação de partículas sólidas. Em sistemas de escoamento utilizados em operações de perfuração e exploração de poços petrolíferos, aspectos relacionados ao fluido de perfuração – massa específica, vazão e propriedades reológicas – e características do próprio processo de perfuração – ângulo de inclinação do poço, rotação da ferramenta e configuração da seção anular formada entre as paredes do poço e a superfície externa da coluna de perfuração – são exemplos de elementos que afetam a eficiência de transporte de partículas de cascalho (AZAR; SANCHEZ, 1997). Os principais itens que influenciam a capacidade de transporte das partículas pelo fluido de perfuração são (TOMREN; IYOHO; AZAR, 1986; AZAR; SANCHEZ, 1997):

- Velocidade de escoamento e propriedades do fluido de perfuração;
- Inclinação do poço;
- Taxa de penetração da ferramenta de perfuração;
- Geometria e excentricidade da seção anular;
- Massa específica, velocidade de sedimentação, tamanho e geometria das partículas;

- Rotação da parede interna do anular;
- Razão de entre o diâmetro externo da coluna de perfuração e o diâmetro do poço.

A especificação de condições operacionais do sistema de escoamento responsável pelo transporte de partículas depende do conhecimento dos fatores que interferem na movimentação da mistura líquido-sólida. Parâmetros que influenciam o que se entende por limpeza de poços em processos de perfuração podem ser agrupados e relacionados à capacidade de controle operacional, conforme ilustra a Figura 8 (NAZARI; HARELAND; AZAR, 2010). Resultados obtidos em diferentes trabalhos indicam que os principais fatores de influência sobre a movimentação das partículas em sistemas tubulares são a reologia do fluido e a velocidade do escoamento (AZAR; SANCHEZ, 1997; AKHSHIK; BEHZAD; RAJABI, 2015a; ALLAHVIRDIZADEH; KURU; PARLAKTUNA, 2016).

Figura 8 – Parâmetros que interferem na eficiência de limpeza de poços em operações de perfuração.



Capacidade de controle em operação

Fonte: (NAZARI; HARELAND; AZAR, 2010)

A concentração volumétrica da fase sólida também afeta a capacidade de transporte de partículas (PEKER; HELVACI, 2008; VLASAK; CHARA, 2009). Quanto maior a quantidade

de sólidos ao longo do campo de escoamento, maior é a incidência de colisões tanto entre partículas quanto entre partículas e fronteiras sólidas – paredes da tubulação. Com isso, a quantidade de energia necessária para movimentar a mistura líquido-sólida também é maior (ABULNAGA, 2002), pois há dissipação de energia cinética das partículas em função do atrito e da maior frequência de colisões (TSUJI; TANAKA; ISHIDA, 1992). A partir de resultados de testes em campo, a recomendação é que a taxa de remoção de partículas seja suficiente para manter a concentração de cascalho ao longo do anular em no máximo 5% em volume, a fim de evitar problemas de travamento da coluna de perfuração (HOPKIN, 1967).

#### Influência da velocidade de escoamento

A capacidade de movimentação de partículas sólidas em meios fluidos depende da quantidade de movimento transferida da fase contínua à fase dispersa. Dentre os fatores que afetam a eficiência de limpeza em operações de poços de petróleo, a vazão do fluido de perfuração é o elemento de maior influência sobre o transporte de partículas de cascalho (CLARK; BICKHAM, 1994; AZAR; SANCHEZ, 1997).

Quanto maior a velocidade do escoamento maior é a eficiência de remoção de partículas, desde que respeitadas certas condições relativas à disponibilidade de potência de equipamentos do sistema de bombeamento, densidade equivalente de circulação e sensibilidade da tubulação à erosão. Além disso, é necessário avaliar o impacto do aumento da pressão no poço, a fim de evitar perda de circulação do fluido para a formação rochosa (DOKHANI; MA; YU, 2016). A eficiência de carreamento de partículas está atrelada à velocidade mínima de transporte – VMT, definida como a velocidade do escoamento capaz de manter a fase sólida em movimento, sem que ocorra sedimentação (NAZARI; HARELAND; AZAR, 2010).

Em dutos verticais e com pequena inclinação, a velocidade mínima de transporte é relacionada à velocidade de deslizamento, ou seja, a diferença entre as velocidades do fluido e partícula. Nas tubulações de transporte de partículas com inclinação maior que 30°, é importante observar parâmetros de controle adicionais associados à reologia do fluido, regime de escoamento líquido-sólido, rotação da coluna de perfuração e excentricidade da seção anular (NAZARI; HARELAND; AZAR, 2010).

O termo velocidade crítica é definido como a velocidade mínima na qual as partículas sólidas formam leito na parte inferior da tubulação, a partir do escoamento completamente

suspenso (OROSKAR; TURIAN, 1980). A velocidade de escoamento da mistura, em conjunto com as propriedades das fases líquida e sólida, definem as configurações do escoamento líquido-sólido. Nesse sentido, é necessário determinar a velocidade mínima na qual as partículas ainda permanecem em movimento – velocidade crítica – para que seja possível definir os limites de transição entre regimes de escoamento líquido-sólido.

A definição dos limites entre regimes de escoamento líquido-sólido depende do tamanho e da massa específica das partículas, da massa específica e viscosidade do fluido, da velocidade da mistura, além da fração volumétrica de sólidos (DARBY; CHHABRA, 2017). Diferentes variáveis associadas ao escoamento podem ser relacionadas às velocidades de transição entre os regimes de escoamento. A Figura 9 ilustra o comportamento da queda de pressão em função da velocidade do escoamento para condições com e sem a presença de partículas no interior de tubo (CROWE, 2006).





**Fonte: (CROWE, 2006)** 

Alterações na velocidade provocam mudanças nos padrões de escoamento líquidosólido da Figura 9 conforme a seguir:

- v<sub>1</sub>: velocidade a partir da qual a mistura se movimenta com características de suspensão homogênea ou pseudo-homogênea;
- *v<sub>cr</sub>*: velocidade crítica da mistura, a partir da qual o escoamento da mistura ocorre com aspecto de suspensão heterogênea;
- v<sub>2</sub>: para velocidades entre v<sub>2</sub> e v<sub>cr</sub> padrão de escoamento é considerado como leito em movimento em função dos efeitos relativos à maior sedimentação das partículas. Certa parcela de partículas ainda possui capacidade de movimentação;
- $v_3$ : a diminuição da velocidade da mistura reduz a capacidade de carreamento das partículas por parte do fluido. Com isso, a aglomeração periódica das partículas contribui para formação de leito estacionário na porção inferior da seção transversal da tubulação. Algumas partículas poderão ainda entrar em movimento, caso ocorra migração eventual, para a região superior da seção transversal. Em velocidades abaixo de  $v_3$ , a seção transversal do escoamento da mistura é obstruída em função do acúmulo excessivo de partículas, aumentando assim a queda de pressão.

As regiões delimitadas pelas velocidades de transição  $v_3$  e  $v_2$  na Figura 9 não são adequadas para a operação de sistemas de escoamentos na presença de partículas sólidas (CROWE, 2006). O regime de escoamento líquido-sólido com leito em movimento é atribuído à velocidade crítica  $v_{cr}$ , onde elevadas instabilidades ao longo do campo de escoamento são observadas, pois à medida que o valor da velocidade do escoamento é reduzido em direção a  $v_3$ , a tendência de formação de leito estacionário é cada vez maior.

Valores próximos à velocidade  $v_{cr}$  normalmente não são utilizados, uma vez que não é desejável operar sistemas de escoamento com linha de tubulação parcialmente bloqueada. Outra consequência decorrente da operação em regime de escoamento com leito de partículas em movimento, é a elevação dos níveis de desgaste pelo mecanismo de abrasão devido ao contato das partículas com as paredes do tubo (PARZONKA; KENCHINGTON; CHARLES, 1981).

Velocidades de escoamento em torno de  $v_1$  devem ser selecionadas para melhor eficiência operacional do sistema (ABULNAGA, 2002; CROWE; SCHWARZKOPF; SOMMERFELD; TSUJI, 2012). De acordo com resultados de estudos experimentais, é importante que a velocidade do fluido de transporte seja selecionada de maneira a evitar a formação de leito de partículas (OKRAJNI; AZAR, 1986).
É importante avaliar os regimes de escoamento do fluido e de deslizamento entre fluido e partícula – diferença entre as velocidades do fluido e partícula. Mesmo com escoamento do fluido de transporte em regime laminar, dependendo das propriedades físicas, e características geométricas e dimensionais das partículas, regimes de deslizamento laminar ou turbulento podem ocorrer (OKRAJNI; AZAR, 1986).

A Figura 10 ilustra o esquema de partícula esférica imersa no escoamento de fluido  $(v_f)$  no interior de tubo. Diferentes níveis de inclinação  $(\theta)$  da tubulação são utilizados para demonstrar o comportamento das componentes axial  $(v_{s,a})$  e radial  $(v_{s,r})$  da velocidade de sedimentação  $(v_s)$  da partícula. Dois regimes de escoamento podem ser considerados com base na Figura 10: o regime de escoamento do fluido e o regime de escoamento de deslizamento, associado à velocidade relativa da partícula  $(v_f - v_s)$ .

# Figura 10 – Sedimentação de partícula no interior de tubo. $v_s$ = velocidade de sedimentação da partícula; $v_{s,a}$ = componente axial da velocidade de sedimentação; $v_{s,r}$ = componente radial da velocidade de sedimentação; $\theta$ = ângulo de inclinação do tubo.



Fonte: (OKRAJNI; AZAR, 1986)

A avaliação da capacidade de carreamento da fase sólida pelo fluido de transporte é crucial para se determinar o regime de escoamento a ser utilizado. Apesar do regime de escoamento de deslizamento laminar resultar em menor velocidade relativa da partícula, o escoamento do fluido de transporte em regime laminar nem sempre é o ideal para se obter carreamento eficiente da fase sólida (OKRAJNI; AZAR, 1986).

Resultados disponíveis na literatura a respeito de escoamento líquido-sólido de fluido viscoplástico indicam que em elevados ângulos de inclinação a componente axial da velocidade de deslizamento da partícula é menos significativa, reduzindo a capacidade de movimentação da fase sólida quando o escoamento ocorre em regime laminar (OKRAJNI; AZAR, 1986, TOMREN; IYOHO; AZAR, 1986).

O perfil de velocidade originado pelo fluido que escoa no interior da tubulação desempenha função relevante na capacidade de transporte das partículas. A Figura 11 ilustra perfis de velocidade distintos em função do comportamento não newtoniano da fase líquida. O escoamento de fluidos não newtonianos cujos perfis de velocidade possuem formato mais achatado apresenta maior capacidade de carreamento de partículas. Isso é devido à menor porção da seção anular disponível para sedimentação da partícula, e que também interfere no mecanismo de formação do leito de partículas (OKRAJNI; AZAR, 1986).

Figura 11 – Perfis de velocidade axial decorrentes do escoamento de fluido de Lei de Potência em de tubo de seção circular para diferentes valores do índice de modelo de Lei de Potência (n).  $u_f$  = velocidade do fluido,  $u_{f,med}$  = velocidade média do escoamento, R = raio do tubo, r = direção radial.



Fonte: (OKRAJNI; AZAR, 1986)

#### Efeito da granulometria sobre a capacidade de movimentação das partículas

O transporte de fases sólidas no interior de sistemas de tubulação depende do tamanho das partículas. Em se tratando de partículas maiores, o processo de carreamento é dominado, praticamente, pela vazão da fase líquida. Já o transporte de partículas menores é influenciado de maneira significativa pela rotação da coluna de perfuração e também pela reologia do fluido de transporte (DUAN; MISKA; YU; TAKACH; AHMED, 2008). Nesse sentido, a discussão acerca da capacidade de transporte da fase sólida em função do tamanho das partículas é bastante ampla. Entretanto, relatos de diferentes pesquisadores indicam divergências em função de resultados obtidos.

O deslocamento de fases sólidas em sistemas tubulares depende de uma série de fatores, dentre os quais destaca-se a natureza do fluido de transporte. Desta forma, não é apropriado afirmar que partículas são carreadas com maior ou menor dificuldade com base somente na granulometria (DUAN; MISKA; YU; TAKACH; AHMED, 2008). Além disso, a determinação do regime de escoamento líquido-sólido e a queda de pressão também exigem o conhecimento de fatores adicionais, como massa específica das fases líquida e sólida, viscosidade do fluido, diâmetro e inclinação da tubulação, e velocidade do escoamento (TURIAN; YUAN; MAURI, 1971).

Estudos revelam que a utilização de água como fluido de transporte de fases sólidas apresenta maior dificuldade de carreamento de partículas de dimensões menores (aproximadamente 0,45 mm) (DUAN; MISKA; YU; TAKACH; AHMED, 2008). De outra maneira, quando a fase líquida apresenta comportamento viscoplástico, partículas menores são transportadas mais facilmente (WALKER; LI, 2000; DUAN; MISKA; YU; TAKACH; AHMED, 2008). O aumento na capacidade de carreamento da fase sólida de dimensões maiores é atribuída à maior força de arrasto que atua sobre as partículas (BILGESU; MISHRA; AMERI, 2007).

#### Efeito da rotação da parede interna do anular

A rotação da parede interna da seção anular imprime deslocamento de fluido na direção tangencial. Entretanto, conforme dados obtidos a partir de dados experimentais, a rotação não exerce influência significativa sobre a capacidade de transporte de partículas sólidas (OKRAJNI; AZAR, 1986, TOMREN; IYOHO; AZAR, 1986). Para regimes de

escoamento líquido-sólido em que se observa a formação de leito de partículas em tubos com elevada inclinação, a rotação pode contribuir para a desestruturação do leito de sólidos em função da ação mecânica – contato – sobre as partículas (OKRAJNI; AZAR, 1986).

#### Efeito da tensão limite de escoamento do fluido

Fluidos viscoplásticos apresentam certa capacidade de manter partículas em suspensão, pois são caracterizados pela tensão limite de escoamento que exerce influência sobre a velocidade de sedimentação de partículas sólidas (DEDEGIL, 1987). Observações experimentais mostram que a utilização de fluidos de Bingham com maior valor para a razão entre a tensão limite de escoamento<sup>2</sup> e a viscosidade plástica<sup>3</sup> (YP/PV) resulta em maior capacidade de transporte de partículas sólidas para tubulações com elevados ângulos de inclinação, mesmo para escoamento em regime laminar (OKRAJNI; AZAR, 1986). Entretanto, quando o aumento ocorre somente no valor da tensão limite de escoamento do fluido, o incremento na capacidade de transporte da fase sólida é ligeiramente maior (OKRAJNI; AZAR, 1986, TOMREN; IYOHO; AZAR, 1986).

## 2.1.3 Regimes de Escoamento Líquido-sólido

A principal maneira de diferenciar regimes de escoamento líquido-sólido se dá por meio da avaliação da distribuição de partículas ao longo da seção transversal da tubulação (MISHRA; CHANDRA; ARORA, 2012). O delineamento dos regimes de escoamento é realizado, na maioria das situações, de forma subjetiva devido à complexidade inerente à modelagem do comportamento de partículas sólidas em escoamentos através de dutos.

Metodologias para definir critérios quantitativos de transição entre regimes de escoamento estão disponíveis na literatura (LEGRAND; BERTHOU; FILLAUDEAU, 2007), e envolvem análise da distribuição cumulativa da fase sólida, incluindo perfis de concentração de partículas, velocidade relativa entre fases líquida e sólida e o tempo de permanência das partículas ao longo da tubulação. A fim de proporcionar melhor caracterização dos regimes de escoamento líquido-sólido, diagramas de padrões de escoamento são desenvolvidos com base em informações oriundas de dados experimentais e simulações numéricas.

<sup>2</sup> *YP* representa a tensão limite de escoamento do fluido de Bingham ( $\tau_y$ ).

<sup>3</sup> *PV* representa a viscosidade plástica do fluido de Bingham ( $\mu_0$ ).

A Figura 12 ilustra o exemplo de diagrama de regime de escoamento líquido-sólido, onde se avalia a relação entre a velocidade de escoamento e a tensão limite do fluido de transporte (POLOSKI et al., 2009). A transição entre regimes laminar e turbulento é descrita pela curva de velocidade "Limite de Deposição de Transição" –  $V_{LDT}$ .

Em cada regime de escoamento, existe uma subdivisão, cujo intuito é identificar a capacidade de carreamento das partículas. A curva de velocidade "Limite de Deposição Crítico" –  $V_{LDC}$  – separa o regime turbulento em instável e estável. De maneira semelhante, o regime laminar é subdividido em instável e estável pela curva de velocidade "Limite de Deposição Laminar" –  $V_{LDL}$ . A característica instável indica acúmulo de partículas na parte inferior da tubulação e configuração de leito em movimento ou estacionário. A denominação estável está associada à maior capacidade de movimentação das partículas e remete ao escoamento heterogêneo ou com a fase sólida suspensa, conforme ilustra a Figura 9.

Figura 12 – Influência da tensão limite de escoamento sobre os padrões de escoamento líquidosólido para regimes de escoamento laminar e turbulento.  $V_{LDC}$  representa a velocidade relativa ao limite de deposição crítico,  $V_{LDL}$  é a velocidade associada ao limite de deposição laminar e  $V_{LDT}$  a velocidade de deposição de transição.



Fonte: (POLOSKI et al., 2009)

O escoamento de fluidos viscoplásticos poliméricos em regime laminar apresenta certas vantagens quando há necessidade de carreamento de partículas sólidas (MISHRA; CHANDRA; ARORA, 2012): a) A capacidade de manter as partículas em suspensão é maior quando se utiliza fluido de comportamento pseudoplástico, pois a viscosidade é máxima no centro da tubulação. O mesmo efeito é obtido com fluido viscoplástico (CHHABRA; RICHARDSON, 1999); b) A queda de pressão é considerada baixa em função da menor viscosidade do fluido próximas às paredes do tubo.

## 2.2 INTERAÇÕES ENTRE FASES PRESENTES NO ESCOAMENTO

## 2.2.1 Características do Acoplamento entre Fases

A modelagem numérica de escoamentos multifásicos envolve a caracterização das interações entre as fases presentes no campo de escoamento. O nível de complexidade na descrição matemática dessas interações depende do tipo de acoplamento a ser empregado na simulação. Elementos associados à transferência de massa, quantidade de movimento, e energia poderão contribuir para diferentes formas de acoplamento entre as fases (CROWE; SCHWARZKOPF; SOMMERFELD; TSUJI, 2012).

O acoplamento denominado de uma via envolve a influência do escoamento de uma fase sobre outra sem que haja efeito contrário. No acoplamento duas vias ocorre influência recíproca entre as fases, ou seja, o escoamento do fluido afeta o deslocamento da fase sólida, e a fase sólida influencia o comportamento do fluido. Em se tratando do acoplamento quatro vias, as partículas presentes no campo de escoamento afetam o comportamento de partículas adjacentes (LAÍN; SOMMERFELD, 2008; CROWE; SCHWARZKOPF; SOMMERFELD; TSUJI, 2012).

## 2.2.2 Movimentação de Partículas Sólidas em Fluidos não Newtonianos

A descrição do deslocamento de fases sólidas em meios fluidos exige o conhecimento de variáveis que afetam as forças resistivas que atuam sobre as partículas, de modo que a determinação do coeficiente de arrasto é fator primordial na obtenção de soluções com adequada exatidão. A capacidade de transporte das partículas depende, essencialmente, da força de arrasto exercida pelo escoamento do fluido. Diversas correlações têm sido propostas para o coeficiente de arrasto sobre partículas que se deslocam em diversos tipos de fluidos. Resultados obtidos para a velocidade terminal de partícula esférica sólida em fluido viscoplástico sugerem que um dos principais obstáculos é descrever a tensão de cisalhamento do fluido em regiões próximas à superfície da partícula (VALENTIK; WHITMORE, 1965).

Devida atenção também deve ser dada à chamada região deformada de fluido que se forma ao redor da partícula durante a sedimentação, conforme ilustra a Figura 13, e reportada por diversos pesquisadores (VALENTIK; WHITMORE, 1965; ANSLEY; SMITH, 1967; BERIS; TSAMOPOULOS; ARMSTRONG; BROWN, 1985; PRASHANT, 2011; WADNEKAR; AGRAWAL; TADE; PAREEK, 2016). Existe sugestão que o cálculo do número de Reynolds seja realizado considerando o diâmetro da região de influência como a dimensão característica (VALENTIK; WHITMORE, 1965). Porém, é preciso avaliar até que ponto essa região interfere na movimentação da partícula ao longo do fluido, além da dificuldade em se determinar o tamanho exato da região deformada para incluir no cálculo do número de Reynolds.



Figura 13 – Regiões deformada e não deformada de fluido viscoplástico tipo Herschel-Bulkley em torno de partícula que sedimenta com velocidade terminal  $v_s$ .

Fonte: (NAZARI; HARELAND; AZAR, 2010)

Regiões não deformadas são observadas no processo de sedimentação de partícula sólida em fluido viscoplástico conforme ilustra a Figura 13 (BERIS; TSAMOPOULOS; ARMSTRONG; BROWN, 1985). Desta forma, o coeficiente de arrasto de partículas que se deslocam imersas em fluidos viscoplásticos será influenciado por termos relativos a tensões viscosas, além da contribuição da tensão limite de escoamento do próprio fluido (DEDEGIL, 1987). Os fatores anteriormente citados são responsáveis pelo aumento da força de arrasto sobre a partícula, dificultando ainda mais a movimentação da partícula através do campo de escoamento (ANSLEY; SMITH, 1967).

A modelagem numérica dos efeitos associados à sedimentação de partículas sólidas em fluidos viscoplásticos se faz necessária devido à complexidade da descrição matemática envolvida. Em se tratando de fluido viscoplástico, a viscosidade é função que depende, dentre outras variáveis, da taxa de deformação imposta ao fluido (BIRD; DAI; YARUSSO, 1983). Nesse sentido, a caracterização do comportamento de fases sólidas submetidas à ação gravitacional e imersas em campos de escoamento de fluidos é indispensável a fim de avaliar o balanço de forças que atuam sobre as partículas.

Um importante item relacionado à movimentação de partículas sólidas em líquidos poliméricos é o delineamento da tensão de cisalhamento do fluido que circunda a superfície da partícula, onde a hipótese da região específica é peculiaridade física e significante em sedimentação em fluido viscoplástico (ANSLEY; SMITH, 1967; VALENTIK; WHITMORE, 1965). Ao ser atingido o critério de tensão limite de escoamento, a região é considerada deformada. Em locais afastados da superfície da partícula, o fluido assume a condição de rigidez e observa-se a superfície limitante entre a região deformada e não deformada (BERIS; TSAMOPOULOS; ARMSTRONG; BROWN, 1985; LIU; MULLER; DENN, 2002).

A distribuição dos níveis de tensão do fluido influencia o comportamento da fase sólida e a região plástica que se desloca com a partícula apresenta variações instantâneas e localizadas entre condição deformada e não deformada (ANSLEY; SMITH, 1967). A modelagem numérica adequada da superfície limite de deformação para obtenção de resultados com adequado nível de exatidão depende de maneira significativa do tamanho da malha (BERIS; TSAMOPOULOS; ARMSTRONG; BROWN, 1985).

Simulações de escoamentos de fluidos não newtonianos envolvem malhas com elementos de volume de dimensões reduzidas para diminuir erros numéricos (WACHS, 2007; PANG; WANG, S.; WANG, Q.; YANG; LU; HASSAN; JIANG, 2018). Entretanto, quando

fases sólidas estão presentes no campo de escoamento, instabilidades podem na simulação quando malhas muito refinadas são utilizadas (CAPECELATRO; DESJARDINS, 2013). Felizmente, esquemas de modelagem numérica para acoplamento duas vias de fases líquidas e sólidas estão disponíveis, incluindo a aproximação *two-grid* (BARAN; GREENING; KODL, 2016; DEB; TAFTI, 2013).

Quando determinado grupo de partículas ocupa totalmente o volume da célula da malha de fluido, a fração volumétrica da fase líquida é nula. Uma vez que a fração volumétrica de fluido parte das equações de balanço, o esquema de integração numérica produzirá resultados com erros significativos. Com o intuito de reduzir as instabilidades numéricas, o procedimento denominado *two-grid* foi desenvolvido para a modelagem entre fases líquidas e sólidas (BARAN; GREENING; KODL, 2016; DEB; TAFTI, 2013).

Uma alternativa para a simulação de escoamentos líquido-sólidos é o acoplamento entre a dinâmica de fluidos computacional e o método de elementos discretos (CFD-DEM). A abordagem é considerada euleriana-lagragiana, onde as equações de balanço da fase contínua são resolvidas na forma euleriana pelo método dos volumes finitos (DEB; TAFTI, 2013), e a modelagem da fase sólida ocorre por meio do procedimento numérico explícito, denominado método de elementos discretos (CUNDALL; STRACK, 1979).

Em simulações envolvendo fluidos não newtonianos, malhas com elevado grau de refinamento são exigidas na discretização do domínio computacional, a fim de descrever adequadamente o comportamento do escoamento do fluido (PANG; WANG, S.; WANG, Q.; YANG; LU; HASSAN; JIANG, 2018). Entretanto, a solução numérica poderá apresentar instabilidades quando malhas com elementos de volume menores que o volume das partículas no campo de escoamento (CAPECELATRO; DESJARDINS, 2013).

## 2.2.3 Interações entre Fases Sólidas

A modelagem matemática do comportamento de fases sólidas presentes no campo de escoamento de fluidos exige a caracterização de fenômenos associados às forças de interação entre partículas, e entre partículas e fronteiras sólidas. A movimentação de leitos de partículas durante o transporte de sólidos em sistemas tubulares envolve aspectos estáticos e dinâmicos relativos ao atrito. A fim de garantir resultados com níveis aceitáveis de erros, é necessário considerar adequadamente as forças de atrito na execução de simulações numéricas de escoamento líquido-sólido.

O coeficiente de atrito entre partículas e fronteiras sólidas interfere de maneira significativa na formação de leitos de sólidos em sistemas de tubulação direcionais (GAVIGNET; SOBEY, 1989). Portanto, depreende-se que níveis elevados de erros poderão ocorrer nas situações em que coeficientes de atrito de rolamento e deslizamento não sejam devidamente determinados.

## 2.3 CRITÉRIOS DE DEFINIÇÃO DE REGIMES DE ESCOAMENTO

A construção de mapas de padrões de escoamento líquido-sólido é realizada a partir de resultados experimentais e modelagens numéricas, e embora critérios quantitativos sejam utilizados, muitas vezes os limites de transição são descritos considerando observações visuais do escoamento (KELESSIDIS; BANDELIS, 2004; LEGRAND; BERTHOU; FILLAUDEAU, 2007), o que por vezes dificulta a definição dos padrões de escoamento. Mesmo com a utilização de programas de simulação numérica, resultados inconclusivos ou com baixo nível de exatidão pode ocorrem em função de erros de paralaxe.

Objetivando desenvolver o método de especificação dos regimes de escoamento líquido-sólido que forneça maior confiabilidade no processo de identificação das velocidades de transição, propõe-se a utilização da energia cinética média das partículas ao longo do campo de escoamento como critério quantitativo (TSUJI; TANAKA; ISHIDA, 1992). A justificativa para utilização desse parâmetro de controle se deve à facilidade no monitoramento da velocidade média das partículas, ao mesmo tempo em que fornece subsídio para avaliar se o passo de tempo para modelagem da fase sólida está adequado.

A partir de informações retratadas na literatura, a caracterização das variáveis envolvidas no escoamento líquido-sólido de fluido viscoplástico é essencial para a modelagem adequada do mecanismo de formação de leito de partículas e dos fenômenos decorrentes da presença de sólidos na fase líquida. A complexidade dessa classe de problema associada ao elevado tempo demandado para execução de simulações com acoplamento CFD-DEM promovem certa escassez de resultados numéricos (TSUJI; KAWAGUCHI; TANAKA, 1993), principalmente quando se trata de transporte de partículas sólidas em tubo de seção anular excêntrica e rotativa. Desta forma, as contribuições desta tese podem ser elencadas conforme objetivos específicos que visam a:

- Compreensão dos mecanismos de transporte e formação de leito de partículas em seção anular excêntrica, inclinada e rotativa;
- Especificação das condições para calibração do método de elementos discretos;
- Identificação dos parâmetros que influenciam a modelagem numérica do escoamento de fluido viscoplástico na presença de partículas sólidas;
- Geração de malha de volumes finitos capaz de se adequar à geometria excêntrica da seção anular;
- Avaliação da capacidade de transporte da fase sólida por fluido viscoplástico, considerando tubulação inclinada, excêntrica e com rotação da parede interna.

## **3 MODELAGEM MATEMÁTICA**

Neste capítulo são apresentadas a configuração geométrica da tubulação e as equações utilizadas na formulação matemática do problema de escoamento líquido-sólido de fluido viscoplástico em tubo anular excêntrico e rotativo. As hipóteses simplificadoras são aplicadas nas equações diferenciais que modelam o comportamento da fase líquida, incluindo condições de contorno empregadas no processo de solução. São fornecidas também as equações que descrevem o comportamento reológico do fluido, além das equações utilizadas nos cálculos relacionados às forças de interação entre as fases líquida e sólida. Por fim, são abordados os grupos adimensionais utilizados na análise dos fenômenos envolvidos no problema.

#### 3.1 GEOMETRIA DO PROBLEMA

A geometria relativa ao domínio computacional utilizado na condução das simulações numéricas está ilustrada na Figura 14. O raio externo do tubo anular é definido como R e o raio interno é calculado em função do parâmetro  $\xi$  de acordo com  $\xi R$ .



Figura 14 – Domínio computacional do tubo anular excêntrico rotativo.

## Fonte: (Autor)

A distância entre as linhas de centro das seções externa e interna do anular (e) é relacionada à excentricidade (ecc) conforme Eq. (1).

$$e = R(1 - \xi)ecc \tag{1}$$

O comprimento e a inclinação da tubulação são dados por (L) e  $(\chi)$ , respectivamente. A rotação da parede interna do anular é especificada por  $(\Omega)$ , a vazão mássica da fase sólida conforme o termo  $\dot{m}_p$ . A injeção das partículas no domínio computacional ocorre na parte inferior da tubulação, cuja localização ao longo da direção axial é dada pelo parâmetro  $(L_{ip})$ de acordo com a Figura 14.

## 3.2 EQUAÇÕES DA FASE LÍQUIDA

A presença de partículas sólidas no campo de escoamento do fluido é computada nas equações de balanço de massa, Eq. (2) e quantidade de movimento, Eq. (3) por meio da fração volumétrica da fase líquida  $(C_f)$  (ISHII; HIBIKI, 2011),

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( C_f \rho_f \right) + \nabla \cdot \left( C_f \rho_f \mathbf{u}_f \right) = 0 \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( C_f \rho_f \mathbf{u}_f \right) + \nabla \cdot \left( C_f \rho_f \left| \mathbf{u}_f \right| \mathbf{u}_f \right) = -\nabla \left( p C_f \right) + \nabla \cdot \left( C_f \mathbf{T} \right) + C_f \rho_f \mathbf{g} + \Psi_{imt}$$
(3)

sendo t o tempo [s],  $C_f$  a fração volumétrica da fase contínua, Eq. (4),  $\rho_f$  a massa específica [kg·m<sup>-3</sup>] do fluido,  $\mathbf{u}_f$  o vetor velocidade [m·s<sup>-1</sup>] do fluido,  $\nabla$  o operador vetorial diferencial em coordenadas cilíndricas conforme Eq. (7) e Figura 15, p a pressão [Pa],  $\mathbf{T}$  o tensor tensão viscosa [Pa], Eq. (8), g o vetor aceleração [m·s<sup>-2</sup>] da gravidade Eq. (10),  $\Psi_{imt}$  o termo de transferência de quantidade de movimento [N·m<sup>-3</sup>] entre as fases líquida e sólida, Eq. (12),

$$C_f = \frac{Q_f}{Q_f + Q_s} = 1 - C_s \tag{4}$$

em que  $Q_f$  e  $Q_s$  representam as vazões volumétricas  $[m^3 \cdot s^{-1}]$  das fases líquida e sólida, respectivamente, e  $C_s$  a concentração volumétrica da fase sólida.

O escoamento ocorre em regime transiente, e é considerado incompressível, portanto, a massa específica do fluido ( $\rho_f$ ) é constante, de forma que a equação de balanço de massa – Eq. (2) – é dada pela Eq. (5), e a equação da quantidade de movimento – Eq. (3) – é descrita pela Eq. (6),

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( C_f \right) + \nabla \cdot \left( C_f \mathbf{u}_f \right) = 0 \tag{5}$$

$$\rho_f \frac{\partial}{\partial t} \left( C_f \mathbf{u}_f \right) + \rho_f \nabla \cdot \left( C_f \left| \mathbf{u}_f \right| \mathbf{u}_f \right) = -\nabla \left( p \ C_f \right) + \nabla \cdot \left( C_f \mathbf{T} \right) + C_f \rho_f \mathbf{g} + \mathbf{\Psi}_{imt}$$
(6)

$$\nabla = \hat{\mathbf{e}}_r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \hat{\mathbf{e}}_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + \hat{\mathbf{e}}_z \frac{\partial}{\partial z}$$
(7)

Os termos  $\hat{\mathbf{e}}_r$ ,  $\hat{\mathbf{e}}_{\theta} \in \hat{\mathbf{e}}_z$  representam os vetores unitários nas direções r,  $\theta \in z$ , respectivamente, de acordo com a Figura 15.

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} T_{rr} & T_{r\theta} & T_{rz} \\ T_{\theta r} & T_{\theta \theta} & T_{\theta z} \\ T_{zr} & T_{z\theta} & T_{zz} \end{bmatrix}$$
(8)

sendo  $T_{rr}$  a tensão [Pa] que atua sobre o plano normal à direção radial (r), e direcionada ao longo da direção radial (r),  $T_{r\theta}$  a tensão [Pa] que atua sobre o plano normal à direção radial (r), e direcionada ao longo da direção radial  $(\theta)$ ,  $T_{rz}$  a tensão [Pa] que atua sobre o plano normal à direção radial (r), e direcionada ao longo da direção radial (z),  $T_{\theta\theta}$  a tensão [Pa] que atua sobre o plano normal à direção tangencial ( $\theta$ ), e direcionada ao longo da direção radial ( $\theta$ ),  $T_{\theta r}$  a tensão [Pa] que atua sobre o plano normal à direção tangencial ( $\theta$ ), e direcionada ao longo da direção radial (r),  $T_{\theta z}$  a tensão [Pa] que atua sobre o plano normal à direção tangencial ( $\theta$ ), e direcionada ao longo da direção radial (z),  $T_{zz}$  a tensão [Pa] que atua sobre o plano normal à direção axial (z), e direcionada ao longo da direção radial (z),  $T_{zr}$  a tensão [Pa] que atua sobre o plano normal à direção axial (z), e direcionada ao longo da direção radial (z), e direcionada ao longo da direção radial (z), e direcionada ao longo da direção axial (z).

As tensões normais  $T_{rr}$ ,  $T_{\theta\theta}$  e  $T_{zz}$  na Eq. (8) são consideradas nulas. Com isso, o tensor tensões viscosas é dado pela Eq. (9).

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} 0 & T_{r\theta} & T_{rz} \\ T_{\theta r} & 0 & T_{\theta z} \\ T_{zr} & T_{z\theta} & 0 \end{bmatrix}$$
(9)

Figura 15 – Sistema de coordenadas cilíndricas em seção anular.



Fonte: (Autor)

$$\mathbf{g} = \hat{\mathbf{e}}_r g_r + \hat{\mathbf{e}}_\theta g_\theta + \hat{\mathbf{e}}_z g_z \tag{10}$$

O vetor aceleração gravitacional na Eq. (10) atua ao longo da direção r de acordo com a Figura 14 e assume a forma da Eq. (11).

$$\mathbf{g} = \hat{\mathbf{e}}_r g_r \tag{11}$$

$$\Psi_{imt} = \sum \mathbf{F}_{SL} \tag{12}$$

O termo  $\sum \mathbf{F}_{SL}$  na Eq. (12) representa o somatório das forças que atuam sobre a fase sólida S devido à ação da fase líquida L em cada célula da malha, conforme condição estabelecida na Eq. (13),

$$\mathbf{F}_{SL} = -\mathbf{F}_{LS} \tag{13}$$

## 3.3 CONDIÇÕES INICIAIS E DE CONTORNO

As condições iniciais e de contorno descritas nas Equações (28) a (19) consideram o esquema ilustrado na Figura 16 e foram empregadas na solução das equações de balanço (2) e (3). A excentricidade da seção anular (*ecc*) é dada pela Eq. (14), e foi mantida igual à utilizada no estudo experimental do caso de validação descrito no APÊNDICE C. A velocidade do fluido na seção de entrada da tubulação é dada pela Eq. (28),

ecc = 50% (14)

$$u_{f,z}(r, z = 0, t) = Q_f / A_z \tag{15}$$

em que  $u_{f,z}$  representa a velocidade [m·s<sup>-1</sup>] do fluido ao longo da direção axial (z) e  $A_z$  a área [m<sup>2</sup>] da seção transversal normal ao sentido do escoamento. O tubo interno é dotado de rotação, desta forma, a velocidade do fluido em contato com as paredes externas da seção interna do anular é dada pela Eq. (16),



Figura 16 - Domínio computacional do tubo anular excêntrico rotativo.

Fonte: (Autor)

$$u_{f,\theta}\left(r = \xi R, z, t\right) = \Omega \xi R \tag{16}$$

sendo  $u_{f,\theta}$  a velocidade [m·s<sup>-1</sup>] do fluido ao longo da direção tangencial  $\theta$ .

A velocidade do fluido ao longo da direção axial  $(u_{f,z})$  é nula em função das condições de não escorregamento tanto na parede interna do tubo externo (r = R), quanto na parede externa  $(r = \xi R)$  do tubo interno da seção anular, de acordo com a Eq. (17).

$$u_{f,z} (r = R, z, t) = u_{f,z} (r = \xi R, z, t) = 0$$
(17)

A velocidade do fluido na direção tangencial  $(u_{f,\theta})$  é igualmente nula na superfície interna do tubo externo do anular, Eq. (18).

$$u_{f,\theta} \left( r = R, z, t \right) = 0 \tag{18}$$

A pressão atmosférica  $(p_{atm})$  atua na seção de saída da tubulação, Eq. (19)

$$p(r, z = L, t) = p_{\text{atm}}$$
(19)

A injeção das partículas no domínio computacional ocorre na posição  $L_{ip} = 0,3m$  e com velocidade  $(u_p)$  nula – Eq. (20) – conforme ilustra a Figura 16, somente após o escoamento de fluido alcançar o regime permanente.

$$u_p \left( z = L_{ip}, t = 0 \right) = 0 \tag{20}$$

#### 3.4 FLUIDO NEWTONIANO GENERALIZADO – MODELO HERSCHEL-BULKLEY

A fase líquida considerada nas simulações deste trabalho possui comportamento viscoplástico, ou seja, a deformação de elementos de fluido ocorre somente após determinado limite de tensão de escoamento ser ultrapassado. A função viscosidade da fase líquida é caracterizada pelo modelo de três parâmetros de Herschel-Bulkley, onde o tensor tensão ( $\tau$ ) é descrito na forma constitutiva conforme Eq. (21) para tensões acima da tensão limite de escoamento do fluido (MACOSKO, 1994),

$$\boldsymbol{\tau} = \left[\frac{\tau_y}{\left|II_{2\mathbf{D}}\right|^{1/2}} + m\left|II_{2\mathbf{D}}\right|^{(n-1)/2}\right] 2\mathbf{D} \iff \left|II_{\tau}\right| > \tau_y^2 \tag{21}$$

sendo  $II_{\tau}$  a segunda invariante do tensor tensão [Pa<sup>2</sup>], Eq. (22),  $\tau_y$  a tensão limite de escoamento [Pa] do fluido,  $II_{2D}$  a segunda invariante do tensor taxa de deformação [s<sup>-2</sup>], Eq. (23), m o índice de consistência do fluido [Pa·s<sup>n</sup>], n o índice de lei de potência, e 2D o tensor taxa de deformação [s<sup>-1</sup>], Eq. (24) (MACOSKO, 1994).

$$II_{\tau} = 1/2 \left[ \left( \operatorname{tr} |\boldsymbol{\tau}| \right)^2 - \operatorname{tr} |\boldsymbol{\tau}|^2 \right]$$
(22)

$$II_{2\mathbf{D}} = 1/2 \left[ \left( \operatorname{tr} 2\mathbf{D} \right)^2 - \operatorname{tr} \left( 2\mathbf{D} \right)^2 \right]$$
(23)

$$2\mathbf{D} = \left[\nabla \mathbf{u}_f + \left(\nabla \mathbf{u}_f\right)^{\mathrm{T}}\right]$$
(24)

sendo  $\mathbf{u}_f$  o vetor velocidade [m·s<sup>-1</sup>] do fluido.

Nas situações em que a tensão originada no campo de escoamento está abaixo da tensão limite de escoamento do fluido, não há incidência de deformação, conforme Eq. (25),

$$2\mathbf{D} = 0 \Longleftrightarrow |II_{\tau}| \le \tau_y^2 \tag{25}$$

## 3.5 FORÇAS DE INTERAÇÃO ENTRE FASES

A presença de fases sólidas em campos de escoamento contribui para o desenvolvimento de forças de diferentes naturezas, tais como forças de inércia, forças de corpo e forças de superfície. A movimentação de partículas carreadas por fluidos é modelada conforme a Segunda Lei de Newton, onde os balanços das quantidades de movimento linear e angular são descritos, respectivamente, pelas equações (26) e (27),

$$M_p \frac{d}{dt} \mathbf{u}_p = \mathbf{F}_c + \mathbf{F}_B + \mathbf{F}_{SL}$$
(26)

$$\mathbf{I}_p \frac{d}{dt} \mathbf{\Omega}_p = \mathbf{\Upsilon}_p \tag{27}$$

em que  $M_p$  representa a massa [kg] da partícula,  $\mathbf{F}_c$  forças de contato [N] entre partículas e entre partículas e fronteiras sólidas,  $\mathbf{F}_B$  as forças de corpo sobre as partículas [N],  $\mathbf{F}_{SL}$  as forças de interação [N] entre as fases líquida e sólida,  $\mathbf{I}_p$  o momento de inércia da partícula [kg·m<sup>2</sup>],  $\Omega_p$  a velocidade angular da partícula [rad·s<sup>-1</sup>], e  $\Upsilon_p$  o torque [N·m] que atua sobre cada partícula devido ao contato com partículas adjacentes, fronteiras sólidas, e com o próprio fluido. É importante ressaltar que a influência da velocidade de escoamento do fluido de transporte sobre o torque  $\Upsilon_p$  pode ser desconsiderada quando baixas velocidades são empregadas.

#### 3.5.1 Interações entre Partículas e entre Partículas e Fronteiras Sólidas

O deslocamento da fase sólida no interior da tubulação ocorre em função do carreamento por parte do fluido. Assim, dependendo das propriedades relativas entre as fases, as partículas adquirem velocidades próximas, ou muito próximas, à do escoamento do fluido de transporte. Com isso, cada partícula apresenta determinada quantidade de energia cinética, que é gradualmente reduzida em função de colisões que ocorrem com partículas adjacentes, fronteiras e também devido aos efeitos de dissipação viscosa.

À medida que a concentração da fase sólida aumenta, observa-se maior frequência de colisões das partículas, provocando elevação nas perdas de energia cinética (CROWE; SCHWARZKOPF; SOMMERFELD; TSUJI, 2012). Portanto, na descrição de escoamentos líquido-sólidos é de suma importância caracterizar efeitos associados à interações entre partículas sólidas. Embora do ponto de vista físico não exista diferença, dois fenômenos são observados no âmbito do escoamento líquido-sólido: o de colisão e o de contato. A colisão é considerada evento de curta duração, enquanto o contato ocorre em períodos de longa duração (CROWE; SCHWARZKOPF; SOMMERFELD; TSUJI, 2012).

A modelagem matemática das forças de contato entre partículas pode ser realizada por meio de duas formulações: Modelo de Esfera Rígida (*Hard Sphere Model*) e Modelo de Esfera Flexível (*Soft Sphere Model*). O modelo de esfera rígida é aplicado somente quando colisões binárias estão presentes, de maneira que não é possível modelar múltiplas colisões. Por essa razão, o método de esfera rígida não será utilizado no desenvolvimento deste trabalho.

#### Modelo de Esfera Flexível – Método de Elementos Discretos (DEM)

O método de elementos discretos (DEM) foi desenvolvido com o objetivo de simplificar os cálculos relativos aos fenômenos de colisão e contato entre partículas (CUNDALL; STRACK, 1979). A modelagem DEM possibilita a realização de simulações com elevada quantidade de partículas interagindo ao longo do domínio. As interações são monitoradas a cada momento de ocorrência do contato, e a movimentação da fase sólida determinada individualmente para cada partícula.

A modelagem matemática das forças de contato entre partículas no método DEM é baseada no esquema de aproximação e colisão, conforme ilustra a Figura 17. A partícula "A" se desloca com certa velocidade de acordo com o sentido indicado e colide com a partícula "B". Após a colisão, as partículas em contato passam pelo processo de deformação. A partícula de interesse é avaliada considerando somente o contato direto com partículas adjacentes. A partícula "A" é influenciada somente pela partícula "B". A partícula "B" é influenciada somente pela partícula "B".

O esquema do método de elementos discretos – DEM permite a caracterização das forças de contato entre as fases sólidas presentes no escoamento. Além disso, aspectos relacionados ao tamanho e às propriedades físicas das partículas também são considerados. A formulação DEM é de natureza diferencial e a modelagem das forças de contato ocorre por meio da analogia ao sistema mecânico massa-mola-amortecedor, conforme Figura 18 (CUNDALL; STRACK, 1979, JOHNSON, 2003). O processo de colisão é solucionado por integração numérica das equações de movimento, em que o deslocamento do corpo de massa  $M_p$  pode ser determinado a partir da Eq. (28),

$$M_p \frac{d^2x}{dt^2} + \beta \frac{dx}{dt} + kx = 0 \tag{28}$$

sendo x o deslocamento [m] da massa  $M_p$ ,  $\beta$  o coeficiente de amortecimento [N·s·m<sup>-1</sup>] e k a constante de rigidez da mola [N·m<sup>-1</sup>]. A Eq. (28) estabelece que a relação entre força e deslocamento é linear, a energia cinética é dissipada no amortecedor e o trabalho realizado pela mola é proporcional à velocidade de deslocamento da massa  $M_p$ .



Figura 17 – Etapas de aproximação, colisão e sobreposição de partículas.

Fonte: (CROWE, 2006)

Figura 18 – Sistema mecânico massa-mola-amortecedor.



Fonte: (CROWE; SCHWARZKOPF; SOMMERFELD; TSUJI, 2012)

O elemento representativo da mola na Figura 18 atua de forma que a força de reação se desenvolve em função da sobreposição entre duas partículas em contato – ou de uma partícula em relação às fronteiras sólidas. A mola corresponde à resposta elástica do processo de colisão, assim, a força de reação faz com que a partícula retorne à sua posição original. O item relativo ao amortecedor é responsável pela dissipação de parte da energia cinética que a partícula apresentava anteriormente à colisão. Após o retorno à posição inicial, a partícula apresentará velocidade menor.

A Figura 19 ilustra a sobreposição  $(\delta)$  entre duas partículas e suas componentes normal  $(\delta_n)$  e tangencial  $(\delta_t)$ . O ponto "C<sub>0</sub>" representa o instante do contato em  $t = t_0$ , enquanto o ponto "C<sub>t</sub>" indica o deslocamento do ponto "C<sub>0</sub>" para  $t > t_0$ . No método de elementos discretos, o equacionamento considera a sobreposição de duas partículas como sendo o deslocamento x da mola na Figura 18. Os termos  $(\delta_n)$  e  $(\delta_t)$  representam as componentes normal e tangencial, respectivamente, da sobreposição após a colisão, ou seja, no tempo  $t > t_0$ .

Figura 19 – Esquema de sobreposição entre duas partículas adjacentes i e j.  $\delta_n e \delta_t$ representam as componentes normal e tangencial da sobreposição  $\delta$ , respectivamente. C<sub>0</sub> e C<sub>t</sub> são os pontos de contato nos instantes de tempo  $t_0 = 0$  e  $t > t_0$ , respectivamente.



#### Fonte: (CROWE; SCHWARZKOPF; SOMMERFELD; TSUJI, 2012)

A Figura 20 ilustra as componentes normal e tangencial da força de contato que se desenvolvem devido à sobreposição entre as partículas i e j. A força de contato entre duas partículas – ou entre partícula e fronteira sólida – é determinada pela Eq. (29) (CROWE, 2006),

$$\mathbf{F}_c = \mathbf{n}F_n + \mathbf{t}F_t \tag{29}$$

onde n e t representam os vetores unitários relativos às direções normal e tangencial, respectivamente,  $F_n$  e  $F_t$  as componentes normal Eq. (30), e tangencial Eq. (31), da força de contato [N] entre o par de partículas, respectivamente.

$$F_n = -k_n \delta_n - \beta_n u_{p,n} \tag{30}$$

$$\mathbf{F}_{t} = \begin{cases} -k_{t}\delta_{t} - \beta_{t}u_{p,t} & \Leftrightarrow |k_{t}\delta_{t}| < |k_{n}\delta_{n}|\,\mu_{sf} \\ \frac{|-k_{n}\delta_{n}|\,\mu_{sf}\delta_{t}}{|\delta_{t}|} & \Leftrightarrow |k_{t}\delta_{t}| \ge |k_{n}\delta_{n}|\,\mu_{sf} \end{cases}$$
(31)

em que  $k_n$  e  $k_t$  são definidos como os coeficientes de rigidez [N·m<sup>-1</sup>] normal e tangencial das partículas em contato, respectivamente,  $\delta_n$  e  $\delta_t$  as sobreposições [m] nas direções normal (devido à força normal) e tangencial (devido à força tangencial) no ponto de contato "C<sub>0</sub>", respectivamente,  $\beta_n$  e  $\beta_t$  os coeficientes de amortecimento [N·s·m<sup>-1</sup>] normal e tangencial, respectivamente,  $u_{p,n}$  e  $u_{p,t}$  as componentes de velocidade [m·s<sup>-1</sup>] normal e tengencial da superfície da partícula no ponto de contato "C<sub>0</sub>", e  $\mu_{sf}$  o coeficiente de atrito estático entre os elementos em contato.

O cálculo das forças de contato de acordo com a analogia entre o sistema massa-molaamortecedor, Figura 18, e o processo de sobreposição de duas partículas, Figura 19, exige a determinação das constantes de rigidez relativas ao par de partículas (ij). A constante de rigidez normal  $(k_n)$  associada à componente normal da sobreposição  $(\delta_n)$  na Figura 19 é descrita pela Eq. (32), enquanto a constante de rigidez tangencial  $(k_t)$  relacionada à componente da sobreposição na direção tangencial  $(\delta_t)$  é dada pela Eq. (33) (CROWE, 2006),

$$k_n = \frac{4}{3} E_{eq} \sqrt{\delta_n R_{eq}} \tag{32}$$



Figura 20 – Forças de contato entre duas partículas.

## Fonte: (CUNDALL; STRACK, 1979)

$$k_t = 8G_{eq}\sqrt{\delta_n R_{eq}} \tag{33}$$

de modo que  $E_{eq}$  representa o módulo de Young equivalente [Pa], Eq. (34),  $R_{eq}$  o raio equivalente [m] entre duas partículas em contato, Eq. (35), e  $G_{eq}$  o módulo de cisalhamento equivalente [Pa], Eq. (36)

$$\frac{1}{E_{eq}} = \frac{\left(1 - \nu_i^2\right)}{E_i} + \frac{\left(1 - \nu_j^2\right)}{E_j} \tag{34}$$

em que  $\nu_i$  e  $\nu_j$  representam os coeficiente de Poisson das partículas *i* e *j*, respectivamente,  $E_i$  e  $E_j$  os módulos de Young [Pa] das partículas *i* e *j*, respectivamente.

$$\frac{1}{R_{eq}} = \frac{1}{R_{p,i}} + \frac{1}{R_{p,j}}$$
(35)

sendo  $R_{p,i}$  e  $R_{p,j}$  os raios [m] das partículas *i* e *j*, respectivamente. O termo  $1/R_{eq}$  na Eq. (35) representa a curvatura relativa de duas superfícies esféricas em contato (JOHNSON, 2003).

$$\frac{1}{G_{eq}} = \frac{2\left(2-\nu_i\right)\left(1+\nu_i\right)}{E_i} + \frac{2\left(2-\nu_j\right)\left(1+\nu_j\right)}{E_j}$$
(36)

As interações de colisão e atrito que ocorrem entre os elementos da fase sólida são caracterizadas pela dissipação de energia em cada par de contato. Assim, é de se esperar que cada partícula (ou parede) atue de maneira a amortecer certa parcela de energia – nas direções normal e tangencial – após a colisão (TSUJI; KAWAGUCHI; TANAKA, 1993). A capacidade de amortecimento da partícula na direção normal (em função da força normal) está relacionada à constante de amortecimento normal ( $\beta_{n,damp}$ ) e é dada pela Eq. (37). De forma semelhante, a capacidade de dissipação de energia da partícula na direção tangencial (devido à força tangencial) é relacionada à constante de amortecimento tangencial ( $\beta_{t,damp}$ ) por meio da Eq. (38) (CROWE, 2006),

$$\beta_n = 2\beta_{n,damp}\sqrt{k_n M_{eq}} \tag{37}$$

$$\beta_t = 2\beta_{t,damp} \sqrt{k_n M_{eq}} \tag{38}$$

sendo  $\beta_{n,damp}$  a constante de amortecimento normal [N·m<sup>-1</sup>], Eq. (39),  $M_{eq}$  a massa equivalente [kg] de acordo com a Eq. (40), e  $\beta_{t,damp}$  a constante de amortecimento tangencial [N·m<sup>-1</sup>] conforme Eq. (41),

$$\beta_{n,damp} = \frac{-\ln(e_{r,n})}{\sqrt{\pi^2 + \ln(e_{r,n})^2}}$$
(39)

sendo  $e_{r,n}$  o coeficiente de restituição na direção normal,

$$M_{eq} = \frac{1}{\frac{1}{M_i + \frac{1}{M_j}}}$$
(40)

 $M_i$  e  $M_j$  são as massas [kg] das partículas i e j, respectivamente,

$$\beta_{t,damp} = \frac{-\ln(e_{r,t})}{\sqrt{\pi^2 + \ln(e_{r,t})^2}}$$
(41)

em que  $e_{r,t}$  é o coeficiente de restituição tangencial.

A força oriunda da sobreposição entre partícula e paredes do domínio é calculada por meio das equações (30) e (31). Porém, o raio e a massa da parede – onde a parede é representada pela partícula j – são considerados como  $R_j \rightarrow \infty$  e  $M_j \rightarrow \infty$ , respectivamente. Com isso, o raio equivalente dado pela Eq. (35) é reduzido ao raio da partícula  $R_{eq} = R_p$ , e a massa equivalente, Eq. (40), será a massa da própria partícula,  $M_{eq} = M_p$ .

A Figura 21 ilustra as velocidades de partícula esférica antes (i) e após (r) a colisão com superfície rígida plana. O vetor velocidade da partícula anterior à colisão  $(\mathbf{u}_i^p)$  está orientado segundo a direção de incidência  $(\lambda_i)$ , e o vetor velocidade da partícula após a colisão  $(\mathbf{u}_r^p)$  está orientado de acordo com o ângulo de recuperação  $(\theta_r)$ . Uma vez que o coeficiente de restituição não é considerado propriedade do material, mas sim do grau de severidade das características do impacto (JOHNSON, 2003), os coeficientes de restituição dos pares de contato podem ser determinados considerando o impacto de partícula esférica sobre superfície plana e rígida, conforme ilustra a Figura 21. O coeficiente de restituição normal  $(e_{r,n})$  é calculado de acordo com a Eq. (42), enquanto o coeficiente de restituição tangencial  $(e_{r,t})$  pode ser determinado pela Eq. (43) (KHARAZ; GORHAM; SALMAN, 2001),

$$e_{r,n} = \frac{u_{n,r}^p}{u_{n,i}^p}$$
(42)

$$e_{r,t} = \frac{u_{t,r}^p}{u_{t,i}^p}$$
(43)

sendo  $u_{n,r}^p$  e  $u_{n,i}^p$  as componentes normais das velocidades [m·s<sup>-1</sup>] da partícula após (r) e anterior (i) à colisão, respectivamente,  $u_{t,r}^p$  e  $u_{t,i}^p$  as componentes tangenciais das velocidades [m·s<sup>-1</sup>] da partículas após (r) e anterior (i) à colisão, respectivamente. É preciso observar que, para velocidades de impacto da partícula suficientemente baixas, a deformação dos elementos em contato permanece no campo elástico e o coeficiente de restituição é muito próximo de 1,0 (JOHNSON, 2003).

A relação entre o ângulo de incidência  $(\lambda_i)$  e as componentes normal  $u_{n,i}^p$  e tangencial  $u_{t,i}^p$  da velocidade da partícula anterior à colisão é dada pela Eq. (44). O ângulo de recuperação  $(\lambda_r)$  após a colisão da partícula com a superfície é dado pela Eq. (45) (KHARAZ; GORHAM; SALMAN, 2001).

$$\tan \lambda_i = \frac{u_{t,i}^p}{u_{n,i}^p} \tag{44}$$

$$\tan \lambda_r = \frac{u_{t,r}^p}{u_{n,r}^p} \tag{45}$$





Fonte: (KHARAZ; GORHAM; SALMAN, 2001)

O estudo a respeito do impacto elastoplástico de partícula esférica sobre superfície plana sugere que a velocidade angular da partícula após a colisão  $(\Omega_r^p)$  pode ser determinada por meio da Eq. (46) (NING, 1995),

$$\Omega_r^p = \frac{5}{2r_p} \left( u_{t,i}^p - u_{t,r}^p \right) \tag{46}$$

em que  $r_p$  é o raio [m] da partícula sob impacto.

O mecanismo de movimentação de fases sólidas no interior de tubulações depende de fatores associados a forças de resistência que atuam sobre as partículas e as interações individuais definem o comportamento global do sistema de partículas. As interações ocorrem entre partículas vizinhas, entre partículas e fronteiras sólidas e também com o próprio fluido circundante (ZHOU; WRIGHT; YANG; XU; YU, 1999).

#### 3.5.2 Interações entre as Fases Líquida e Sólida

A movimentação de fases sólidas no interior de sistemas de tubulação é caracterizada por forças que atuam sobre as partículas. Corpos sólidos que se deslocam imersos em fluidos estão sujeitos a forças de superfície, tais como a força de arrasto, que atua no sentido oposto ao da velocidade do fluido e se desenvolve em função da redução da velocidade nas regiões próximas à fronteira da partícula. A estagnação da velocidade resulta no aumento da pressão local e, consequentemente, da resistência ao deslocamento da partícula.

#### Força de arrasto

O deslocamento de partículas sólidas ao longo de campos de escoamentos de fluidos origina a chamada força de arrasto de pressão, devido à diferença de pressão entre o ponto de estagnação na parte frontal e a região de separação na parte traseira da partícula. O arrasto de pressão atua na direção normal à superfície do corpo sólido. Uma segunda contribuição de força está relacionada à tensão de cisalhamento que atua na direção tangencial à superfície da partícula, denominada arrasto de atrito (HOERNER, 1965). A força de arrasto total ( $\mathbf{F}_d$ ) engloba as forças devido ao arrasto de pressão e cisalhamento na forma da Eq. (47) (WHITE, 1991),

$$\mathbf{F}_{d} = \frac{1}{2} \rho_{f} C_{d} A_{p} \left| \mathbf{u}_{f} - \mathbf{u}_{p} \right| \left( \mathbf{u}_{f} - \mathbf{u}_{p} \right)$$
(47)

onde  $C_d$  é o coeficiente de arrasto da partícula,  $A_p$  a projeção normal da área [m<sup>2</sup>] da partícula na direção da velocidade do fluido, o termo relativo à diferença de velocidades ( $\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p$ ) na Eq. (47) representa a velocidade [m·s<sup>-1</sup>] relativa da partícula.

O coeficiente de arrasto  $(C_d)$  de elemento sólido imerso em fluido é função que depende da geometria e da textura da superfície da partícula, do número de Reynolds, da intensidade de turbulência e da aceleração relativa entre fluido e partícula (SHOOK; ROCO, 1991; PEKER; HELVACI, 2008). Em fluidos viscoplásticos, além dos elementos descritos anteriormente e termos de tensões viscosas, há contribuição da tensão limite de escoamento do fluido (ANSLEY; SMITH, 1967).



Figura 22 – Forças sobre partícula esférica imersa em fluido.

## Fonte:(Autor)

Diferentes correlações estão disponíveis a fim de descrever o comportamento do coeficiente de arrasto de partículas esféricas que se deslocam imersas em fluidos viscoplásticos. Considerando a translação de partícula esférica em fluido Herschel-Bulkley, a Eq. (48) pode ser empregada na modelagem do coeficiente de arrasto (BEAULNE; MITSOULIS, 1997),

$$C_d = \frac{24}{\text{Re}_{p,\text{HB}}} \left( 1 + 0, 15 \text{Re}_{p,\text{HB}}^{0.687} \right)$$
(48)

onde  $\operatorname{Re}_{p,\operatorname{HB}}$  representa o número de Reynolds generalizado da partícula imersa em fluido Herschel-Bulkley, conforme Eq. (49),

$$\operatorname{Re}_{p,\mathrm{HB}} = \frac{\operatorname{Re}_{p,\mathrm{PL}}}{1 + \frac{7\pi}{24} \operatorname{Bn}_{p,\mathrm{HB}}}$$
(49)

em que  $\operatorname{Re}_{p,\operatorname{PL}}$  é o número de Reynolds generalizado para partícula sólida que se desloca em fluido de lei de potência, Eq. (50) (DAZHI; TANNER, 1985), e  $\operatorname{Bn}_{p,\operatorname{HB}}$  o número de Bingham para partícula sólida que se desloca em fluido Herschel-Bulkley, Eq. (51).

$$\operatorname{Re}_{p,\operatorname{PL}} = \frac{\rho_f d_p^n \left| \mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p \right|^{2-n}}{m}$$
(50)

$$Bn_{p,HB} = \frac{\tau_y}{m} \left( \frac{d_p}{|\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p|} \right)^n$$
(51)

As forças gravitacional  $\mathbf{F}_{g}$ , em função da aceleração da gravidade local, e de empuxo

 $\mathbf{F}_b$ , devido ao volume de fluido deslocado pela partícula, atuam no centro de gravidade da partícula e são determinadas, respectivamente, pelas equações (52) e (53),

$$\mathbf{F}_g = \rho_p V_p \mathbf{g} \tag{52}$$

$$\mathbf{F}_b = \rho_f V_p \mathbf{g} \tag{53}$$

## 3.6 GRUPOS ADIMENSIONAIS

O estudo dos fenômenos envolvidos pode ser realizado por meio da determinação de grupos adimensionais que caracterizam o comportamento do escoamento. A análise dimensional pode ser utilizada para avaliar relações existentes entre diferentes quantidades físicas, e assim, obter correlações que descrevem o comportamento das variáveis envolvidas. Isso é possível, uma vez que as leis que regem ocorrências naturais são independentes do sistema de unidades selecionado (KUNDU; COHEN; DOWLING, 2012).

A determinação de grupos adimensionais que caracterizam o comportamento de escoamentos no interior de tubos depende de fatores relacionados às propriedades do fluido, características da tubulação e condições operacionais. O número de Reynolds é utilizado para delimitar regimes de escoamento laminar e turbulento, além de regiões de transição, e representa a relação entre forças inerciais e viscosas do escoamento. Considerando escoamento de fluido Herschel-Bulkley, o número de Reynolds generalizado pode ser calculado a partir da Eq. (54) (METZNER; REED, 1955),

$$\operatorname{Re}_{g} = \frac{\rho_{f} L_{c}^{n} \left| \mathbf{u}_{f} \right|^{2-n}}{m}$$
(54)

sendo  $L_c$  a dimensão característica [m].

A tensão limite de escoamento  $(\tau_y)$  é característica importante que afeta o comportamento de fluidos viscoplásticos, pois o escoamento ocorre após ultrapassado o nível relativo à tensão limite de escoamento (BIRD; ARMSTRONG; HASSAGER, 1987). Estudo de sedimentação de partícula sólida em fluido de Bingham aponta que a tensão limite de escoamento interfere na velocidade de sedimentação da partícula, devendo ser considerada nas aplicações que envolvem transporte hidráulico (DEDEGIL, 1987). Além disso, a tensão limite de escoamento também afeta o comportamento do fluido em relação a efeitos plásticos e viscosos (THOMPSON; SOARES, 2016).

A correlação proposta para o número de Reynolds de fluido de Bingham e que considera a tensão limite de escoamento ( $\tau_y$ ) é dada na Eq. (55) (DEDEGIL, 1987, THOMPSON; SOARES, 2016),

$$\operatorname{Re}_{B} = \frac{\rho_{f} \left| \mathbf{u}_{f} \right|^{2}}{\tau_{y} + \mu_{0} \left( \left| \mathbf{u}_{f} \right| / L_{c} \right)}$$
(55)

sendo  $\mu_0$  a viscosidade plástica [Pa·s] do fluido de Bingham.

O cálculo do número de Reynolds que considera a tensão limite de escoamento para fluidos com comportamento regido pelo modelo Herschel-Bulkley é dado pela Eq. (56) (THOMPSON; SOARES, 2016).

$$\operatorname{Re}_{HB} = \frac{\rho_f \left| \mathbf{u}_f \right|^2}{\tau_y + m \left( \left| \mathbf{u}_f \right| / L_c \right)^n}$$
(56)

O número de Bingham estabelece a razão entre a magnitude da tensão limite de escoamento e a tensão viscosa, conforme Eq. (57) (BERIS; TSAMOPOULOS; ARMSTRONG; BROWN, 1985),

$$Bn = \frac{\tau_y}{m} \left(\frac{L_c}{|\mathbf{u}_f|}\right)^n \tag{57}$$

Equações do número de Reynolds para fluido de Bingham que não incluam a tensão limite de escoamento são consideradas inadequadas (DEDEGIL, 1987). Uma das maneiras de analisar o comportamento de fluidos viscoplásticos é por meio do número de Hedström, obtido a partir do produto entre o número de Reynolds e o número de Bingham e descrito pela Eq. (58). O número de Hedström representa a razão entre efeitos plástico-inerciais e tensões viscosas (DARBY; CHHABRA, 2017), sendo considerado grupo adimensional adequado para caracterizar o comportamento de fluidos viscoplásticos, pois combina viscosidade plástica e tensão limite de escoamento em único parâmetro (HEDSTRÖM, 1952). Para He = 0 o fluido é considerado newtoniano (ABULNAGA, 2002).

$$He = \frac{\rho_f \tau_y L_c^2}{m^2}$$
(58)

A utilização do número de Hedström para caracterizar o comportamento do escoamento de fluido viscoplástico parece vantajosa, pois depende somente das propriedades do fluido. Entretanto, a dimensão característica ( $L_c$ ) ainda se faz presente na Eq. (58), ou seja, ainda há dependência de fatores não relacionados ao fluido (LANDRY; FRIGAARD; MARTINEZ, 2006). A escolha de (Bn) ou de (He) depende do grau de instabilidade gerada pelo escoamento, pois elevados valores de (He) podem estar associados a moderados valores de (Bn).

O problema abordado neste trabalho inclui rotação da parede interna do tubo de seção anular, assim, é necessário considerar efeitos associados à velocidade do fluido na direção tangencial  $(u_{f,\theta})$ . As instabilidades originadas pelo escoamento rotativo são caracterizadas pelo número adimensional de Taylor (Ta) (TAYLOR, 1923), o qual representa a razão entre forças inerciais e forças viscosas. O problema de Taylor considera os efeitos da viscosidade sobre a instabilidade de escoamentos rotativos (SAASEN, 2014), sendo que essas instabilidades são descritas pelo desenvolvimento de vórtices em formato toroidal à medida que a velocidade rotacional aumenta e o escoamento se afasta do regime laminar de Couette (BECKER; KAYE, 1962).

O número de Taylor considerado para escoamento de Couette-Poiseuille com fluido pseudoplástico é dado pela Eq. (59) (NAIMI; DEVIENNE; LEBOUCHE, 1990), com o número de Taylor crítico definido por  $Ta_c = 58$ ,

$$Ta = \left(\frac{R - \xi R}{\xi R}\right)^{1/2} \left(\frac{\rho D_h^n}{2^n}\right) \left[\frac{\left(\Omega \xi R\right)^{2-n}}{m}\right]$$
(59)

em que  $D_h$  representa o diâmetro hidráulico do tubo anular  $(D_h = 2 (R - \xi R))$ .

Correlação adicional para escoamento rotacional de fluido pseudoplástico é dada pela Eq. (60) (CORONADO-MATUTTI; SOUZA MENDES; CARVALHO, 2004),

$$Ta = \frac{\rho_f \Omega \xi R \left( R - \xi R \right)}{\eta \left( \dot{\gamma}_c \right)} \tag{60}$$

sendo  $\dot{\gamma}_c$  a taxa de deformação crítica conforme Eq. (61).

$$\dot{\gamma}_c = \frac{\Omega \xi R}{R - \xi R} \tag{61}$$

A formulação descrita na Eq. (60) foi considerada mais apropriada para este trabalho, pois incorpora a função viscosidade aparente ( $\eta$ ) da fase líquida. Resultados obtidos em análises de escoamento Couette-Poiseuille em seção anular revelam que elevados valores do número de Reynolds para escoamento axial proporcionam aumentam da estabilidade do escoamento na presença da rotação, ou seja, o número de Taylor crítico é maior (NAIMI; DEVIENNE; LEBOUCHE, 1990). O aumento da estabilidade do escoamento rotacional deve levar em conta que o aumento da velocidade na direção axial para fluidos com comportamento pseudoplástico também eleva o número de Taylor (SAASEN, 2014). Assim, é preciso analisar os efeitos decorrentes da combinação entre escoamento axial e rotacional.

Outro elemento que altera o valor do número de Taylor crítico é a excentricidade. Quanto maior a excentricidade do anular, maior é o número de Taylor crítico (FANG; MANGLIK, 2002). A escolha da equação a ser empregada na avaliação das instabilidades associadas à incidência dos vórtices de Taylor depende de cada aplicação, exigindo a execução de análises adicionais e que estão além dos objetivos deste trabalho.

A modelagem matemática constituída no Capítulo 3 descreve os fenômenos envolvidos no carreamento de partículas sólidas em duto de seção anular rotativo por meio do escoamento de fluido de transporte com comportamento viscoplástico. A solução das equações de balanço simplificadas da fase líquida – Equações (6) e (11) – em conjunto com o acoplamento ao método de elementos discretos serão descritas no Capítulo 4.
### 4 MODELAGEM NUMÉRICA

Este capítulo aborda os modelos de discretização das equações de balanço e também dos termos temporais utilizados na solução do problema, tanto para a fase líquida quanto para as interações entre as fases sólidas. Os critérios adotados para o cálculo do passo de tempo da modelagem numérica do fluido são apresentados. Em relação às interações que ocorrem entre as fases sólidas presentes no escoamento, diferentes modelos para o cálculo do passo de tempo são discutidos e comparados.

#### 4.1 DISCRETIZAÇÃO E SOLUÇÃO DAS EQUAÇÕES DE BALANÇO

As equações de balanço da fase contínua foram discretizadas por meio do método de volumes finitos, onde o esquema SIMPLE foi utilizado para descrever o acoplamento pressão-velocidade (PATANKAR, 1980). O esquema *Upwind* de segunda ordem foi selecionado para discretização dos termos convectivos. De modo semelhante, o esquema de segunda ordem fora utilizado na solução dos termos difusivos (SIEMENS, 2018). Para o controle do passo de tempo da fase contínua, o esquema de discretização temporal Euler implícito de primeira ordem foi empregado. A resolução do sistema linear de equações foi realizada por meio da aproximação iterativa Gauss-Seidel, com critério de convergência do resíduo normalizado  $\Phi_{norm} = 10^{-4}$ ,

$$\Phi_{norm} = \frac{\Phi_{rms}}{\Phi_{it}} \tag{62}$$

sendo  $\Phi_{rms}$  a raiz quadrada média do resíduo para todas células da malha dada pela Eq. (63),  $\Phi_{it}$  o resíduo máximo em cada iteração  $\zeta_i$ , conforme Eq. (64),

$$\Phi_{rms} = \left(\frac{1}{n_{cel}}\sum r_{sol}^2\right)^{1/2} \tag{63}$$

sendo  $n_{cel}$  o número de células contidas na malha de volumes finitos e  $r_{sol}$  o erro absoluto da solução [N], Eq (65)

$$\Phi_{it} = \max(|\zeta_1|, |\zeta_2|, ..., |\zeta_i|)$$
(64)

$$r_{sol} = \left| \frac{d}{dt} \left( C_f \rho_f \left| \mathbf{u}_f \right| \mathcal{V} \right) + \sum \left( C_f \rho_f \left| \mathbf{u}_f \right| \left| \mathbf{u}_f \right| \cdot \left| \mathbf{A} \right| \right) - \sum \left( C_f \Gamma \nabla \left| \mathbf{u}_f \right| \cdot \left| \mathbf{A} \right| \right) - S_{\phi} \mathcal{V} \right|$$
(65)

sendo  $\Gamma$  o coeficiente de difusão – viscosidade aparente do fluido [Pa·s], **A** o vetor área normal à direção do escoamento [m<sup>2</sup>],  $S_{\phi}$  o termo fonte [N·m<sup>-3</sup>] e V o volume da célula da malha [m<sup>3</sup>].

#### 4.2 DISCRETIZAÇÃO TEMPORAL DA FASE LÍQUIDA

O esquema de acoplamento numérico CFD-DEM demanda modelagem dependente do tempo, o que exige o emprego de simulação em regime transiente. Os métodos de solução descritos são considerados particularmente robustos. Por essa razão, o esquema de discretização temporal implícito pode ser usado a fim de garantir estabilidade na simulação (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). A estimativa para o passo de tempo ( $\Delta t_f$ ) a ser utilizado na solução das equações de balanço da fase contínua é dada pela Eq. (66),

$$\Delta t_f < \frac{\rho_f \left(\Delta x\right)^2}{\Gamma} \tag{66}$$

que é parte do esquema de Crank-Nicolson, onde x é o menor comprimento [m] da célula da malha de volumes finitos (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

#### 4.3 PASSO DE TEMPO DA FASE DISCRETA

A modelagem das forças de contato entre fases sólidas é um processo dinâmico no método de elementos discretos e ocorre a cada instante de tempo. A movimentação de partículas no interior de tubulações envolve o contato entre partículas adjacentes e também entre partículas e fronteiras sólidas. Essas colisões promovem dissipação da energia cinética das partículas ao longo tempo (TSUJI; TANAKA; ISHIDA, 1992). Como a fase líquida é a principal responsável pela movimentação da fase sólida, qualquer fator que culmine com a diminuição da velocidade das partículas, reduz também a capacidade de transporte por parte do fluido. Assim, o sistema de bombeamento demanda maior quantidade de energia a fim de manter as condições de escoamento para garantir o carreamento da fase sólida.

Existe, portanto, a necessidade de se considerar efeitos associados às forças de impacto a que as partículas são submetidas. Fatores como a propagação de ondas elásticas através das partículas e o tempo de duração do processo de colisão são essenciais para garantir a modelagem adequada da transferência de energia entre os elementos colidentes (LI; XU; THORNTON, 2005). Colisões entre partículas sólidas elásticas são caracterizadas pela geração e propagação de ondas de choque mecânicas, denominadas ondas de Rayleigh. A velocidade de propagação da onda elástica de Rayleigh ao longo da superfície livre da partícula esférica sólida sob impacto pode ser determinada por meio da Eq. (67) (BERGMANN, 1948),

$$u_{\text{Rayleigh}} = \frac{0.87 + 1.12\nu_p}{1 + \nu_p} \sqrt{\frac{G_p}{\rho_p}}$$
(67)

sendo  $\nu_p$  o coeficiente de Poisson da partícula. O tempo de propagação da onda de Rayleigh na superfície da partícula esférica ilustrada na Figura 23 é determinado pela Eq. (68),

$$\Delta t_{\text{Rayleigh}} = \frac{\pi r_p}{u_{\text{Rayleigh}}} \tag{68}$$





Fonte:(Autor)

A analogia com o sistema mola-amortecedor da Figura 18 considera a sobreposição entre pares de partículas e também entre partículas e fronteiras sólidas. A força de contato é relacionada a essa sobreposição por meio da aplicação do modelo força-deslocamento em cada elemento de contato (CUNDALL; STRACK, 1979). Nesse sentido, é necessário identificar o tempo em que a colisão ocorre a fim de especificar o passo de tempo da simulação numérica. Uma das maneiras para se determinar o passo de tempo crítico ( $\Delta t_{cr}$ ) do sistema massa-mola da Figura 18 é por meio da Eq. (69) (CUNDALL; STRACK, 1979).

$$\Delta t_{cr} = 2\sqrt{\frac{M_p}{k_p}} \tag{69}$$

Variações da Eq. (69) são utilizadas para cálculo do passo de tempo da modelagem numérica das interações da fase sólida. Dependendo da natureza da aplicação, a determinação do passo de tempo da partícula exige equações mais complexas, que considerem parâmetros adicionais relacionados às características da fase sólida. Em simulações de escoamento gássólido com leito de partículas fluidizado (KAFUI; THORNTON; ADAMS, 2002), e também na calibração do método de elementos discretos (RACKL; HANLEY, 2017), o passo de tempo crítico tem sido calculado de acordo com a Eq. (70),

$$\Delta t_{cr}|_{Kafui} = \frac{\pi r_p}{0,1631\nu_p + 0,8766} \sqrt{\frac{\rho_p}{G_p}}$$
(70)

em que  $G_p$  representa o módulo de cisalhamento [Pa] da partícula.

A partir da correlação descrita na Eq. (70), parâmetros de correção são empregados a fim de considerar erros na especificação de constantes relativas ao material da partícula. Valores menores ou iguais a 0,5 têm sido utilizados para o fator ( $\varepsilon$ ) na Eq. (71) (QIU; WU, 2014; RACKL; HANLEY, 2017), estabelecendo maior severidade para o cálculo do passo de tempo da fase discreta.

$$\Delta t = \varepsilon \Delta t_{cr}|_{Kafui} \tag{71}$$

#### 4.4 FUNÇÃO VISCOSIDADE DO FLUIDO HERSCHEL-BULKLEY

A descontinuidade imposta pela caracterização matemática do comportamento viscoplástico do fluido na Eq. (25) torna difícil a implementação de soluções numéricas e a obtenção de resultados congruentes com dados analíticos e experimentais quando o fluido é submetido a taxas de deformação extremamente baixas (BERCOVIER; ENGELMAN, 1980). Assim, equações e parâmetros materiais podem ser incorporados nos modelos viscoplásticos a fim de obter resposta contínua da tensão (GLOWINSKI; WACHS, 2011).

O modelo de biviscosidade descrito pelas Equações (72 a) e (72 b) é considerado adequado para descrição da função viscosidade do fluido Herschel-Bulkley em análises numéricas, pois não incorpora o valor de tensão nulo da Eq. (25) e assegura a função contínua da viscosidade em função da taxa de deformação (BEVERLY; TANNER, 1989). A viscosidade aparente do fluido ( $\eta$ ) depende da taxa de deformação ( $\dot{\gamma}$ ), de modo que para valores abaixo da taxa considerada crítica ( $\dot{\gamma}_c$ ), a fase líquida se comporta como fluido de elevada viscosidade ( $\eta_r$ ), Eq. (72 a). Quando a taxa de deformação é maior que a taxa crítica, ocorre o que se denomina de fluidização da fase líquida, e o fluido apresenta viscosidade aparente conforme Eq. (72 b),

$$\eta\left(\dot{\gamma}\right) = \eta_r \iff \left|II_{2\mathbf{D}}\right|^{1/2} \le \dot{\gamma}_c \tag{72 a}$$

$$\eta(\dot{\gamma}) = \frac{\tau_y}{|II_{2\mathbf{D}}|^{1/2}} + \frac{m}{|II_{2\mathbf{D}}|^{1/2}} \left( |II_{2\mathbf{D}}|^{1/2} - \frac{\tau_y}{\eta_r} \right)^n \iff |II_{2\mathbf{D}}|^{1/2} > \dot{\gamma}_c$$
(72 b)

sendo o termo  $\eta_r$  definido como viscosidade [Pa·s] de referência e  $\dot{\gamma}_c$  a taxa de deformação crítica [s<sup>-1</sup>], Eq. (73) (PRASHANT, 2011).

$$\dot{\gamma}_c = \frac{\tau_y}{\eta_r - m} \tag{73}$$

# Figura 24 – Comportamento da função viscosidade do fluido em função da taxa de deformação para o modelo de biviscosidade Eq. (72b).



Fonte: (Autor)

Estudos envolvendo simulações numéricas de fluidos viscoplásticos sugerem que a relação entre a viscosidade de referência ( $\eta_r$ ) e o índice de consistência (m) – ou viscosidade plástica no caso de fluido de Bingham – seja  $\eta_r = 10^3 m$  (BEVERLY; TANNER, 1989), ou ainda como  $\eta_r = 10^4 m$  a fim de evitar problemas com falsos campos de velocidade que induzam a erros de interpretação ao usar as Equações (72 a) e (72 b) (PRASHANT, 2011). O tensor tensão do fluido é calculado por meio da Eq. (74),

$$\boldsymbol{\tau} = 2\eta \left( \dot{\gamma} \right) \mathbf{D} \tag{74}$$

#### 4.5 ACOPLAMENTO CFD-DEM

A Figura 25 ilustra o esquema de malha virtual – *two-grid* – utilizado no desenvolvimento das equações de acoplamento entre fluido e partículas. As equações de balanço relativas à fase contínua são solucionadas por meio do método de volumes finitos, e a discretização ocorre nas células de menor tamanho que compõem a malha do fluido na Figura 25. A fase sólida é modelada considerando a malha virtual – célula de maior dimensão – a qual engloba grupos de células da fase contínua, cujas dimensões são menores (DEB; TAFTI, 2013).

A célula da malha virtual é utilizada no cálculo das forças de interação entre fases líquida e sólida. Na sequência, a contribuição da quantidade de movimento é distribuída ao longo das células de fluido, considerando a fração volumétrica da fase líquida ( $C_f$ ). O campo de velocidade é avaliado nas células da malha de fluido e mapeados para a célula da malha virtual, a fim de promover a transferência de quantidade de movimento e energia entre as fases líquida e sólida.

Os termos associados à fração volumétrica da fase sólida e transferência de quantidade de movimento e energia são calculados na malha virtual e mapeados de volta às células de fluido (DEB; TAFTI, 2013). O parâmetro "*cell cluster scale*" – ccs – é definido com o múltiplo do comprimento da maior célula da malha do fluido e relacionado ao comprimento da célula da malha virtual de acordo com a Eq. (75) (BARAN; GREENING; KODL, 2016),

$$L_{vc} = ccsL_{fc} \tag{75}$$

sendo  $L_{vc}$  o comprimento [m] da célula da malha virtual, ccs o parâmetro de escala da malha e  $L_{fc}$  o comprimento [m] da célula da malha de fluido.

# Figura 25 – Esquema de malha virtual do acoplamento CFD-DEM. Células da malha de fluido menor que o diâmetro da partícula. $L_{fc}$ = representa o comprimento da célula da malha de fluido e $L_{vc}$ = comprimento da célula da malha virtual.



Fonte: (DEB; TAFTI, 2013)

No esquema de acoplamento CFD-DEM, a força de contato que as fases exercem uma sobre a outra é definida pelo termo de transferência de quantidade de movimento ( $\Psi_{imt}$ ) que deve satisfazer à Eq. (76) (CROWE; SCHWARZKOPF; SOMMERFELD; TSUJI, 2012).

$$\sum \Psi_{imt} = 0 \tag{76}$$

A transferência de quantidade de movimento da fase sólida para a fase líquida é calculada por meio da Eq. (77), a qual representa o somatório da força de arrasto que atua

sobre todas as partículas  $(N_p)$  contidas no interior da célula da malha virtual (DEB; TAFTI, 2013),

$$\Psi_{imt} = \frac{1}{V_{vc}} \sum_{N_p} \mathbf{F}_d \tag{77}$$

onde  $V_{vc}$  representa o volume [m<sup>3</sup>] da célula da malha virtual, conforme ilustra a Figura 25, e  $N_p$  a quantidade de partículas contidas no interior de qualquer célula da malha virtual. A Eq. (77) representa o acoplamento duas vias no esquema de modelagem numérica CFD-DEM.

Considerando o esquema de malha virtual, a fração volumétrica da fase sólida no interior da célula da malha virtual  $(C_{s,vc})$  é determinada por meio da Eq. (78) (DEB; TAFTI, 2013),

$$C_{s,vc} = \frac{\sum_{N_p} \mathcal{V}_p}{\mathcal{V}_{vc}} \tag{78}$$

em que  $V_p$  é o volume da partícula [m<sup>3</sup>].

As simulações de escoamento líquido-sólido de fluido viscoplástico apresentam instabilidades em função da tensão limite de escoamento da fase líquida em conjunto com a elevada fração volumétrica da fase sólida nos elementos de volume da malha de fluido, principalmente durante as iterações iniciais em que ocorre a injeção das partículas. A referida instabilidade na solução das equações é descrita por perturbação introduzida pelo termo de transferência de quantidade de movimento  $\Psi_{imt}$  na Eq. (6), o que aumenta o resíduo numérico e promove condições instáveis no processo de resolução (KOHNEN; RÜGER; SOMMERFELD, 1994).

O grau da perturbação descrita anteriormente depende do nível de acoplamento entre as fases líquida e sólida. No caso de fluido viscoplástico, a interação com a fase sólida é considerada forte e, portanto, é necessário promover estabilidade a fim de garantir resultados numéricos confiáveis. A Eq. (79) reduz a fração volumétrica da fase sólida a cada iteração por meio do fator de subrelaxação ( $\alpha$ ) (KOHNEN; RÜGER; SOMMERFELD, 1994),

$$C_s^{i+1} = \alpha C_{s,vc}^{i+1} + (1-\alpha) C_s^i$$
(79)

sendo  $\alpha$  o fator de subrelaxação da fase sólida  $(0 < \alpha < 1)$ ,  $C_{s,vc}^{i+1}$  a fração volumétrica da fase lagrangiana da célula da malha virtual na iteração (i + 1), e  $C_s^i$  a fração volumétrica de sólidos transferida à fase contínua na iteração i.

A Figura 26 ilustra o comportamento da fração volumétrica da fase sólida da Eq. (79) em função das iterações ao longo da simulação. Para valores de  $\alpha$  próximos de 0, a fração de sólidos é mínima durante as iterações iniciais e aumenta ao patamar constante dado pela Eq. (78) à medida que o processo iterativo avança, conforme ilustra a Figura 26.



Figura 26 – Fração volumétrica da fase sólida ao longo das iterações – Eq. (79).



Fonte: (Autor)

A transferência de quantidade de movimento da células da malha virtual às células da malha do fluido se dá por meio da função de distribuição da Eq. (81) (DEB; TAFTI, 2013),

$$C_{f|cf} = \Theta_{mv \to mf} \left[ C_f \right] \tag{80}$$

sendo  $C_{f|cf}$  a concentração volumétrica da fase líquida das células da malha de fluido contidas no interior da célula da malha virtual, e  $\Theta_{mv \to mf}$  a função distribuição da malha virtual para a malha da fase contínua, e depende da fração volumétrica de fluido na malha virtual  $C_f$ , conforme equações (11) e (78) (DEB; TAFTI, 2013). A função de mapeamento fluido-partícula considerada nesse trabalho é definida na Eq (81),

$$\Theta_{mv \to mf} = C_f \tag{81}$$

A Figura 27 ilustra o esquema do acoplamento CFD-DEM em cada passo de tempo a partir da solução do escoamento de fluido – Equações (6) e (11) – até que alcance o critério de convergência. Na sequência, são calculadas as forças de arrasto, empuxo e gradiente de pressão sobre a fase sólida. Após, tem-se o cálculo das forças de interação entre fluido e partículas por meio do termo de transferência de quantidade de movimento entre fases, Eq. (77). A posição, velocidade e aceleração das partículas são determinadas, e a concentração das fases atualizadas e utilizadas no próximo passo de tempo da fase contínua.

Figura 27 – Processo de solução das equações de balanço no acoplamento CFD-DEM.



Fonte: (DEB; TAFTI, 2013; AKHSHIK; BEHZAD; RAJABI, 2015a)

### 5 PROCESSO DE SOLUÇÃO DO PROBLEMA

Esta seção descreve os procedimentos utilizados e as técnicas de solução adotadas na execução das simulações numéricas de escoamento líquido-sólido de fluido Herschel-Bulkley em tubo inclinado de seção anular rotativa excêntrica. As propriedades das fases líquida e sólida são apresentadas, além da descrição da geometria relativa ao domínio computacional e as condições de contorno aplicadas. Os aspectos característicos do processo de geração malha são discutidos. A configuração das simulações desenvolvidas no trabalho, bem como as técnicas utilizadas na análise de resultados são apresentadas.

#### 5.1 CARACTERÍSTICAS DO FLUIDO DE TRANSPORTE

As características da fase contínua considerada nas análises deste trabalho são baseadas no levantamento das propriedades esperadas de fluidos de perfuração, cujo comportamento reológico é melhor representado pela equação de Herschel-Bulkley (BAUMERT; ALLOUCHE; MOORE, 2005; KELESSIDIS; MAGLIONE; TSAMANTAKI; ASPIRTAKIS, 2006). Por essa razão, a Eq. (72) foi utilizada na caracterização reológica do fluido durante as simulações. A Tabela 1 sumariza as faixas de valores usualmente empregados na formulação das propriedades de fluidos de perfuração e a Tabela indica as propriedades da fase líquida utilizada nas simulações.

Propriedade		Valor		Fonte	
Massa específica	$ ho_f$	998 a 1130	[kg·m <sup>-3</sup> ]	(KELESSIDIS; BANDELIS, 2004)	
Tensão limite de escoamento	$ au_y$	9,5 a 25,0	[Pa]	(CAENN; DARLEY; GRAY, 2017)	
Índice de consistência	m	0,5	$[Pa \cdot s^n]$		
Índice de lei de potência ou índice de comportamento não newtoniano	n	0,4 a 0,7	[-]	(KELESSIDIS et al., 2006)	

Tabela 1 - Propriedades normalmente encontradas em fluidos de perfuração.

Propriedade	Valor			
Massa específica	$ ho_f$	1012,15	[kg·m <sup>-3</sup> ]	
Tensão limite de escoamento	$ au_y$	2,0 a 25,0	[Pa]	
Índice de consistência	m	0,2825	$[Pa \cdot s^n]$	
Índice de lei de potência ou índice de comportamento não newtoniano	n	0,64	[-]	

Tabela 2 – Propriedades da fase líquida selecionada para a realização deste trabalho.

#### 5.2 PROPRIEDADES DA FASE SÓLIDA

Certas propriedades das partículas de cascalho geradas na operação de perfuração são dependentes de fatores relacionados à formação geológica, taxa de penetração, velocidade de corte e aspectos geométricos da ferramenta. Condições de aplicação em campo indicam que o diâmetro equivalente de partículas de cascalho situa-se entre 1,0 mm e 7,0 mm. A concentração de cascalho varia de 0,8% a 4,0%, enquanto a massa específica das partículas é da ordem de 2500 kg·m<sup>-3</sup> (KELESSIDIS; BANDELIS, 2004). A partir das considerações anteriores, as propriedades especificadas para as partículas sólidas utilizadas nas simulações estão descritas na Tabela 3.

Propriedade	Valo	or	
Diâmetro	$d_p$	6,35	[mm]
Massa específica	$ ho_p$	2651,1	[kg·m⁻³]

Tabela 3 – Características das partículas utilizadas nas simulações.

#### 5.3 CONFIGURAÇÃO DA MALHA DE VOLUMES FINITOS

A especificação da geometria e do tamanho da malha de volumes finitos empregada nas simulações necessitou análise criteriosa a fim de alcançar a configuração ideal. Uma vez que a seção transversal do escoamento é excêntrica, conforme ilustra a Figura 14, existe certa dificuldade na geração de elementos de volume com capacidade de se moldarem à geometria do domínio computacional ao longo da direção tangencial. Desta forma, diferentes configurações de malha foram geradas a fim de se avaliar a qualidade dos elementos de volume.

O estudo preliminar para avaliação das características da malha de volumes finitos empregada na solução do problema de escoamento de fluido viscoplástico em tubo de seção anular considera as condições ilustradas na Figura 28. A verificação dos resultados numéricos e a especificação das propriedades da malha são desenvolvidas a partir de dados experimentais (NOUAR; DESAUBRY; ZENAIDI, 1998). As características do processo de geração da malha em seção anular estão ilustradas na Figura 29.

Figura 28 – Geometria e variáveis do escoamento de fluido Herschel-Bulkley através de seção anular excêntrica com rotação da parede interna.





(a) Esquema de geração de malha em seção

Figura 29 – Configuração da malha em seção anular.





Fonte: (Autor)

A razão de refinamento entre as malhas é dada pela Eq. (82),

$$m_r = \frac{L_{cf}|_{M_{i+1}}}{L_{cf}|_{M_i}} \tag{82}$$

onde  $L_{fc}$  é o tamanho representativo dos volumes de controle da malha,  $M_i$  e  $M_{i+1}$  as configurações de malha "*i*" e "*i* + 1", respectivamente.

Os erros de discretização ( $E_S$ ) referentes às soluções S das malhas "i" e "i + 1", são calculados de acordo com as Equações (83) e (84) (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007), respectivamente,

$$E_{S,i} = \frac{S_{i+1} - S_i}{1 - m_r^p} \tag{83}$$

$$E_{S,i+1} = m_r^p \left(\frac{S_{i+1} - S_i}{1 - m_r^p}\right)$$
(84)

sendo  $E_{S,i}$  e  $E_{S,i+1}$  os erros de discretização das soluções relativas às malhas grosseira e refinada, respectivamente, e p a ordem do esquema numérico.

As configurações empregadas no estudo de independência de malha estão descritas na Tabela 4. As malhas empregadas nas simulações deste trabalho estão ilustradas na Figura 30. A análise completa do estudo de independência de malha está descrita no APÊNDICE B, de forma que as configurações das malhas descritas na Tabela 4 foram elaboradas com base no mesmo número de divisões ao longo das direções radial (r) e tangencial  $(\theta)$  identificadas no APÊNDICE B.

Malha i	Número de divisões ao longo da direção $r\left(N_{div,r} ight)$	Número de divisões ao longo da direção $ heta\left(N_{div,  heta} ight)$
$M_1$	7	28
$M_2$	11	42
$M_3$	17	64

Tabela 4 – Configurações das malhas de volumes finitos empregadas nas simulações de escoamento em seção anular rotativa. Razão de refinamento da malha  $m_r = 0.65 - \text{Eq.}$  (82).

A quantificação do termo relativo à qualidade dos elementos de volume das malhas ilustradas na Figura 30 é descrita por um algoritmo híbrido baseado nos métodos de Gauss e de mínimos quadrados usados no cálculo dos gradientes. A função considera a distribuição geométrica dos centroides das faces dos elementos de volume adjacentes e também a orientação das faces dos elementos (SIEMENS, 2018). Elementos de volume estendidos e com faces altamente não ortogonais possuem baixa qualidade e são consideradas perfeitas para qualidade igual a 1,0. Desta forma, a partir da análise da Figura 30, percebe-se que a estratégia de geração de malha adotada é adequada para a solução numérica do escoamento em seção anular excêntrica.



# Figura 30 – Qualidade dos elementos de volume gerados nas configurações das malhas empregadas nas simulações.

#### 5.4 MATRIZ DE SIMULAÇÕES

A configuração das simulações realizadas neste trabalho foi desenvolvida com base nas Tabelas 1 e 3 e encontra-se descrita na Tabela 5. O critério de seleção das variáveis envolvidas está relacionado ao grau de influência que cada parâmetro exerce sobre a capacidade de carreamento das partículas em função da facilidade de controle operacional, de acordo com a Figura 8. Desta forma, os parâmetros submetidos à análise são a vazão, a tensão limite de escoamento do fluido – elemento associado à reologia do fluido – e a rotação parede interna do tubo de seção anular, o qual representa a coluna de perfuração.

Tabela 5 - Características do sistema de escoamento considerado nas simulações.

Tubo anular	Partícula esférica	Fluido	Condições de escoamento
L = 6  m	$d_p = 6,35 \text{ mm}$	$\rho_f = 1012,15 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$	$Q_f = 100 \text{ a } 200 \text{ gpm}$
<i>R</i> = 0,0635 m (2,5 in)	$\rho_p = 2651,1 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$	$m = 0,2825 \operatorname{Pa} \cdot \mathrm{s}^n$	$\Omega = 50 \text{ rpm}$
$\xi = 0,38$		<i>n</i> = 0,64	$\dot{m}_p = 0.15 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$
$\chi = 80^{ m o}$		$ au_y$ = 6,7 Pa	
Razão de aspecto radial			
$(R/\xi R)$ = 2,63 Razão de aspecto axial			
(L/2R) = 47			

Fonte: (Autor)

A Figura 31 ilustra as simulações numéricas executadas neste trabalho em que foram utilizados cinco níveis de vazão de fluido  $(Q_f) - 100, 125, 150, 175 e 200 \text{ gpm} - \text{três níveis}$  de rotação da parede interna do anular  $(\Omega) - 0, 50 e 100 \text{ rpm}$ . Quatro valores foram especificados para a tensão limite de escoamento  $(\tau_y) - 2,0, 6,7, 15,0 e 25,0$  Pa. As análises estão relacionadas à capacidade de carreamento da fase sólida pelo fluido de transporte em função das variáveis identificadas na Figura 31.

As faixas de valores das variáveis descritas anteriormente foram utilizadas no cálculo dos seguintes grupos adimensionais: número de Reynolds generalizado ( $\text{Re}_G$ ) dado pela Eq. (56), número de Hedström (He) conforme Eq. (58) e número de Taylor de acordo com a Eq. (60). O estudo do comportamento da fase sólida ao longo do campo de escoamento considera a possível formação de leito e acúmulo de partículas ao longo da tubulação. Desta forma, é possível identificar o padrão de escoamento líquido-sólido em tubo de seção anular, semelhante ao que ilustra a Figura 7, e que resulta da combinação dos fatores anteriormente descritos. A concentração volumétrica total de partículas  $(C_p)$  no domínio computacional é calculada com base no comprimento total da tubulação.



Figura 31 – Conjunto de simulações realizadas neste trabalho.

Fonte: (Autor)

### 6 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Esta seção apresenta os resultados obtidos nas simulações de sedimentação de partícula sólida em fluido viscoplástico, calibração do método de elementos discretos e escoamento líquido-sólido de fluido Herschel-Bulkley através de tubo de seção anular inclinado e rotativo. A abordagem inicial refere-se à influência do fator de relaxação da fase sólida sobre a estabilidade da simulação. Após, os resultados numéricos da velocidade terminal da partícula são confrontados com dados experimentais. A calibração dos parâmetros relativos ao método de elementos discretos é realizada a fim de caracterizar as interações entre partículas e fronteiras sólidas.

Em relação ao escoamento líquido-sólido em seção anular, a influência da vazão da fase líquida sobre a concentração de partículas é analisada. Na sequência, identifica-se o efeito que a rotação exerce sobre a capacidade de transporte da fase sólida. A capacidade de transporte da fase sólida é investigada por meio da variação das propriedades reológicas do fluido Herschel-Bulkley, considerando a tensão limite de escoamento e o índice de comportamento não newtoniano.

#### 6.1 SEDIMENTAÇÃO DE PARTÍCULA SÓLIDA EM FLUIDO VISCOPLÁSTICO

A estabilidade e a exatidão da simulação CFD-DEM dependem da especificação adequada de parâmetros numéricos, dentre os quais destacam-se a razão entre o tamanho da malha em relação ao tamanho da partícula (PENG et al., 2014), os passos de tempo das fases líquida e sólida (RACKL; HANLEY, 2017), além de fatores de relaxação.

#### 6.1.1 Fator de Relaxação da Fase Sólida

A Figura 32 ilustra a influência que o fator de relaxação ( $\alpha$ ) da Eq. (79) exerce sobre a estabilidade da simulação e também sobre os resultados numéricos da velocidade de sedimentação da partícula. A referida instabilidade para valores de  $\alpha > 1,0\times10^{-2}$  está associada à influência da tensão limite de escoamento do fluido durante a injeção no período inicial da simulação, ou seja, entre fluido e partícula existe o que se entende por forte interação

(KOHNEN; RÜGER; SOMMERFELD, 1994). O comportamento da velocidade da partícula foi considerado aceitável  $\alpha = 1,0 \times 10^{-2}$ . Entretanto, com o intuito de garantir estabilidade numérica, o valor de  $\alpha = 5,0 \times 10^{-3}$  foi empregado em todas as simulações.

Figura 32 – Velocidade da partícula ao longo do tempo para diferentes valores do fator de relaxação ( $\alpha$ ) da fase lagrangiana na Eq. (79).  $u_p$  = velocidade de sedimentação da partícula obtida numericamente;  $u_{p,exp}$  = velocidade de sedimentação da partícula obtida experimentalmente; t = tempo de simulação;  $t_{max}$  = tempo total de simulação.



#### 6.1.2 Velocidade Terminal da Partícula

A Figura 33 ilustra os resultados para a velocidade terminal normalizada da partícula em função do número de Bingham. Os erros absolutos da modelagem numérica em relação aos resultados experimentais (VALENTIK; WHITMORE, 1965) estão dentro do intervalo  $\pm 5\%$  para Bn = 52,1 e Bn = 14,7, e em torno de  $\pm 10\%$  para Bn = 31,1. Portanto, é possível afirmar a simulação numérica é capaz de produzir resultados com boa concordância em relação a dados experimentais.





6.1.3 Campos de Tensão e Velocidade Originados pelo Deslocamento da Partícula

A Figura 34 ilustra o campo de tensão normalizado do fluido de Bingham que circunda a partícula em velocidade terminal para diferentes condições de simulação, conforma dados da Tabela 9. A superfície limite de deformação é identificada pela linha de razão de tensão dada por  $\tau/\tau_y = 1,0$ , que corresponde à região não deformada do fluido de Bingham –  $(\tau = \tau_y)$ . As regiões fluidizadas ocorrem para valores da razão  $\tau/\tau_y$  acima de  $1,0 - (\tau > \tau_y)$ .

Ao analisar a distância entre a superfície limite de deformação e os limites da partícula na Figura 34, é possível verificar que a extensão da região fluidizada em torno da partícula é menor nas simulações envolvendo fluidos com maior tensão limite de escoamento. Esse comportamento físico também é reportado em outros estudos de sedimentação de partícula em fluido viscoplástico (BLACKERY; MITSOULIS, 1997; PRASHANT, 2011; SARABIAN, ROSTI, BRANDT, HORMOZI, 2020).

### Figura 34 – Campo de tensão formado em torno de partícula sólida esférica que sedimenta com velocidade terminal em fluido de Bingham.





(c)  $\operatorname{Re}_{p,Bn} = 219$ ,  $\operatorname{Bn} = 14,7$ ,  $\operatorname{He} = 5,055 \times 10^4$ 



Embora seja possível identificar as zonas limites de deformação do fluido, regiões de recirculação de fluido próximas à superfície da partícula não foram reconhecidas nos resultados ilustrados na Figura 34. A ausência de simetria ao longo da direção vertical do

campo de tensão nas regiões fluidizada e não fluidizada também é reportada por outros pesquisadores (SGREVA; DAVAILLE; KUMAGAI; KURITA, 2020; PUTZ; BURGHELEA; FRIGAARD; MARTINEZ, 2008; GUESLIN; TALINI; HERZHAFT; PEYSSON; ALLAIN, 2006).

A falta de simetria no campo de tensão ilustrado na Figura 34 se deve ao elevado número de Reynolds que contribui para forças dinâmicas relativamente elevadas em relação às forças viscosas, ditando o comportamento do fluido que circunda a superfície da partícula. Os números de Reynolds descritos na Tabela 9 se afastam da condição de escoamento de Stokes (Re  $\gg$  1,0), significando que os efeitos inerciais são consideráveis (DEGLO DE BESSES, MAGNIN, JAY, 2004).

A Figura 35 ilustra o campo de velocidade originado pela partícula que sedimenta no fluido viscoplástico para  $\text{Re}_{p,\text{Bn}} = 21,9$ , Bn = 52,1,  $\text{He} = 6,067 \times 10^4$ , na Figura 36 para  $\text{Re}_{p,\text{Bn}} = 61,1$ , Bn = 31,1,  $\text{He} = 6,083 \times 10^4$  e na Figura 37 para  $\text{Re}_{p,\text{Bn}} = 219$ , Bn = 14,7,  $\text{He} = 5,055 \times 10^4$ . Os grupos adimensionais descritos anteriormente estão descritos na Tabela 9 do APÊNDICE A.



Figura 35 – Campo de velocidade formado pela partícula sólida esférica que sedimenta com velocidade terminal em fluido de Bingham para  $\operatorname{Re}_{p,Bn} = 21,9$ ,  $\operatorname{Bn} = 52,1$ ,  $\operatorname{He} = 6,067 \times 10^4$ .



Figura 36 – Campo de velocidade formado pela partícula sólida esférica que sedimenta com velocidade terminal em fluido de Bingham para  $\operatorname{Re}_{p,Bn} = 61,1$ ,  $\operatorname{Bn} = 31,1$ ,  $\operatorname{He} = 6,083 \times 10^4$ .

Figura 37 – Campo de velocidade formado pela partícula sólida esférica que sedimenta com velocidade terminal em fluido de Bingham para  $\operatorname{Re}_{p,Bn} = 219$ ,  $\operatorname{Bn} = 14,7$ ,  $\operatorname{He} = 5,055 \times 10^4$ .



Da mesma maneira que no campo de tensão, não foi observada simetria no campo de velocidade na direção vertical, pois os efeitos inerciais são dominantes e acabam por desestruturar o campo de velocidade. Regiões de estagnação aparecem próximas à parede em regiões próximas à parte inferior na partícula.

Os resultados numéricos obtidos nas simulações de sedimentação de partícula sólida em fluido viscoplástico por meio do acoplamento CFD-DEM são considerados satisfatórios. O esquema de malha virtual é viável para modelagem numérica de escoamento de fluido viscoplástico na presença de fases sólidas, onde o volume de cada elemento da malha é menor que o volume da partícula. Desta forma, é possível empregar malhas refinadas para simulação de escoamento líquido-sólido de fluidos viscoplásticos.

A superfície limite entre as regiões fluidizada e não fluidizada foi obtida, demonstrando a capacidade do método CFD-DEM em reproduzir os fenômenos associados ao comportamento de fluidos viscoplásticos. Portanto, o acoplamento duas vias no esquema CFD-DEM e malha virtual são adequados para modelagem de sedimentação de partícula sólida em fluido de Bingham.

#### 6.2 CALIBRAÇÃO DO MÉTODO DE ELEMENTOS DISCRETOS

As simulações executadas neste trabalho envolvem a utilização do método de elementos discretos (DEM) para modelagem numérica das interações entre partículas e entre partículas e fronteiras sólidas. Cada par de contato é descrito de acordo com a analogia ao sistema mecânico mola-amortecedor, onde as forças de contato são calculadas considerando sobreposição entre partículas.

#### 6.2.1 Avaliação dos coeficientes de restituição normal e tangencial

A determinação dos coeficientes de restituição seguiu os procedimentos de cálculo descritos nas Equações 42 a 46 na seção 3.5.1. A Figura 38 ilustra o esquema de impacto da partícula cuja velocidade é igual a  $\mathbf{u}_i^p = 3,9 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Os resultados numéricos são comparados a dados experimentais (KHARAZ; GORHAM; SALMAN, 2001). As propriedades da partícula e da parede estão descritas na Tabela 6.



Figura 38 – Impacto de partícula esférica sobre superfície rígida e plana.

#### Fonte: (KHARAZ; GORHAM; SALMAN, 2001)

Tabela 6 – Propriedades das partículas e fronteiras sólidas utilizadas nas simulações para avaliar os coeficientes de restituição e constantes de rigidez do processo de calibração do método DEM.

Descrição		Partícula	Parede
Material		Óxido de alumínio	Vidro
Diâmetro	[mm]	$d_p$ = 5,0	-
Massa específica	[kg·m <sup>-3</sup> ]	$ ho_p=4000$	$ ho_w$ =2500
Módulo de elasticidade	[GPa]	$E_p$ = 380	$E_w = 70$
Módulo de cisalhamento	[GPa]	$G_p = 154$	$G_w = 28$
Coeficiente de Poisson	_	$\nu_{p} = 0,23$	$v_p = 0,25$
Coeficiente de atrito partícula-partícula	_	$\mu_{pp}$ = 0,092	_
Coeficiente de atrito partícula-parede		_	$\mu_{pw}$ = 0,092
Constante de rigidez normal	$[N \cdot m^{-1}]$	$k_n^p = 1,72 \times 10^7$	$k_n^w = 1,72 \times 10^7$
Constante de rigidez tangencial	$[N \cdot m^{-1}]$	$k_t^p = 1,48 \times 10^7$	$k_t^w = 1,48 \times 10^7$
Easter (DI DENZO: DI MAIO 2004)			

Fonte: (DI RENZO; DI MAIO, 2004)

Os passos de tempo calculados para as condições de colisão entre partículas estão definidos na Tabela 7, e para colisão entre partículas e paredes, na Tabela 8. As configurações

 $C_1$  e  $C_2$  nas Tabelas 7 e 8 representam a redução de uma ordem de grandeza e duas ordens de grandeza nas propriedades das partículas, respectivamente. Essa redução é necessária para determinação dos novos passos de tempo para modelagem da fase sólida via DEM.

Os valores dos passos de tempo obtidos nas configurações  $C_1$  e  $C_2$  e descritos nas tabelas 7 e 8 são agora empregados na simulação de impacto oblíquo de partícula sólida sobre superfície plana, conforme ilustra a Figura 32. As figuras 39(a) e 39(b) ilustram o comportamento dos coeficientes de restituição normal e tangencial em função do ângulo de incidência de impacto da partícula, respectivamente.

Descrição -			Configuração			
			Tabela 6	$C_1$	$C_2$	
	Propr	iedades da partícula				
Módulo de elasticidade	[GPa]	$E_p$	380	38	3,8	
Módulo de cisalhamento	[GPa]	$G_p$	154	15,4	1,54	
Constante de rigidez normal	$[N \cdot m^{-1}]$	$k_n^p$	$1,72 \times 10^{7}$	1,72×10 <sup>6</sup>	1,72×10 <sup>5</sup>	
Constante de rigidez tangencial	$[N \cdot m^{-1}]$	$k_t^p$	1,48×10 <sup>7</sup>	1,48×10 <sup>6</sup>	1,48×10 <sup>5</sup>	
Passo de tempo da fase sólida						
Rayleigh		Eq. (68)	1,38×10 <sup>-6</sup> s	1×10 <sup>-5</sup> s	1×10 <sup>-4</sup> s	
(CUNDALL; STRACK, 1979)		Eq. (69)	7,80×10 <sup>-6</sup> s	1×10 <sup>-5</sup> s	1×10 <sup>-4</sup> s	
(KAFUI; THORNTON; ADAMS	5, 2002)	Eq. (70)	1,38×10 <sup>-6</sup> s	1×10 <sup>-5</sup> s	1×10 <sup>-4</sup> s	
(QIU; WU, 2014)		Eq. (71) e $\varepsilon$ = 0,3	4,15×10 <sup>-7</sup> s			
(RACKL; HANLEY, 2017)		Eq. (71) e $\varepsilon$ = 0,2	2,76×10 <sup>-7</sup> s			

Tabela 7 – Valores reduzidos das propriedades mecânicas da partícula e passo de tempo relativo ao par de colisão partícula-partícula.

É possível identificar na Figura 39 que os resultados obtidos para o coeficiente de restituição normal situam-se dentro da faixa de  $\pm 2\%$  em relação aos valores experimentais. Para o coeficiente de restituição tangencial, os erros ficam abaixo de 7% quando comparados aos dados experimentais. Portanto, conclui-se que é possível aumentar o passo de tempo associado à modelagem das interações entre fases sólidas, desde que os módulos de Young e de cisalhamento, além das constantes de rigidez tenham seus valores reduzidos na mesma

proporção, seguindo a metodologia proposta por estudo semelhante de calibração do método de elementos discretos (RACKL; HANLEY, 2017).

Descrição			C	Configuração			
			Tabela 6	$C_1$	C <sub>2</sub>		
	Proprie	edades da parede	?				
Módulo de elasticidade	[GPa]	$E_w$	70	7,0	0,7		
Módulo de cisalhamento	[GPa]	$G_w$	28	2,8	0,28		
Constante de rigidez normal	$[N \cdot m^{-1}]$	$k_n^w$	1,72×10 <sup>7</sup>	$1,72 \times 10^{6}$	1,72×10 <sup>5</sup>		
Constante de rigidez tangencial	$[N \cdot m^{-1}]$	$k_t^w$	1,48×10 <sup>7</sup>	1,48×10 <sup>6</sup>	1,48×10 <sup>5</sup>		
	Passo de t	empo da fase sól	ida				
Ravleigh		Fa (68)	$1 \times 10^{-6}$ s	1×10 <sup>-5</sup> s	$1 \times 10^{-4}$ s		

Tabela 8 – Valores reduzidos das propriedades mecânicas da partícula e passo de tempo relativo ao par de colisão partícula-parede.

Passo de tempo da fase sólida							
Rayleigh	Eq. (68)	1×10 <sup>-6</sup> s	1×10 <sup>-5</sup> s	1×10 <sup>-4</sup> s			
(CUNDALL; STRACK, 1979)	Eq. (69)	1×10 <sup>-6</sup> s	1×10 <sup>-5</sup> s	$1 \times 10^{-4} s$			
(KAFUI; THORNTON; ADAMS, 2002)	Eq. (70)	1×10 <sup>-6</sup> s	1×10 <sup>-5</sup> s	1×10 <sup>-4</sup> s			
(QIU; WU, 2014)	Eq. (71) e $\varepsilon$ = 0,3	4,15×10 <sup>-7</sup> s					
(RACKL; HANLEY, 2017)	Eq. (71) e $\varepsilon$ = 0,2	2,76×10 <sup>-7</sup> s					

A verificação da factibilidade do passo de tempo especificado para modelagem das interações da fase sólida é realizada considerando os valores reduzidos dos parâmetros indicados nas Tabelas 7 e 8, além dos resultados para os coeficientes de restituição normal e tangencial descritos na Figura 39. O critério utilizado para análise da estabilidade da simulação é a energia cinética máxima do conjunto de partículas presentes no domínio computacional (TSUJI; TANAKA; ISHIDA, 1992).

Figura 39 – Influência do passo de tempo da fase sólida sobre os coeficientes de restituição. a) Coeficiente de restituição normal; b) Coeficiente de restituição tangencial. A linha contínua representa os valores experimentais (KHARAZ; GORHAM; SALMAN, 2001).



As Figuras 40(a) e (b) ilustram os resultados numéricos do comportamento de partículas sólidas esféricas que sedimentam em espaço confinado, para simulações com diferentes valores do passo de tempo do método DEM. A Figura 40(c) representa o comportamento das partículas no experimento (ZHOU; WRIGHT; YANG; XU; YU, 1999). O monitoramento da energia cinética máxima das partículas ao longo tempo de simulação está ilustrado nas Figuras 40(d) e (e). Nota-se redução na energia cinética para ambos os passos de tempo –  $10^{-4}$  s e  $10^{-5}$  s – para modelagem numérica da fase sólida.

À medida que a simulação transcorre, a energia cinética das partículas deve reduzir gradativamente se o passo de tempo do DEM estiver adequado (TSUJI; TANAKA; ISHIDA, 1992). Entretanto, é preciso destacar que alterações nas constantes relativas aos pares de contato partícula-partícula e partícula-paredes –Tabela 6 – demandam devida análise a fim de garantir que não haja interferência sobre o mecanismo de formação do leito de partículas.



Figura 40 – Sedimentação de partículas sólidas. (a) e (b) Simulação numérica com  $\Delta t = 1 \times 10^{-4}$  s e  $\Delta t = 1 \times 10^{-5}$  s, respectivamente. (c) Experimento (ZHOU; WRIGHT; YANG; XU; YU, 1999); (d) e (e) Energia cinética máxima das partículas para os casos (a) e (b), respectivamente.

(c)





A análise dos resultados relativos ao comportamento da fase sólida revela que é possível aumentar o passo de tempo da modelagem da fase sólida nas simulações envolvendo método de elementos discretos, sem que haja prejuízo para o desenvolvimento do leito de partículas. O uso da energia cinética máxima constitui excelente alternativa como critério para avaliar se o passo de tempo da fase sólida está definido de maneira correta.

A diminuição em duas ordens de grandeza do módulo de elasticidade e das constantes de rigidez normal e tangencial dos pares de contato partícula-partícula e partícula-paredes permite que maior passo de tempo – na ordem de  $10^{-4}$  s – seja usado na modelagem numérica da fase sólida, sem que haja alteração no mecanismo de formação de leito de partículas.

O passo de tempo requerido para modelagem das forças de contato na fase sólida pode ser bastante reduzido, podendo chegar a 10<sup>-6</sup> s dependendo das propriedades das partículas. Isso exige maior tempo de simulação, inviabilizando a análise numérica em determinadas situações. Entretanto, conforme descrito no APÊNDICE B, é possível utilizar passo de tempo maior no método DEM, desde que respeitados os limites de redução de valores relativos às constantes de interação dinâmica entre partículas.

#### 6.3 INFLUÊNCIA DA VAZÃO DE FLUIDO

A Figura 41(a) ilustra os resultados numéricos da concentração volumétrica total  $(C_p)$  de partículas no interior da tubulação em função da razão  $(Q_f/Q_p)$  entre as vazões de fluido  $(Q_f)$  e partículas  $(Q_p)$ . A redução na concentração da fase sólida é evidente à medida que maiores valores para a vazão do fluido são utilizados, corroborando com observações experimentais (OKRAJNI; AZAR, 1986, TOMREN; IYOHO; AZAR, 1986, NAZARI; HARELAND; AZAR, 2010) e simulações numéricas (AKHSHIK; BEHZAD; RAJABI, 2015a, HEYDARI; SAHRAEI; SKALLE, 2017). O aumento da vazão de fluido eleva a velocidade média do escoamento, proporcionando maior capacidade de carreamento da fase sólida.

## Figura 41 – a) Efeito da vazão de fluido sobre a concentração total de sólidos e comportamento do leito de partículas.



 $\Omega$  = 50 rpm, n = 0,64 e  $\tau_y$  = 6,7 Pa. a1)  $Q_f/Q_p$  = 42; a2)  $Q_f/Q_p$  = 63, a3)  $Q_f/Q_p$  = 84.

A disposição das partículas próximas à seção de saída do tubo é indicada nas Figuras 41(a1), 41(a2) e 41(a3), para fluido com número de Hedström He = 527 e razão de vazões entre fluido e partículas  $(Q_f/Q_p)$  correspondentes às indicadas na Figura 41(a). Modificações ocorrem no leito de partículas à medida que a vazão de fluido aumenta, porém, pequenas alterações na configuração do escoamento são identificadas. Em praticamente todas as situações – Figuras 41(a1) a (a3) – o padrão de escoamento observado é composto de parte com leito que se desloca com velocidade muito baixa e outra com leito de partículas em movimento, ou seja, o misto de padrões descritos pela Figura 7 e considerado heterogêneo, de acordo com a Figura 9. Esse padrão de escoamento é reportado no trabalho experimental utilizado para verificação, conforme APÊNDICE C. Resultados adicionais estão ilustrados no ANEXO A.

#### 6.4 INFLUÊNCIA DA ROTAÇÃO

A Figura 42 ilustra o efeito da rotação  $(\Omega)$  sobre a concentração de sólidos na tubulação para diferentes valores da tensão limite de escoamento  $(\tau_y)$  e razões entre a vazão de fluido e partículas  $(Q_f/Q_p)$ . A concentração de partículas  $(C_p)$  é maior para todos os valores de  $(Q_f/Q_p)$  e  $(\tau_y)$  quando não há rotação da parede interna  $(\Omega = 0)$ , exceto para o fluido com tensão limite de escoamento  $\tau_y = 2,0$ Pa na Figura 42(a).

Nas situações em que o leito de partículas está em contato com a superfície externa da seção interna do anular, a rotação atua de forma mecânica sobre o leito, ou seja, em contato com as partículas (OKRAJNI; AZAR, 1986). Isso contribui para maior agitação da fase sólida (TOMREN; IYOHO; AZAR, 1986), fazendo com que as partículas ocupem maior volume no interior da tubulação. A consequência é o aumento da concentração de sólidos com o aumento da rotação, o que pode explicar o maior valor da fração volumétrica de sólidos para a condição  $\Omega = 50$  rpm e  $\tau_y = 2,0$  Pa da Figura 42(a).

Efeitos da rotação sobre a capacidade de transporte da fase sólida ocorrem de forma mais pronunciada para baixas velocidades de escoamento do fluido (SIFFERMAN; BECKER, 1992). Essa consideração pode ser notada ao observar os valores da concentração de partículas na Figura 42. As diferenças entre os valores de  $C_p$  para cada nível de rotação e tensão limite de escoamento são maiores para menores valores da razão de vazão entre fluido e partícula  $(Q_f/Q_p)$ . A rotação da parede interna do anular pode apresentar influência desprezível sobre a capacidade de transporte da fase sólida para elevados ângulos de inclinação da tubulação, dependendo das condições de escoamento e propriedades do fluido (OKRAJNI; AZAR, 1986, TOMREN; IYOHO; AZAR, 1986).

Figura 42 - Influência da rotação e da tensão limite de escoamento sobre a concentração de partículas no interior da tubulação. a)  $Q_f/Q_p$  = 42; b)  $Q_f/Q_p$  = 63; c)  $Q_f/Q_p$  = 85.











Os resultados numéricos ilustrados na Figura 42 indicam influência mais significativa da rotação sobre a concentração de sólidos nas simulações de fluidos com maior tensão limite de escoamento, mesmo para a tubulação próxima da condição horizontal ( $\chi = 80^{\circ}$ ). Esse comportamento é reportado também por estudos experimentais que demostram haver maior influência da rotação sobre a redução da velocidade mínima de transporte das partículas quando fluidos com maior tensão limite de escoamento são empregados (PEDEN; FORD; OYENEYIN, 1990). O aumento da capacidade de transporte da fase sólida com maiores rotações do tubo interno também é descrito em estudos numéricos (HEYDARI; SAHRAEI; SKALLE, 2017), em que houve significativa redução de  $C_p$  com o aumento da rotação.

A Figura 43 ilustra o perfil de velocidade na seção anular e o comportamento do leito de partículas na região próxima à extremidade de saída da tubulação. Os resultados estão associados a diferentes valores da rotação da parede interna da tubulação para razão de vazão  $Q_f/Q_p = 63$  e fluido com tensão limite de escoamento  $\tau_y = 2,0$  Pa. O efeito da rotação da parede interna do anular sobre o perfil de velocidade e, consequentemente, sobre o padrão do escoamento é nítido em todas as condições, sendo mais significativo no fluido com menor tensão limite de escoamento.



Figura 43 – Padrão de escoamento em função da rotação da parede interna do anular.  $n = 0,64, \tau_y = 2,0$  Pa e  $Q_f/Q_p = 63.$  a)  $\Omega = 0$  rpm; b)  $\Omega = 50$  rpm; c)  $\Omega = 100$  rpm.


Embora perfis de velocidade mais achatados sejam obtidos a partir da redução do índice de lei de potência (n) do fluido, maiores valores da tensão limite de escoamento  $(\tau_y)$ alteram a extensão da região de fluido não deformado, o que garante maior capacidade do fluido de transporte de manter as partículas em suspensão durante o escoamento. Essa modificação no perfil de velocidade em função da rotação pode ser identificada confrontando os itens (a1), (b1) e (c1) das Figuras 44 e 45.

A razão entre a velocidade do fluido ao longo da direção axial  $(u_{f,z})$  e a velocidade média do escoamento  $(u_{med})$  dada por  $(u_{f,z}/u_{med})$  diminui com o aumento da rotação. Isso se deve ao escoamento helicoidal de fluido, que resulta da combinação entre as velocidades nas direções axial e tangencial. Certa parcela do fluido escoa no sentido da velocidade de rotação da seção interna do anular, reduzindo a velocidade do fluido que escoa longo da direção axial.









(c1)



(b2)







r/2R









z / L











107

## 6.5 INFLUÊNCIA DA TENSÃO LIMITE DE ESCOAMENTO DO FLUIDO

O efeito da tensão limite de escoamento  $(\tau_y)$  do fluido de transporte sobre a concentração total de partículas  $(C_p)$  no interior da tubulação é caracterizado pelo número de Hedström (He) – Eq. (59) – e está ilustrado na Figura 46. É possível identificar que o aumento de He eleva a capacidade de carreamento da fase sólida, o que reduz a concentração volumétrica de partículas em todas as condições de escoamento.

Figura 46 – Efeito do número de Hedström sobre a concentração volumétrica da fase sólida. a)  $Q_f/Q_p = 42$ ;  $Q_f/Q_p = 63$ ;  $Q_f/Q_p = 85$ .



Resultado semelhante ao descrito anteriormente é reportado em estudo que envolve modelagem numérica de escoamento líquido-sólido de fluido viscoplástico em seção anular excêntrica em tubo horizontal (OFEI, 2016).

Os resultados ilustrados na Figura 46 indicam que a redução da concentração de sólidos  $(C_p)$  é mais significativa quando maiores rotações  $(\Omega)$  são aplicadas na parede interna da seção anular. Entretanto, as diferenças observadas no valor de  $(C_p)$  para rotações  $\Omega$  entre 50 rpm e 100 rpm são praticamente desprezíveis. Esse resultado revela que não há contribuição expressiva sobre a capacidade de carreamento da fase sólida quando se emprega valores excessivos de rotação  $(\Omega)$  para as condições de escoamento e fluido de transporte com as características descritas na Figura 46.

Resultados experimentais de escoamento líquido-sólido de fluido viscoplástico sugerem que o efeito do aumento da tensão limite de escoamento  $(\tau_y)$  sobre a concentração de partículas  $(C_p)$  é reduzido à medida que o ângulo de inclinação da tubulação  $(\chi)$  aumenta (OKRAJNI; AZAR, 1986). Já o aumento da viscosidade do fluido de transporte resulta em maior capacidade de carreamento da fase sólida (TOMREN; IYOHO; AZAR, 1986).

### 6.6 COMPORTAMENTO DA QUEDA DE PRESSÃO

A Figura 47 ilustra a influência do número de Hedström (He) e da razão de vazão  $(Q_f/Q_p)$  sobre o comportamento da queda de pressão no interior da tubulação para diferentes valores da rotação  $(\Omega)$  da parede interna do anular. Observa-se que em vazões menores e baixos números de Hedström na Figura 47 ocorre aumento da queda de pressão, com exceção dos casos com rotação nula. O aumento de He para 527 acarreta redução na queda de pressão, comportamento esse associado à maior capacidade de transporte da fase sólida. O aumento da queda de pressão para valores ainda maiores de He possui comportamento semelhante em todos os resultados.



Figura 47 – Comportamento da queda de pressão na tubulação.





## 6.7 ANÁLISE CONJUNTA DA VAZÃO E DA TENSÃO LIMITE DE ESCOAMENTO

A Figura 48 ilustra o comportamento da concentração da fase sólida  $(C_p)$  no interior da tubulação em função do número de Reynolds generalizado para fluido Herschel-Bulkley  $(\text{Re}_g)$ , Eq. (54), e do número de Hedström (He), Eq. (58), considerando a rotação da parede interna da seção anular  $\Omega = 50$  rpm. É possível identificar aumento no nível de concentração de partículas com a redução de  $\text{Re}_g$  para menores valores de He.

O comportamento da concentração de partículas na Figura 48 indica que a utilização de fluidos de transporte com baixos valores de  $(\tau_y)$  em conjunto com vazão reduzida acarreta a redução da capacidade de carreamento da fase sólida. Tal resultado corrobora com dados obtidos em estudos experimentais (OKRAJNI; AZAR, 1986; BECKER; AZAR; OKRAJNI, 1991). Maior carreamento da fase sólida em baixas vazões é obtida com o aumento de He, o que ocorre por meio da utilização de fluidos com maior  $(\tau_y)$ , o que eleva a capacidade da fase líquida de manter a fase sólida suspensa ao longo do campo de escoamento.

A Figura 49 ilustra a variação da concentração da fase sólida no interior da tubulação para a condição em que não há rotação da parede interna do anular  $\Omega = 0$ , e a Figura 50 para  $\Omega = 100$  rpm. É possível notar que a ausência de rotação produz concentração maior de sólidos em praticamente todas as condições de vazão e tensão limite de escoamento. Nas simulações numéricas com a rotação  $\Omega = 100$  rpm, os resultados indicam redução acentuada de  $(C_p)$  com o aumento de (He), ou seja, com o aumento da tensão limite de escoamento.

A obtenção de figuras de mérito na forma das Figuras 48 a 50 auxilia no processo de especificação de condições de escoamento e propriedades reológicas do fluido de transporte que propiciem maior capacidade de carreamento da fase sólida. As regiões com menor concentração de partículas nas Figuras 48 a 50 representam combinações de parâmetros operacionais com potencial de utilização em aplicações práticas de perfuração de poços petrolíferos. Por fim, é importante ressaltar que a especificação de qualquer condição de escoamento que proporcione transporte eficiente de partículas deve considerar o uso racional de aditivos poliméricos no fluido.













# 6.8 CRITÉRIO DE INTERRUPÇÃO DAS SIMULAÇÕES

O critério de adotado para interrupção das simulações de escoamento está relacionado à variação da concentração volumétrica total de sólidos no interior da tubulação. A Figura 51 ilustra o comportamento de  $C_p$  ao longo do tempo no domínio computacional. As simulações foram interrompidas quando a variação de  $C_p$  situou-se no intervalo ±5%.

Figura 51 – Comportamento da concentração volumétrica total de sólidos no interior da tubulação ao longo do tempo.



Nas situações em que houve acúmulo excessivo de partículas no interior da tubulação – regime líquido-sólido laminar instável – a parada da simulação considerou a inspeção visual do crescimento do leito de partículas, e a consequente ocupação de parcela significativa da seção de escoamento. Nesses casos, a frequência de colisões entre as partículas é tão elevada, que o tempo de simulação tornou-se computacionalmente inviável, o que motivou a interrupção da simulação.

# 7 CONCLUSÕES

O estudo desenvolvido neste trabalho está inserido no âmbito de transporte de partículas sólidas por meio do escoamento de fluido viscoplástico. De forma específica, o tema abordado envolveu o carreamento de partículas sólidas em seção anular rotativa excêntrica e inclinada, o que caracteriza a movimentação de partículas de cascalho em processos de perfuração direcional de poços petrolíferos. Com base no mapa de padrões de escoamento líquido-sólido, regimes laminares instáveis foram obtidos para baixos números de Reynolds e baixos números de Hedström. Os padrões de escoamento de regime laminar estável foram alcançados com elevados números de Reynolds e também para maiores números de Hedström.

Modelos mecanicistas podem ser utilizados, porém, sob certas limitações que normalmente dependem de cada aplicação. Neste sentido, métodos numéricos apresentam capacidade maior de modelagem, pois são independentes das condições de simulação. Os resultados obtidos a partir da modelagem numérica do comportamento das fases líquida e sólida foram considerados satisfatórios para o problema descrito nesta tese. Assim, pode-se depreender que a estratégia e os critérios adotados na execução das simulações CFD-DEM com acoplamento duas vias podem ser estendidos para a solução de problemas semelhantes.

Os resultados numéricos das simulações de escoamento líquido-sólido de fluido viscoplástico em duto anular inclinado rotativo excêntrico indicam maior capacidade de carreamento de partículas sólidas para fluidos com maior tensão limite de escoamento. A manutenção das partículas em suspensão no fluido depende de valores mais elevados de  $\tau_y$ , o que explica a maior quantidade de sólidos transportados com o aumento da tensão limite.

O emprego de maior vazão de fluido resultou em menor concentração de partículas no interior da tubulação. Esse resultado está em conformidade com dados experimentais, evidenciando a confiabilidade da simulação numérica. Porém, é preciso destacar a influência da tensão limite de escoamento. É possível reduzir a concentração de partículas em baixas vazões empregando fluidos com valores elevados de tensão limite de escoamento – redução do número de Reynolds generalizado e aumento no número de Hedström.

O aumento da rotação da parede interna da seção anular ocasionou efeitos distintos e dependentes de parâmetros adicionais. Na maioria das situações o aumento da rotação reduziu

a concentração de sólidos na tubulação. Entretanto, para a situação onde a tensão limite de escoamento do fluido é muito baixa e rotação intermediária, a concentração de partículas aumentou. Isso se deve ao grau de agitação das partículas do leito que entram em contato com a superfície da parede sob velocidade tangencial. Conforme observado, maior quantidade de partícula ocupa o volume disponível no interior da tubulação, o que eleva a concentração volumétrica da fase sólida.

O acoplamento CFD-DEM mostrou-se adequado para ser empregado nas simulações numéricas de escoamento de fluido viscoplástico na presença de partículas sólidas. O esquema de malha dupla (*two-grid*) em conjunto com o fator de relaxação da fração volumétrica da fase sólida ( $\alpha$ ) promoveu redução das instabilidades nas simulações.

#### 7.1 OPORTUNIDADES PARA TRABALHOS FUTUROS

As simulações realizadas neste trabalho foram planejadas a fim de caracterizar a variação de determinadas características da fase líquida e condições operacionais do processo de perfuração. Em relação às propriedades reológicas do fluido, somente a tensão limite de escoamento recebeu atenção. Desta forma, simulações adicionais podem ser executadas considerando diferentes valores do índice de lei de potência do fluido Herschel-Bulkley e sua influência sobre a capacidade de transporte da fase sólida.

Adicionalmente ao índice de lei de potência, a granulometria da fase sólida é outro elemento a ser explorado nas simulações de modo a identificar o comportamento da concentração de sólidos e do leito de partículas no interior da tubulação. A excentricidade da seção anular e a inclinação da tubulação são também itens que merecem análise e podem ser utilizados em análises posteriores.

# REFERÊNCIAS

ABULNAGA, B. E. Slurry systems handbook. Boca Raton, FL McGraw-Hill, 2002. 629 p.

AKHSHIK, Siamak; BEHZAD, Mehdi; RAJABI, Majid. CFD-DEM simulation of the hole cleaning process in a deviated well drilling: The effects of particle shape. **Particuology**, v. 25, p. 72-82, 2016.

AKHSHIK, Siamak; BEHZAD, Mehdi; RAJABI, Majid. 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, 2015a.

ALLAHVIRDIZADEH, Payam; KURU, Ergun; PARLAKTUNA, Mahmut. Experimental investigation of solids transport in horizontal concentric annuli using water and drag reducing polymer-based fluids. Journal of Natural Gas Science and Engineering, v. 35, p. 1070-1078, 2016.

ANSLEY, R. W.; SMITH, T. N. Motion of spherical particles in a Bingham plastic. AIChE Journal, v. 13, n. 6, p. 1193-1196, 1967.

AZAR, J. J; SANCHEZ, R. A. Important issues in cuttings transport for drilling directional wells. Latin American and Caribbean Petroleum Engineering Conference, apr. 1997.

BARAN, Oleh; GREENING, Doran; KODL, Petr. Numerical simulations of fluidized beds in fine-grid geometries using source smoothing with cell clustering method for DEM-CFD coupling. AIChE Annual Meeting, 2016.

BAUMERT, M. E.; ALLOUCHE, E. N.; MOORE, I. D. Drilling fluid considerations in design of engineered horizontal directional drilling installations. **International Journal of Geomechanics**, v. 5, n. 4, p. 339-349, 2005.

BBOSA, B.; DELLECASE, E.; VOLK, M.; OZBAYOGLU, E. A comprehensive deposition velocity model for slurry transport in horizontal pipelines. Journal of Petroleum Exploration and Production Technology, v. 7, n. 1, p. 303-310, 2017.

BEAULNE, M.; MITSOULIS, E. Creeping motion of a sphere in tubes filled with Herschel-Bulkley fluids. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 72, n. 1, 55-71, 1997.

BECKER, K. M.; KAYE, J. The influence of a radial temperature gradient on the instability of fluid flow in an annulus with an inner rotating cylinder. **Journal of Heat Transfer**, v. 84, p. 106-110, 1962.

BECKER, T.E.; AZAR, J. J.; OKRAJNI, S. S. Correlations of mud rheological properties with cuttings-transport performance in directional drilling. **SPE Drilling Engineering**, v. 6, n. 1, p. 16-24, 1991.

BERCOVIER, Michel; ENGELMAN, Michael. A finite-element method for incompressible non-Newtonian flows. Journal of Computational Physics, v. 36, n. 3, p.313-326, 1980.

BERGMANN, Ludwig. Ultrasonics and their scientific and technical applications. New York: Wiley, 1948.

BERIS, A. N.; TSAMOPOULOS, J. A.; ARMSTRONG, R. C.; BROWN, R. A. Creeping motion of a sphere through a Bingham plastic. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 158, p. 219-244, 1985.

BEVERLY, C. R.; TANNER, R. I. Numerical analysis of extrudate swell in viscoelastic materials with yield stress. **Journal of Rheology**, v. 33, n. 6, p. 989-1009, 1989.

BILGES, H. I.; MISHRA, N.; AMERI, S. Understanding the effect of drilling parameters on hole cleaning in horizontal and deviated wellbores using computational fluid dynamics. , april2007.

BIRD, R. B.; ARMSTRONG, R. C.; HASSAGER, O. Dynamic of Polymeric Liquids.2nd ed., John Wiley & Sons, 1987.

BIRD, R. B.; DAI, G. C.; YARUSSO, B. J. The rheology and flow of viscoplastic materials. **Reviews in Chemical Engineering**, v. I, n. 1, p. 1-70, 1983.

BLACKERY, J.; MITSOULIS, E. Creeping motion of a sphere in tubes filled with a Bingham plastic material. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 70, p. 59-77, 1997.

BODE, D. J.; NOFFKE, R. B.; NICKENS, H. V. Well control methods and practices in small diameter wellbores. **Journal of Petroleum Technology**v. 43,n. 11,p. 1380-1386,1991.

CAENN, R.; DARLEY, H. C. H.; GRAY, G. R. Composition and Properties of Drilling and Completion Fluids.7th ed.Gulf Professional Publishing - Elsevier, 2017.

CALÇADA, L. A.; DUQUE NETO, O. A.; MAGALHÃES, S. C.; SCHEID, C. M.; BORGES FILHO, M. N.; WALDMANN, A. T. A. Evaluation of suspension flow and particulate materials for control of fluid losses in drilling operation. Journal of Petroleum Science and Engineeringv. 131, p. 1-10, 2015.

CAPECELATRO, Jesse and DESJARDINS, Olivier. An Euler-Lagrange strategy for simulating particle-laden flows. Journal of Computational Physics, v. 238, p. 1-31, 2013.

CHEN, Xuyue; GAO, Deli; GUO, Boyun; LUO, Limin; LIU, Xiaobo; ZHANG, Xin. A new method for determining the minimum gas injection rate required for hole cleaning in horizontal gas drilling. **Journal of Natural Gas Science and Engineering**2014.

CHHABRA, R. P.; RICHARDSON, J. F. Non-Newtonian flow in the process industries.: Fundamentals and engineering applicationsButterworth-Heinemann, 1999. 436 p.

CLARK, R. K.; BICKHAM, K. L. A mechanistic model for cuttings transport. SPE Annual Technical Conference and Exhibition, apr. 1994.

CLEGG, D. B.; WHITMORE, R. L. Boundary layers in Bingham plastics. **Rheologica Acta**, v. 5, p. 130-134, 1966.

CLIFT, R.; GRACE, J. R.; WEBER, M. E. **Bubbles, drops, and particles.** Academic Press, 1978. 394 p.

CORONADO-MATUTTI, O.; SOUZA MENDES, P. R.; CARVALHO, M. S. Instability of inelastic shear-thinning liquids in a Couette flow between concentric cylinders. **Journal of Fluids Engineering**, v. 126, p. 385-390, 2004.

COUSSOT, P. Rheometry of pastes, suspensions, and granular materials. Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, 2005. 306 p.

CROWE, C. T. Multiphase flow handbook. Boca Raton, FL:CRC Press - Taylor & Francis Group, 2006.

CROWE, C. T.; SCHWARZKOPF, J. D.; SOMMERFELD, M.; TSUJI, Y. Multiphase flow with droplets and particles. 2nd 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, 1979.

DARBY, Ron; CHHABRA, R. P. Chemical engineering fluid mechanics..3rd ed.Boca Raton, FLTaylor & Francis Group, 2017.

DAZHI, GU; TANNER, R. I. The drag on a sphere in a power-law fluid. Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics, v. 17, p. 1-12, 1985.

DE LAI, F. C. Simulação numérica do escoamento particulado para o preenchimento de canal fraturado. - Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, PR, 2013.

DEB, S.; TAFTI, D. K. A novel two-grid formulation for fluid-particle systems using the discrete element method. **Powder Technology**, v. 246, p. 601-616, 2013.

DEDEGIL, M. Drag coefficient and settling velocity of particles in non-Newtonian suspensions. Journal of Fluids Engineering, v. 109, p. 319-323, 1987.

DEGLO DE BESSES, B., MAGNIN, A., JAY, P. Sphere drag in a viscoplastic fluid. AIChE Journal, v. 50, n. 10, p. 2627-2629, 2004.

DELWICHE, R. A.; LEJEUNE, M. W. D.; MAWET, P. F. B. N.; VIGHETTO, R. Slimhole drilling hydraulics. , apr.1992.

DENNEY, D. Net pay: What is it? What does it do? How do we quantify it? How do we use it?. **Journal of Petroleum Technology**v. 62,n. 08,p. 46-48,2010.

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, 2004.

DIAZ, H.; MISKA, S.; TAKACH, N.; YU, M. Modeling of ECD in casing drilling operations and comparison with experimental and field data. , 2004.

DOKHANI, V.; MA, Y.; YU, M. Determination of equivalent circulating density of drilling fluids in deepwater drilling. **Journal of Natural Gas Science and Engineering**v. 34p. 1096-11052016.

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

DUAN, M.; MISKA, S. Z.; YU, M.; TAKACH, N. E.; AHMED, R. M. Transport of small cuttings in extended-reach drilling. **SPE Drilling & Completion**, v. 23, n. 03, p. 258-265, 2008.

EFTECH INTERNATIONAL SDN BHD | SZ EDS Directional drilling (DD). Disponível em: https://www.eftech.com.my/directional-drilling.php. Acesso em: 21 dez. 2020.

FANG, P.; MANGLIK, R. M. The influence of inner cylinder rotation on laminar axial flows in eccentric annuli of drilling bore wells. **International Journal of Transport Phenomena**, v. 4, p. 257-274, 2002.

FORD, J. T.; PEDEN, J. M.; OYENEYIN, M. B.; GAO, E.; ZARROUGH, R. Experimental Investigation of Drilled Cuttings Transport in Inclined Boreholes. SPE Annual Technical Conference and Exhibition, apr.1990.

GAVIGNET, A. A.; SOBEY, I. J. Model aids cuttings transport prediction. Journal of Petroleum Technology, v. 41, n. 09, p. 916-921, 1989.

GLOWINSKI, Roland; WACHS, Anthony. **On the numerical simulation of viscoplastic fluid flow**. Elsevier, 2011. 235 p.

GUESLIN, B.; TALINI, L.; HERZHAFT, B.; PEYSSON, Y.; ALLAIN, C. Flow induced by a sphere settling in an aging yield-stress fluid. **Physics of Fluids**, v. 18, p. 1-8, 2006.

HEDSTRÖM, B. O. A. Flow of plastic materials in pipes. Industrial & Engineering Chemistry, 44, n. 3, p. 651-656, 1952.

HEMPHILL, T. Validation of drillpipe rotation hydraulics using drillpipe eccentricity as a key factor. SPE/IATMI Asia Pacific Oil & Gas Conference and Exhibition, 2015.

Heydari, Omid; Sahraei, Eghbal; Skalle, Pål Investigating the impact of drillpipe's rotation and eccentricity on cuttings transport phenomenon in various horizontal annuluses using computational fluid dynamics (CFD). Journal of Petroleum Science and Engineering, v. 156, p. 801-8132017.

HOERNER, S. F. Fluid-Dynamic Drag: Practical information on aerodynamic drag and hydrodynamic resistance. Published by the Author, 1965.

HOPKIN, E. A. Factors affecting cuttings removal during rotary drilling. Journal of Petroleum Technology, v. 19, n. 06, p. 807-814, 1967.

ISHII, Mamoru; HIBIKI, Takashi. Thermo-fluid dynamics of two-phase flow.2nd ed.Springer, 2011. 526 p.

IYOHO, A. W.; AZAR, J. J. An accurate slot-flow model for non-Newtonian fluid flow through eccentric annuli. Society of Petroleum Engineers Journalv. 21,n. 05,p. 565-572,1981.

JOHNSON, K. L. Contact Mechanics. Cambridge, UK, Cambridge University Press, 2003.

KAFUI, K. D.; THORNTON, C.; ADAMS, M. J. Discrete particle-continuum fluid modelling of gas-solid fluidised beds. **Chemical Engineering Science**, v. 57, n. 13, p. 2395-2410, 2002.

KELESSIDIS, V. C. ; MAGLIONE, R.; TSAMANTAKI, C.; ASPIRTAKIS, Y. Optimal determination of rheological parameters for Herschel-Bulkley drilling fluids and impact on pressure drop, velocity profiles and penetration rates during drilling. Journal of Petroleum Science and Engineering, v. 53, p. 203-224, 2006.

KELESSIDIS, V. C.; BANDELIS, G. E. Flow patterns and minimum suspension velocity for efficient cuttings transport in horizontal and deviated wells in coiled-tubing drilling. **SPE Drilling & Completion**v. 19,n. 04,p. 213-227,2004.

KELESSIDIS, V. C.; MAGLIONE, R.; TSAMANTAKI, C.; ASPIRTAKIS, Y. Optimal determination of rheological parameters for Herschel-Bulkley drilling fluids and impact on pressure drop, velocity profiles and penetration rates during drilling. **Journal of Petroleum Science and Engineering**v. 53, p. 203-224, 2006.

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

KING, H. M. Directional and horizontal drilling in oil and gas wells: Methods used to increase production and hit targets that cannot be reached with a vertical well. Disponível em: https://geology.com/articles/horizontal-drilling. Acesso em: 18 dez. 2020.

KOHNEN Gangolf; RÜGER, Michael; SOMMERFELD, Martin Convergence behaviour for numerical calculations by the Euler/Lagrange method for strongly coupled phases. **Numerical Methods in Multiphase Flows**, v. 185, p. 191-202, 1994.

KUNDU, P. K.; COHEN, I. M.; DOWLING, D. R. Fluid mechanics.5th ed.Oxford, UK, Academic Press, 2012. 919 p.

LAÍN, S.; SOMMERFELD, M. Euler/Lagrange computations of pneumatic conveying in a horizontal channel with different wall roughness. **Powder Technology**, v. 184, p. 76-88, 2008.

LALI, A. M.; KHARE, A. S.; JOSHI, J. B.; NIGAM, K. D. P. Behaviour of solid particles in viscous non-newtonian solutions: settling velocity, wall effects and bed expansion in solid-liquid fluidized beds. **Powder Technology**v. 57p. 39-501989.

LANDRY, M. P.; FRIGAARD, I. A.; MARTINEZ, D. M. Stability and instability of Taylor-Couette flows of a Bingham fluid. **Journal of Fluid Mechanics**,v. 560,p. 321-353,2006.

LEGRAND, A.; BERTHOU, M.; FILLAUDEAU, L. Characterization of solid–liquid suspensions (real, large non-spherical particles in non-Newtonian carrier fluid) flowing in horizontal and vertical pipes. **Journal of Food Engineering**, v. 78, n. 1, p. 345-355, 2007.

LI, Yanjie; XU, Yong; THORNTON, Colin A comparison of discrete element simulations and experiments for sandpiles composed of spherical particles. **Powder Technology**, v. 160, n. 3, p. 219-228, 2005.

LIU, B. T.; MULLER, S. J.; DENN, M. M. Convergence of a regularization method for creeping flow of a Bingham material about a rigid sphere. Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics, v. 102, n. 2, p. 179-191, 2002.

LUO, Yuejin; BERN, P. A.; CHAMBERS, B. D. Flow-Rate Predictions for Cleaning Deviated Wells., apr. 1992.

MACOSKO, C. W. Rheology .: principles, measurements and applications. Wiley-VCH, 1994.

METZNER, A. B.; REED, J. C. Flow of non-Newtonian fluids: correlation of the laminar, transition, and turbulent flow regions. **AIChE Journal**, v. 14, p. 434-440, 1955.

MISHRA, S.; CHANDRA, H.; ARORA, A. Solid liquid non-Newtonian fluid flow in pipe: a review. Acta Mechanica Slovaca, v. 16, n. 2, p. 62-73, 2012.

MORONI, N.; RAVI, K.; HEMPHILL, T.; SAIRAM, P. Pipe rotation improves hole cleaning and cement-slurry placement: mathematical modeling and field validation. Offshore Europe Oil and Gas Conference and Exhibition 2009, v. 21-112009.

NAIMI, M.; DEVIENNE, R.; LEBOUCHE, M. Etude dynamique et thermique de l'écoulement de Couette-Taylor-Poiseuille; cas d'un fluide présentant un seuil d'écoulement. **International Journal of Heat and Mass Transfer**,v. 33,p. 381-391,1990.

NAZARI, T.; HARELAND, G.; AZAR, J. J. Review of cuttings transport in directional well drilling: systematic approach. SPE Western Regional Meeting, apr. 2010.

NING, Zemin Elasto-plastic impact of fine particles and fragmentation of small agglomerates. , 1995.

NOUAR, C.; DESAUBRY, C.; ZENAIDI, H. Numerical and experimental investigation of thermal convection for a thermodependent Herschel-Bulkley fluid in an annular duct with rotating inner cylinder. **European Journal of Mechanics - B: Fluids**, v. 17, n. 6, p. 875-900, 1998.

OFEI, T. N. Effect of yield power law fluid rheological properties on cuttings transport in eccentric horizontal narrow annulus. **Journal of Fluids**, v. 2016p. 1-102016.

OFEI, T. N.; IRAWAN, S.; PAO, W. Cuttings-liquid frictional pressure loss model for horizontal narrow annular flow with rotating drillpipe. IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, v. 78, 2015.

OGUNRINDE, J. O.; DOSUNMU, A. Hydraulics optimization for efficient hole cleaning in deviated and horizontal wells. SPE Nigerian Annual International Conference and Exhibition, 2012.

OKRAJNI, S.; AZAR, J. J. The effects of mud rheology on annular hole cleaning in directional wells. **SPE Drilling Engineering**, v. 1, n. 4, p. 297-308, 1986.

OROSKAR, A. R.; TURIAN, R. M. The critical velocity in pipeline flow of slurries. AIChE Journal, v. 26, n. 4, p. 550-558, 1980.

PANG, Boxue; WANG, Shuyan; WANG, Qiujin; YANG, Kai; LU, Huilin; HASSAN, Muhammad; JIANG, Xiaoxue Numerical prediction of cuttings transport behavior in well drilling using kinetic theory of granular flow. Journal of Petroleum Science and Engineering, v. 161, p. 190-203, 2018.

PAPANASTASIOU, T. C. Flows of materials with yield. Journal of Rheology, v. 31, n. 5, p. 385-404, 1987.

PARZONKA, W.; KENCHINGTON, J. M.; CHARLES, M. E. Hydrotransport of solids in horizontal pipes: Effects of solids concentration and particle size on the deposit velocity. **The Canadian Journal of Chemical Engineering**, v. 59, n. 3, p. 291-296, 1981.

PATANKAR, S. V. Numerical heat transfer and fluid flow. Hemisphere Publishing Corp., 1980.

PEDEN, J. M.; FORD, J. T.; OYENEYIN, M. B. Comprehensive experimental investigation of drilled cuttings transport in inclined wells including the effects of rotation and eccentricity., p. 393-4041990.

PEKER, Ş. M.; HELVACI, Ş. Ş. Solid-liquid two phase flow. 1st ed. Amsterdam, The Netherlands: Elsevier, 2008.

PENG, Z.; GHATAGE, S. V.; DOROODCHI, E.; JOSHY, J.B.; EVANS, G. M.; MOGHTADERI, B. Forces acting on a single introduced particle in a solid-liquid fluidized bed. **Chemical Engineering Science**, v. 116, p. 49-70, 2014.

POLOSKI, A. P.; ADKINS, H. E.; ABREFAH, J.; CASELLA, A. M.; HOHIMER, R. E.; NIGL, F.; MINETTE, M. J.; TOTH, J. J.; TINGEY, J. M.; YOKUDA, S. T. Deposition velocities of Newtonian and non-Newtonian slurries in pipelines. 179 p., 2009.

PRADO FILHO, H. R. O transporte por dutos ainda é incipiente no Brasil. Revista AdNormas – qualidade, normalização, metrologia, v. 1, n. 23, 2018.

PRASHANT, J. J. D. Direct simulations of spherical particle motion in Bingham liquids. **Computers & Chemical Engineering**, v. 35, n. 17, p. 1200-1214, 2011.

PUTZ, A. M. V.; BURGHELEA, T. I.; FRIGAARD, I. A.; MARTINEZ, D. M. Settling of an isolated spherical particle in a yield stress shear thinning fluid. **Physics of Fluids**, v. 20, p. 1-11, 2008.

QIU, L.; WU, C. A hybrid DEM/CFD approach for solid-liquid flows. Journal of Hydrodynamics, v. 26, n. 1, p. 19-25, 2014.

RACKL, M.; HANLEY, K. J. A methodical calibration procedure for discrete element models. **Powder Technology**, v. 307, p. 73-73, 2017.

ROOKI, R.; ARDEJANI, F. D.; MORADZADEH, A.; NOZOURI, M. Simulation of cuttings transport with foam in deviated wellbores using computational fluid dynamics. Journal of **Petroleum Exploration and Production Technology**v. 4, n. 3, p. 263-273, 2014.

SAASEN, A. Annular frictional pressure losses during drilling - predicting the effect of drillstring rotation. Journal of Energy Resources Technology, v. 136, p. 1-6, 2014.

SAJEEV, Sajith; McCLAURY, Brenton; SHIRAZI, Siamack. Critical Velocities for Particle Transport from Experiments and CFD Simulations. International Journal of Environmental, Chemical, Ecological, Geological and Geophysical Engineeringv. 11, n. 6, p. 530-534, 2017.

Sarabian, M., Rosti, M. E., Brandt, L., Hormozi, S. Numerical simulations of a sphere settling in simple shear flows of yield stress fluids. **Journal of Fluid Mechanics**8961-412020.

SGREVA, N. R.; DAVAILLE, A.; KUMAGAI, I.; KURITA, K. Interaction between a falling sphere and the structure of a non-Newtonian yield-stress fluid. Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics, v. 284, p. 1-11, 2020.

SHAO, B.; YAN, Y., WANG, X.; LIAO, F.; YAN, X. Numerical investigation of a doublecirculation system for cuttings transport in CBM well drilling using a CFD-DEM coupled model. **Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics**, v. 14, n. 1, p. 38-52, 2020. SHOOK, C. A.; ROCO, M. C. Slurry flow principles and practice. Stoneham, MA: Butterworth-Heinemann, 1991. 337 p.

SIEMENS. Simcenter STAR-CCM+. Versão 13.06: Siemens, 2018

SIFFERMAN, T. R.; BECKER, T. E. Hole cleaning in full-scale inclined wellbores. **SPE Drilling Engineering**v. 7,n. 02,p. 115-120,1992.

SUN, B.; XIANG, H.; LI, H.; LI, X. Modeling of the critical deposition velocity of cuttings in an inclined-slimhole annulus. **SPE Journal**, v. 22, p. 1-12, 2017.

SUN, X.; WANG, K.; YAN, T.; SHAO, S.; JIAO, J. Effect of drillpipe rotation on cuttings transport using computational fluid dynamics (CFD) in complex structure wells. Journal of **Petroleum Exploration and Production Technology**2014.

TAYLOR, G. I. Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London**,v. 223,p. 289-343,1923.

THOMPSON, R. L.; SOARES, E. J. Viscoplastic dimensionless numbers. Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics, v. 238, p. 57-64, 2016.

TOMREN, P. H.; IYOHO, A. W.; AZAR, J. J. Experimental study of cuttings transport in directional wells. **SPE Drilling Engineering**v. 1,n. 01,p. 43-56,1986.

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

TSUJI, Y.; TANAKA, T.; ISHIDA, T. Lagrangian numerical simulation of plug flow of cohesionless particles in a horizontal pipe. **Powder Technology**, v. 71, n. 3, p. 239-250, 1992.

TURIAN, R. M.; HSU, F.-L.; MA, T.-W. Estimation of the critical velocity in pipeline flow of slurries. **Powder Technology**v. 51, n. 1, p. 35-47, 1987.

TURIAN, R. M.; YUAN, T.-F.; MAURI, G. Pressure drop correlation for pipeline flow of solid-liquid suspensions. **AIChE Journal**, v. 17, n. 4, p. 809-817, 1971.

TURIAN, R. M.; YUAN, TRAN-FU. Flow of slurries in pipelines. AIChE Journalv. 23,n. 3,p. 232-243,1977.

VALENTIK, L.; WHITMORE, R. L. The terminal velocity of spheres in Bingham plastics. **British Journal of Applied Physics**, v. 16, n. 8, p. 1197-1203, 1965.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. An Introduction to Computational Fluid Dynamics.2nd ed.Pearson - prentice Hall, 2007.

VLASAK, P.; CHARA, Z. Conveying of solid particles in newtonian and non-newtonian carriers. **Particulate Science and Technology**, v. 27, n. 5, p. 428-443, 2009.

WACHS, Anthony. Numerical simulation of steady Bingham flow through an eccentric annular cross-section by distributed Lagrange multiplier/fictitious domain and augmented Lagrangian methods. Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics, v. 142, p. 183-198, 2007.

WADNEKAR, D.; AGRAWAL, M.; TADE, M. O.; PAREEK, V. Hydrodynamics of macroscopic particles in slurry suspensions. Asia-Pacific Journal of Chemical Engineering, v. 11, n. 3p. 467-479, 2016.

WALKER, R. E.; AL-RAWI, O. Helical flow of bentonite slurries. Fall Meeting of the Society of Petroleum Engineers of AIME, apr.1970.

WALKER, S.; LI, J. The effects of particle size, fluid rheology, and pipe eccentricity on cuttings transport., , , p. 1-10april, 2000.

WALTON, I. C. Computer simulator of coiled tubing wellbore cleanouts in deviated wells recommends optimum pump rate and fluid viscosity. SPE Production Operations Symposium, 1995.

WHITE, Frank M. Viscous fluid flow.2nd ed.McGraw-Hill, Inc., 1991.

YANG, D.; XIA, Y.; WU, D.; CHEN, P.; ZENG, G.; ZHAO, X. Numerical investigation of pipeline transport characteristics of slurry shield under gravel stratum. **Tunnelling and Underground Space Technology**, v. 71, p. 223-230, 2018.

ZHONG, W.; YU, A.; LIU, X.; TONG, Z.; ZHANG, H. DEM/CFD-DEM Modelling of Nonspherical particulate systems: theoretical developments and applications. **Powder Technology**, v. 302, p. 108-152, 2016.

ZHOU, Y. C.; WRIGHT, B. D.; YANG, R. Y.; XU, B. H.; YU, A. B. Rolling friction in the dynamic simulation of sandpile formation. **Physica A: Statistical Mechanics and its Applications**, v. 269, p. 536-553, 1999.

APÊNDICE A - Escopo das simulações de sedimentação de partícula sólida em fluido viscoplástico usando CFD-DEM

O comportamento da fase líquida no modelo viscoplástico para o fluido newtoniano generalizado de Bingham define que a deformação dos elementos de fluido ocorre após ultrapassado específico nível de tensão limite de escoamento. A fase contínua considerada na análise de sedimentação consiste em fluido newtoniano generalizado de Bingham, cuja equação constitutiva é composta de dois parâmetros e o tensor tensão ( $\mathbf{T}$ ) dado pela Eq. (85) (BIRD; DAI; YARUSSO, 1983),

$$\mathbf{T} = 2\left(\eta_{\mathrm{Bn}} + \frac{\tau_y}{\left|II_{2\mathbf{D}}\right|^{1/2}}\right) \mathbf{D} \iff \left|II_{\tau}\right| > \tau_y^2 \tag{85}$$

sendo  $\eta_{Bn}$  a viscosidade plástica [Pa·s] do fluido. Não haverá escoamento, ou seja, a fase líquida estará na condição não deformada quando a condição da Eq. (86) ocorrer.

$$2\mathbf{D} = 0 \Longleftrightarrow |II_{\tau}| \le \tau_y^2 \tag{86}$$

A transição abrupta imposta pela Eq. (86) pode conduzir a erros significativos nos resultados numéricos para taxas de deformação muito baixas (BERIS; TSAMOPOULOS; ARMSTRONG; BROWN, 1985; BERCOVIER; ENGELMAN, 1980). Esse problema pode ser contornado por meio da inclusão de equações adicionais e parâmetros materiais, tais como biviscosidade e a modificação de Papanastasiou (BLACKERY; MITSOULIS, 1997; PAPANASTASIOU, 1987), convertendo o modelo viscoplástico em função contínua (GLOWINSKI; WACHS, 2011). O modelo de biviscosidade considerado excelente aproximação para a função viscosidade de Bingham e empregado na modelagem numérica é descrito pelas equações (87) e (88) (BEVERLY; TANNER, 1989),

$$\eta(\dot{\boldsymbol{\gamma}}) = \eta_r \iff \left| II_{2\mathbf{D}} \right|^{1/2} \le \dot{\gamma_c} \tag{87}$$

$$= \eta_{\mathrm{Bn}} + \frac{\tau_y \left(1 - \frac{\eta_{\mathrm{Bn}}}{\eta_r}\right)}{\left|II_{2\mathbf{D}}\right|^{1/2}} \iff \left|II_{2\mathbf{D}}\right|^{1/2} > \dot{\gamma_c}$$
(88)

129

A impossibilidade da modelagem numérica da rigidez absoluta do fluido ( $\dot{\gamma} = 0$ ) exige o emprego da taxa de deformação crítica ( $\dot{\gamma}_c$ ) na Eq. (88) de acordo com a Eq. (89) (PRASHANT, 2011),

 $\eta(\dot{\boldsymbol{\gamma}})$ 

$$\dot{\gamma}_c = \frac{\tau_y}{\eta_r - \eta_{\rm Bn}} \tag{89}$$

O comportamento do fluido de Bingham exibe duas respostas distintas dependendo da magnitude do tensor taxa de deformação. Para taxas de deformação abaixo da taxa crítica  $(\dot{\gamma}_c)$  na Eq. (89), o fluido exibe comportamento típico de material sólido e apresenta elevada viscosidade  $(\eta_r)$  dada pela Eq. (87) – região não fluidizada. Nas regiões onde a taxa de deformação é superior à taxa crítica, o fluido assume comportamento newtoniano – região fluidizada (MACOSKO, 1994).

O cálculo da taxa de deformação para partículas sólidas que se deslocam imersas em fluidos é realizado por meio da Eq. (90) (LALI; KHARE; JOSHI; NIGAM, 1989),

$$\dot{\gamma}_p = \frac{|\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p|}{d_p} \tag{90}$$

A força de arrasto que atua sobre a partícula em sedimentação no fluido é dada pela Eq. (47), com o coeficiente de arrasto de acordo com a Eq. (91) (DEDEGIL, 1987),

$$C_{d} = \begin{cases} \frac{24}{\text{Re}_{p,\text{Bn}}} & ; \quad \text{Re}_{p,\text{Bn}} \leq 8\\ \frac{22}{\text{Re}_{p,\text{Bn}}} + 0.25 & ; \quad 8 < \text{Re}_{p,\text{Bn}} \leq 150\\ 0.4 & ; \quad \text{Re}_{p,\text{Bn}} > 150 \end{cases}$$
(91)

onde  $\operatorname{Re}_{p,\operatorname{Bn}}$  é o número de Reynolds da partícula que se desloca em fluido de Bingham, Eq. (92) (DEDEGIL, 1987).

$$\operatorname{Re}_{p,\operatorname{Bn}} = \frac{\rho_f \left| \mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p \right|^2}{\tau_y + \dot{\gamma}_p \eta_{\operatorname{Bn}}}$$
(92)

A caracterização dos efeitos da tensão limite de escoamento do fluido em relação aos efeitos viscosos ocorre por meio do número de Bingham na Eq. (93), o qual representa a razão entre os efeitos plásticos e viscosos (CLEGG; WHITMORE, 1966).

$$Bn = \frac{\tau_y d_p}{\eta_{Bn} |\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p|}$$
(93)

O número de Hedström da partícula para fluido de Bingham é dado pela Eq. (94) (DARBY; CHHABRA, 2017).

$$\operatorname{He}_{p,\operatorname{Bn}} = \frac{\rho_f d_p^2 \tau_y}{\eta_{\operatorname{Bn}}^2} \tag{94}$$

A partícula sólida empregada nas simulações de sedimentação em fluido de Bingham possui formato esférico com diâmetro  $d_p = 9,5$  mm e massa específica  $\rho_p = 6751$  kg·m<sup>-3</sup>. As propriedades da fase líquida estão ilustradas na Tabela 9 e são oriundas do estudo experimental de base para a realização das simulações (VALENTIK; WHITMORE, 1965).

Fluido	$ au_y$ [Pa]	$\eta_{\mathrm{Bn}} \left[ \mathrm{Pa} \cdot \mathrm{s} \right]$	$ ho_f  [\mathrm{kg} \cdot \mathrm{m}^{-3}]$	$\operatorname{Re}_{p,\operatorname{Bn}}$	Bn	$\mathrm{He}_{p,\mathrm{Bn}}$
1	25,0	6,7×10 <sup>-3</sup>	1207	21,9	52,1	6,067×10 <sup>4</sup>
2	16,6	5,4×10 <sup>-3</sup>	1184	61,1	31,1	6,083×10 <sup>4</sup>
3	7,8	4,0×10 <sup>-3</sup>	1149	219,0	14,7	5,055×10 <sup>4</sup>

Tabela 9 – Propriedades das fases líquidas utilizadas nas simulações de sedimentação de partícula sólida em fluido de Bingham e grupos adimensionais.

Fonte: (VALENTIK; WHITMORE, 1965)

O domínio computacional considerado nas simulações de sedimentação está ilustrado na Figura 52, e consiste de um duto de seção transversal quadrada com lados  $2L_x = 2L_y$ = 0,19 m e altura  $L_z = 1,5$  m. A escolha da seção quadrada foi motivada a partir dos resultados de estudo semelhante em que o autor relata menor influência das paredes sobre os resultados numéricos ao utilizar seção quadrada no lugar de seção circular (PRASHANT, 2011). Além disso, a malha gerada em todo o domínio computacional apresenta elementos de volume regulares e com dimensões iguais em todas as direções.

Figura 52 – Domínio computacional empregado nas simulações de sedimentação de partícula sólida em fluido de Bingham.



**Fonte: Autor** 

A condição de não escorregamento é especificada em todas paredes do domínio ilustrado na Figura 52. A pressão atmosférica atua sobre o fluido no topo do domínio  $(L_z)$ . A partícula é injetada no ponto  $(Lip, x = L_x = Lip, y = L_y)$  e  $(L_{ip,z} = 0, 8L_z)$ . As condições iniciais e de contorno utilizadas no domínio computacional ilustrado na Figura 52 para solução das equações de balanço da fase sólida são dadas na Eq. (95).

$$u_{p,x}(x = L_x; t = 0) = u_{p,y}(y = L_y; t = 0) = u_{p,z}(z = L_{ip,z}; t = 0) = 0$$
(95)

De forma semelhante, as condições iniciais e de contorno para solução das equações de balanço da fase líquida são dadas nas Equações (96) a (99).

$$u_{f,x}(x;t=0) = u_{f,y}(y;t=0) = u_{f,z}(z;t=0) = 0$$
(96)

$$u_{f,x}(x=0_x;t) = u_{f,x}(x=2L_x;t) = 0$$
(97)

$$u_{f,y}(y=0;t) = u_{f,y}(y=2L_y;t) = 0$$
(98)

$$u_{f,z}(z=0;t) = 0 (99)$$

APÊNDICE B - Escoamento de fluido viscoplástico em tubo anular rotativo

Esta seção é dedicada à verificação de resultados numéricos relativos à simulação de escoamento de fluido viscoplástico através de duto anular concêntrico e rotativo. A análise em questão se justifica em função da necessidade de se determinar o tamanho dos elementos de volume da malha, visto que, nas modelagens numéricas envolvendo acoplamento CFD-DEM, a especificação adequada das características da malha da fase contínua determina a exatidão dos resultados numéricos. Dados experimentais disponíveis na literatura (NOUAR; DESAUBRY; ZENAIDI, 1998) são utilizados para executar a validação.

Características da tubulação		
Raio interno da seção anular	$\xi R$	0,02 m
Raio externo da seção anular	R	0,0325 m
Comprimento do tubo	L	5,0 m
Propriedade do fluido (Carbopol 940)		
Tensão limite de escoamento	$ au_y$	22,2 Pa
Índice de lei de potência	n	0,4
Índice de consistência	m	12,8 Pa·s <sup>n</sup>
Condições operacionais		
Vazão de fluido	$Q_f$	$1,5 \times 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$
Número de Bingham – Eq. (57)	Bn	1,13
Número de Reynolds para fluido Herschel-Bulkley – Eq. (56)	$\mathrm{Re}_{HB}$	0,13

Tabela 10 – Dados utilizados nas simulações de validação de escoamento de fluido Herschel-Bulkley em tubo anular concêntrico rotativo.

Fonte: (NOUAR; DESAUBRY; ZENAIDI, 1998)

A geometria do domínio computacional do tubo anular rotativo e as variáveis envolvidas no problema estão ilustradas na Figura 53.

### Figura 53 – Geometria e variáveis do escoamento de fluido Herschel-Bulkley através de seção anular excêntrica com rotação da parede interna.



Fonte: (Autor)

A malha aplicada na seção anular concêntrica da Figura 53 considera o procedimento descrito no item 5.3, com base na Figura 29. A razão de refinamento  $(m_r)$  adotada é igual a 0,65, Eq. (82). As configurações empregadas no estudo de independência de malha estão descritas na Tabela (11), cujas malhas estão ilustradas na Figura 54.

Malha <i>i</i>	Número de divisões ao longo da direção r (N <sub>div,r</sub> )	Número de divisões ao longo da direção $ heta$ ( $N_{div, heta}$ )
$M_1$	7	28
$M_2$	11	44
$M_3$	17	68
$M_4$	25	104

Tabela 11 – Dados do estudo de independência de malha para escoamento em seção anular rotativa. Razão de refinamento da malha  $m_r = 0,65 - Eq.$  (82).

#### Figura 54 – Malhas de volumes finitos relativas aos casos descritos na Tabela 11.



#### **C.1 Resultados**

A Figura 55(a) ilustra o perfil de velocidade axial sem rotação da parede interna do anular. Dois níveis de rotação foram utilizados com o objetivo de avaliar a influência da velocidade angular da parede interna do anular sobre o perfil de velocidade. A Figura 55(b) ilustra o perfil de velocidade axial considerando a velocidade angular igual a 13,804 rad·s<sup>-1</sup>. É possível identificar que o perfil de velocidade axial é modificado à medida que a rotação da parede interna aumenta.

A pequena discrepância obtida nos resultados para o perfil da Figura 55(a) é atribuída ao tamanho da malha de volumes finitos utilizada na simulação. Apesar das diferenças encontradas na faixa de raio normalizado 0,2 a 0,5 da Figura 55(a), é possível concluir que os perfis de velocidade axial obtidos nas simulações estão em conformidade com resultados experimentais.



Figura 55 – Perfil de velocidade axial para escoamento em seção anular concêntrica rotativa. a)  $\Omega = 0 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}; \text{ b}) \Omega = 13,8 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1};$ 

Perfis de velocidade tangencial estão ilustrados na Figura 56 para rotação da parede interna do anular iguais a 2,78 e 14,03 rad·s<sup>-1</sup>. De maneira semelhante ao que ocorre com o perfil axial, o perfil de velocidade tangencial sofre alteração em função do aumento da velocidade angular da parede interna da seção anular. Discrepância também pode ser observada na Figura 56(a). A Figura 56(b) ilustra o perfil de velocidade tangencial para escoamento puramente cisalhante, ou seja, não há escoamento no sentido axial da tubulação. Em todas as situações é possível inferir que os perfis de velocidade tangencial obtidos neste trabalho estão próximos aos perfis descritos na referência.

Os erros relacionados ao processo de refinamento de malha estão descritos nas Tabelas 12 a 15. A queda de pressão por unidade de comprimento do tubo foi determinada em cada configuração de malha, e considerando as diferentes condições de escoamento.





Tabela 12 – Erros de discretização obtidos a partir do estudo de independência de malha. Razão de refinamento  $m_r = 0.65$ ; Ordem do esquema numérico p = 2. Rotação da parede interna do anular  $\Omega = 0$  rad·s<sup>-1</sup>. A variável utilizada no cálculo dos erros de discretização é a queda de pressão por unidade de comprimento do tubo.

Malha	$N_{\mathit{div},r}$	$N_{\mathit{div}, \theta}$	<b>Erro da solução com malha</b> grosseira – (Δ <i>p/L</i> ) Eq. (83)	Erro da solução com malha refinada – (Δp/L) Eq. (84)
$M_1$	7	14	$E_{s,1} = 215,3 \text{ Pa}\cdot\text{m}^{-1}$	_
$M_2$	11	21	_	$E_{s,2} = 139,9 \text{ Pa}\cdot\text{m}^{-1}$
$M_2$	11	21	$E_{s,2} = 48,8 \text{ Pa}\cdot\text{m}^{-1}$	_
$M_3$	17	32	_	$E_{s,3} = 31,7 \text{ Pa}\cdot\text{m}^{-1}$
$M_3$	17	32	$E_{s,3} = 96,8 \text{ Pa}\cdot\text{m}^{-1}$	_
$M_4$	25	47	_	$E_{s,4} = 62,9 \text{ Pa} \cdot \text{m}^{-1}$

Tabela 13 – Erros de discretização obtidos a partir do estudo de independência de malha. Razão de refinamento  $m_r = 0.65$ ; Ordem do esquema numérico p = 2. Rotação da parede interna do anular  $\Omega = 13.8$ rad·s<sup>-1</sup>. A variável utilizada no cálculo dos erros de discretização é a queda de pressão por unidade de comprimento do tubo.

Malha	N <sub>div,r</sub>	$N_{\mathit{div}, \theta}$	<b>Erro da solução com malha grosseira – (Δp/L)</b> Eq. (83)	<b>Erro da solução com malha</b> <b>refinada – (Δp/L)</b> Eq. (84)
$M_1$	7	14	$E_{s,1} = 100,6 \text{ Pa}\cdot\text{m}^{-1}$	_
$M_2$	11	21	_	$E_{s,2} = 65,4 \text{ Pa}\cdot\text{m}^{-1}$
$M_2$	11	21	$E_{s,2} = 125,8 \text{ Pa}\cdot\text{m}^{-1}$	_
$M_3$	17	32	_	$E_{s,3} = 81,8 \text{ Pa}\cdot\text{m}^{-1}$
$M_3$	17	32	$E_{s,3} = 102,7 \text{ Pa}\cdot\text{m}^{-1}$	_
$M_4$	25	47	_	$E_{s,4} = 66,7 \text{ Pa} \cdot \text{m}^{-1}$

Tabela 14 – Erros de discretização obtidos a partir do estudo de independência de malha. Razão de refinamento  $m_r = 0.65$ ; Ordem do esquema numérico p = 2. Rotação da parede interna do anular  $\Omega = 2.78$  rad·s<sup>-1</sup>. A variável utilizada no cálculo dos erros de discretização é a queda de pressão por unidade de comprimento do tubo.

Malha	N <sub>div,r</sub>	$N_{\mathit{div}, \theta}$	<b>Erro da solução com malha</b> grosseira – (Δ <i>p/L</i> ) Eq. (83)	<b>Erro da solução com malha</b> <b>refinada – (Δp/L)</b> Eq. (84)
$M_1$	7	14	$E_{s,1} = 134,0 \text{ Pa}\cdot\text{m}^{-1}$	_
$M_2$	11	21	_	$E_{s,2} = 87,1 \text{ Pa}\cdot\text{m}^{-1}$
$M_2$	11	21	$E_{s,2} = 49,4 \text{ Pa}\cdot\text{m}^{-1}$	_
$M_3$	17	32	_	$E_{s,3} = 32,1 \text{ Pa} \cdot \text{m}^{-1}$
$M_3$	17	32	$E_{s,3} = 48,2 \text{ Pa}\cdot\text{m}^{-1}$	_
$M_4$	25	47	_	$E_{s,4} = 31,3 \text{ Pa}\cdot\text{m}^{-1}$

Tabela 15 – Erros de discretização obtidos a partir do estudo de independência de malha. Razão de refinamento  $m_r = 0.65$ ; Ordem do esquema numérico p = 2. Rotação da parede interna do anular  $\Omega = 14,03$ rad·s<sup>-1</sup>. A variável utilizada no cálculo dos erros de discretização é a queda de pressão por unidade de comprimento do tubo.

Malha	N <sub>div,r</sub>	$N_{\mathit{div}, \theta}$	<b>Erro da solução com malha</b> grosseira – (Δ <i>p/L</i> ) Eq. (83)	<b>Erro da solução com malha</b> <b>refinada – (Δp/L)</b> Eq. (84)
$M_1$	7	14	$E_{s,1} = 106,6 \text{ Pa}\cdot\text{m}^{-1}$	_
$M_2$	11	21	_	$E_{s,2} = 69,3 \text{ Pa}\cdot\text{m}^{-1}$
$M_2$	11	21	$E_{s,2} = 123,0 \text{ Pa}\cdot\text{m}^{-1}$	_
$M_3$	17	32	_	$E_{s,3} = 79,9 \text{ Pa} \cdot \text{m}^{-1}$
$M_3$	17	32	$E_{s,3} = 101,2 \text{ Pa}\cdot\text{m}^{-1}$	_
$M_4$	25	47	_	$E_{s,4} = 65,8 \text{ Pa}\cdot\text{m}^{-1}$
APÊNDICE C - Escoamento líquido-sólido de fluido viscoplástico em seção anular

A validação das simulações de escoamento líquido-sólido de fluido viscoplástico em tubo anular excêntrico rotativo é realizada a fim de identificar a capacidade do método numérico de reproduzir os fenômenos físicos envolvidos. Para tanto, dados experimentais disponíveis na literatura (TOMREN; IYOHO; AZAR, 1986) foram utilizados na comparação de resultados numéricos das simulações CFD-DEM. A Figura 57 ilustra a geometria e as variáveis envolvidas na modelagem numérica. A Tabela 16 define as propriedades dos elementos que englobam a simulação.

Figura 57 – Geometria e variáveis do escoamento líquido-sólido em seção anular excêntrica com rotação da parede interna.



Tabela 16 - Características da tubulação, do fluido e das partículas utilizadas nas simulações.

Tubo anular	Partícula (vidro)	Fluido (carbopol)	Condições de escoamento
L = 6  m	$d_p = 6,35 \text{ mm}$	$ ho_f = 1012, 15 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$	$Q_f = 100 \text{ a } 200 \text{ gpm}$
<i>R</i> = 0,0635 m (2,5 in)	$\rho_p = 2651,1 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$	$m = 0,2825 \operatorname{Pa} \cdot \mathrm{s}^n$	$\Omega = 50 \text{ rpm}$
$\xi = 0,38$		<i>n</i> = 0,64	$\dot{m}_p$ = 0,15 kg·s <sup>-1</sup>
$\chi = 80^{ m o}$		$ au_y$ = 6,7 Pa	

## Fonte: (TOMREN; IYOHO; AZAR, 1986)

## **D.1 Resultados**

A modelagem numérica do processo de movimentação de partículas sólidas através de tubo anular excêntrico rotativo foi considerada adequada. A fração volumétrica total da fase sólida está contida da faixa de erro absoluto correspondente a  $\pm 20\%$  dos valores experimentais, conforme ilustra a Figura 58.



Figura 58 – Concentração volumétrica de partículas em função da vazão. Resultados experimentais e numéricos.

Fonte: Autor

Os resultados numéricos para a concentração de partículas encontram-se mais próximos dos valores experimentais, quando comparados a simulações nas mesmas condições de escoamento (AKHSHIK; BEHZAD; RAJABI, 2015a), conforme ilustra a Figura 58. A maior exatidão é atribuída ao processo metódico de calibração dos coeficientes de restituição e constantes de rigidez associados à modelagem das interações entre partículas e entre partículas e fronteiras sólidas. Essas interações fazem parte do método de elementos discretos e estão caracterizadas no APÊNDICE B.

ANEXO A - Influência da vazão da fase líquida sobre a movimentação da fase sólida - resultados complementares











Figura 61 – Efeito da vazão de fluido sobre a concentração total de partículas.  $\Omega$  = 0 rpm, n = 0,64 e  $\tau_y$  = 15,0 Pa. a1)  $Q_f/Q_p$  = 42; a2)  $Q_f/Q_p$  = 63; a3)  $Q_f/Q_p$  = 84.



(a1)



Figura 63 - Efeito da vazão de fluido sobre a concentração total de partículas.



Figura 64 – Efeito da vazão de fluido sobre a concentração total de partículas.



Figura 65 – Efeito da vazão de fluido sobre a concentração total de partículas.



Figura 66 – Efeito da vazão de fluido sobre a concentração total de partículas.



Figura 67 – Efeito da vazão de fluido sobre a concentração total de partículas.



Figura 68 – Efeito da vazão de fluido sobre a concentração total de partículas.



Figura 69 – Efeito da vazão de fluido sobre a concentração total de partículas.



Figura 70 – Efeito da vazão de fluido sobre a concentração total de partículas.



 $\Omega$  = 100 rpm, n = 0,64 e  $\tau_y$  = 25,0 Pa. a1)  $Q_f/Q_p$  = 42; a2)  $Q_f/Q_p$  = 63; a3)  $Q_f/Q_p$  = 84.