

**UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA E DE MATERIAIS**

GUILHERME HANAUER DE LIMA

**MODELAGEM E SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ESCOAMENTO
SÓLIDO-FLUIDO SOBRE MEIO POROSO HETEROGÊNEO**

DISSERTAÇÃO

**CURITIBA
2016**

GUILHERME HANAUER DE LIMA

**MODELAGEM E SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ESCOAMENTO
SÓLIDO-FLUIDO SOBRE MEIO POROSO HETEROGÊNEO**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais da Universidade Tecnológica Federal do Paraná como requisito parcial para obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica. Área de Concentração: Ciências Térmicas.

Orientador: Prof. Silvio L. M. Junqueira, Dr.

CURITIBA

2016

TERMO DE APROVAÇÃO

GUILHERME HANAUER DE LIMA

MODELAGEM E SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE ESCOAMENTO SÓLIDO-FLUIDO SOBRE MEIO POROSO HETEROGÊNEO

Esta Dissertação foi julgada para a obtenção do título de Mestre em Engenharia, área de concentração em Engenharia de Ciências Térmicas e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais.

Prof. Paulo C. Borges, Dr.
Coordenador do Programa

Banca examinadora

Prof. Silvio L. M. Junqueira, Dr.
Orientador - PPGEM/UTFPR

Prof. Admilson T. Franco, Dr.
PPGEM/UTFPR

Prof. Marcelo R. Errera, Ph.D.
PPGEA/UFPR

Prof. Moisés A. M. Neto, Dr.
PPGEM/UTFPR

Curitiba, 18 de março de 2016

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação

L732m Lima, Guilherme Hanauer de
2016 Modelagem e simulação numérica de escoamento sólido-fluido sobre meio poroso heterogêneo / Guilherme Hanauer de Lima.-- 2016.
132 f.: il.; 30 cm

Texto em português, com resumo em inglês.
Dissertação (Mestrado) - Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais. Área de Concentração: Ciências Térmicas, Curitiba, 2016.
Bibliografia: p. 111-118.

1. Engenharia mecânica - Dissertações. 2. Poços de petróleo - Perfuração. 3. Escoamento monofásico. 4. Escoamento bifásico. 5. Dinâmica dos fluidos. 6. Partículas (Física, química, etc.). 7. Modelos matemáticos. 8. Métodos de simulação. I. Junqueira, Silvio Luiz de Mello. II. Universidade Tecnológica Federal do Paraná - Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais. III. Título.

CDD: Ed. 22 -- 620.1

Biblioteca Ecoville da UTFPR, Câmpus Curitiba

Agradecimentos

Agradeço primeiramente aos meus pais, que me transmitiram o ensinamento mais valioso que possuo, a importância do estudo. O apoio de vocês durante toda minha vida sempre foi e é fundamental. Obrigado por tudo.

Ao professor Silvio L. M. Junqueira, pela postura que apresentou ao longo de todo o trabalho, bem como pela disposição e compreensão nos momentos difíceis. Seu apoio e orientação desde o meu ingresso no meio científico foram essenciais.

Ao Eng. Me. Fernando De Lai pela colaboração e compartilhamento de sua experiência, assim como o suporte durante o desenvolvimento deste trabalho.

Aos amigos e colegas que acompanharam meu percurso ao longo dos últimos anos. É com vocês que dividi por diversas vezes bons momentos de descontração, compartilhando de situações que nos renderam boas histórias e risadas. Em especial ao Vinicius Daroz, Gustavo Nascimento, Rodrigo Meira e Lucas Alves por tantas conversas e por partilhar as circunstâncias que precederam a realização deste trabalho.

Ao Centro de Pesquisas em Reologia e Fluidos Não Newtonianos - CERNN, pela estrutura fornecida para que este trabalho fosse desenvolvido.

Por fim, agradeço aos demais professores do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica e de Materiais - PPGEM, cujos ensinamentos, transmitidos de maneira exímia, levarei comigo para toda a vida.

"The cosmos is also within us. We are made of star stuff. We are a way for the cosmos to know itself."

Carl Sagan

Resumo

Durante a perfuração de poços de petróleo é comum que a pressão do fluido de perfuração no poço seja maior que a pressão no interior da formação, o que pode fazer com que o fluido escoe no sentido da formação, num fenômeno denominado invasão. O escoamento no sentido da formação porosa carrega partículas que são retidas pelo substrato poroso, através do mecanismo de filtração, formando um leito de partículas na parede do poço. Neste trabalho, o modelo matemático e numérico do escoamento particulado através de um canal poroso posicionado verticalmente é investigado. O aumento da perda de carga provocado pela eventual obstrução do escoamento sobre o meio poroso devido à deposição de material particulado é investigado. O substrato poroso é representado através do modelo heterogêneo, cujo domínio sólido é descrito através de cilindros desconectados. A porosidade ao longo do domínio poroso é variada na direção axial do escoamento de acordo com a dimensão dos obstáculos, os quais são alocados num arranjo alternado. A análise é realizada em duas etapas. Na primeira o escoamento monofásico do fluido permite a determinação da permeabilidade e da perda de carga do meio poroso. A segunda etapa trata do processo de deposição de partículas presentes no escoamento sólido-fluido sobre o substrato poroso. A formulação matemática e a modelagem numérica para o escoamento particulado são representadas por uma abordagem Euler-Lagrange. A solução acoplada das fases discreta (partículas) e contínua (fluido) é realizada através da combinação dos modelos *Dense Discrete Phase Model* (DDPM) e *Discrete Element Method* (DEM). Resultados são obtidos para um fluido de massa específica e viscosidade semelhante à de um fluido de perfuração, com propriedades de uma mistura de 37,3% de água e 73,7% de glicerina, as partículas têm diâmetro variado de 0,6 a 0,8 mm e a porosidade do meio poroso varia entre 0,4 e 0,7. Resultados mostram que o aumento do diâmetro das partículas promove a redução da permeabilidade do meio resultante formado pelo meio poroso e o leito de partículas. O acréscimo da concentração de partículas injetadas implica em um aumento na queda de pressão, conseqüentemente na redução da permeabilidade através do canal. É possível observar também que existe um crescimento na espessura do leito com o aumento da concentração de partículas injetadas.

Palavras-chave: escoamento particulado; meio poroso heterogêneo; DDPM-DEM.

Abstract

During oil well drilling commonly the drilling fluid pressure in the well is greater than the pressure within the formation, which may cause the flow towards the porous substrate, a phenomenon referred to as invasion. The flow to porous formation carries particles which are retained by the substrate, through the filtration mechanism, originating a packed-bed of particles in the wall of the wellbore. In this paper, the mathematical and numerical model of particle flow through a porous channel positioned vertically is proposed. Increase in pressure loss caused by any obstruction of the flow through porous media due to deposition of particulate material is investigated. The porous substrate is represented by a heterogeneous model, which solid domain is described by disconnected cylinders. Porosity throughout the porous domain varies in the axial direction of the flow according to obstacle sizes, which are allocated in a staggered array. The analysis is performed in two steps. In the first, single-phase fluid flow allows the determination of permeability and pressure drop of the porous media. The second step is the process of particles deposition observed in two-phase flow into the porous substrate. Mathematical formulation and numerical modeling for particulate flow are represented by a Euler-Lagrange approach. The coupled solution of discrete phases (particles) and continuous (fluid) is performed by combining the models Dense Discrete Phase Model (DDPM) and Discrete Element Method (DEM). Results are obtained for a fluid with density and viscosity similar to a drilling fluid, with properties of a mixture with 37.3% of water and 73.7% of glycerin, the particles have diameters varying from 0.6 to 0.8 mm and the porosity of the porous medium is between 0.4 and 0.7. Results show that the diameter of the particles increase promotes the permeability reduction of the resulting medium formed by the porous medium and the particles bed. The increase of the injected particles concentration implies an increase in pressure drop, thus reducing the permeability through the channel. It is also observed that there is growth in the thickness of the bed with the increase of the concentration of injected particles.

Keywords: particulate flow; heterogeneous porous media; DDPM-DEM.

Lista de ilustrações

Figura 0.1 – Sequence diagram	3
Figura 1.1 – Representação esquemática do conjunto poço-formação sob condições que promovem o fenômeno de invasão e a formação do reboco.	23
Figura 1.2 – Representação do mecanismo de retenção de sólidos em um meio poroso.	24
Figura 1.3 – Representação de processo de formação do reboco pela deposição dinâmica de partículas. (a) início do escoamento com partículas; (b) início da deposição de partículas sobre a interface fluido-porosa; (c) formação do reboco.	25
Figura 3.1 – Exemplos de meios porosos: (a) Rocha porosa real e (b) meio artificial.	38
Figura 3.2 – O volume elementar representativo.	39
Figura 3.3 – (a) Formação com um reservatório de petróleo; (b) Escala microscópica da fratura; (c) Escala macroscópica do poro; (d) Escala microscópica do poro.	40
Figura 3.4 – Escalas para a representação de uma interface fluido-porosa.	42
Figura 3.5 – Representação das formas de interação entre partículas para cada um dos tipos de acoplamento entre as fases: (a) Uma-via; (b) Duas-vias; (c) Três-vias; (d) Quatro-vias.	46
Figura 3.6 – Representação dos tipos de regimes viscosos para o escoamento de partículas.	47
Figura 3.7 – Representação de padrões de fluidização de partículas em um canal vertical: (a) Leito fixo; (b) fluidização mínima; (c) fluidização regular; (d) fluidização borbulhante; (e) fluidização com bolhas axiais; (f) fluidização em golfadas; (g) fluidização turbulenta; (h) fluidização rápida.	48
Figura 3.8 – Padrões de escoamento de particulados suspensos em um canal horizontal: (a) Escoamento suspenso homogêneo; (b) heterogêneo; (c) heterogêneo com leito móvel; (d) heterogêneo com leitos móvel e fixo.	49
Figura 3.9 – Representação dos tipos de empacotamento de partículas e seus respectivos fatores de empacotamento: (a) cúbico; (b) ortorrômico; (c) hexagonal; (d) tetragonal; (e) romboédrico-piramidal; (f) romboédrico-hexagonal.	50
Figura 3.10 – Representação das escalas utilizadas para representar o escoamento particulado: (a) Escala microscópica para o fluido e partículas; (b) Escala Mesoscópica para a fase fluida e microscópica para as partículas; (c) Escala mesoscópica para o fluido e partículas; (d) Escala macroscópica para ambas as fases.	51
Figura 4.1 – Representação esquemática do canal com região porosa e considerações para o modelo do meio poroso.	55

Figura 4.2 – Geometria utilizada para o canal com região porosa, com detalhe para o plugue representado por um modelo heterogêneo de porosidade variável com obstáculos cilíndricos e arranjo alternado.	56
Figura 4.3 – Formas geométricas utilizadas para o cálculo da porosidade.	57
Figura 5.1 – Representação esquemática: (a) contato normal amortecido devido a deformação linear; (b) contato com deslocamento tangencial devido ao atrito.	71
Figura 6.1 – Velocidade em função do tempo para uma partícula de $d_p = 6,0 \text{ mm}$ e $\rho_p = 7710 \text{ kg/m}^3$ imersa na água em comparação com Mordant e Pinton (2000).	82
Figura 6.2 – Síntese dos resultados de velocidade terminal para partículas de diferentes massas específicas ρ_p e diâmetros d_p	82
Figura 6.3 – Velocidade da partícula após uma série de colisões em comparação com os resultados de Gondret, Lance e Petit (2002), para a partícula de teflon de $d_p = 6,0 \text{ mm}$ imersa no ar.	84
Figura 6.4 – Velocidade da partícula após uma série de colisões em comparação com os resultados de Gondret, Lance e Petit (2002), para a partícula de aço com $d_p = 3,0 \text{ mm}$ imersa em óleo à base de silicone.	84
Figura 7.1 – Detalhe da região entre a injeção e a primeira fileira de obstáculos para um instante de tempo após 10 injeções.	88
Figura 7.2 – Vista superior dos 59 pontos de injeção.	89
Figura 7.3 – Campos de velocidade e pressão para a configuração com 16 obstáculos.	92
Figura 7.4 – Campos de velocidade e pressão para a configuração com 12 obstáculos.	92
Figura 7.5 – Formatos de leitos sobre o meio poroso para a variação da razão de massa específica entre as partículas e o fluido ρ_p/β para $d_p = 0,6 \text{ mm}$ e $N = 16$	94
Figura 7.6 – Resultados para o leito formado com $d_p = 0,6 \text{ mm}$ e $N = 16$	95
Figura 7.7 – Resultados para o leito formado com $d_p = 0,7 \text{ mm}$ e $N = 16$	96
Figura 7.8 – Resultados para o leito formado com $d_p = 0,8 \text{ mm}$ e $N = 16$	96
Figura 7.9 – Resultados para o leito formado com $d_p = 0,8 \text{ mm}$ e $N = 12$	97
Figura 7.10 – Pressão adimensional máxima no canal P_β ao longo do tempo de injeção t_{ip} para os casos com $d_p = 0,6; 0,7$ e $0,8 \text{ mm}$ e $N = 12$ e $N = 16$	98
Figura 7.11 – Leitos para a variação de concentração de partículas com $d_p = 0,6 \text{ mm}$ e $N = 16$	99
Figura 7.12 – Pressão adimensional máxima no canal P_β ao longo do tempo de injeção t_{ip} para o caso com $d_p = 0,6 \text{ mm}$ e $N = 16$	100
Figura 7.13 – Leitos para a variação de concentração de partículas com $d_p = 0,7 \text{ mm}$ e $N = 16$	100

Figura 7.14–Pressão adimensional máxima no canal P_β ao longo do tempo de injeção t_{ip} para o caso com $d_p = 0,7 \text{ mm}$ e $N = 16$	101
Figura 7.15–Leitos para a variação de concentração de partículas com $d_p = 0,8 \text{ mm}$ e $N = 16$	101
Figura 7.16–Pressão adimensional máxima no canal P_β ao longo do tempo de injeção t_{ip} para o caso com $d_p = 0,8 \text{ mm}$ e $N = 16$	102
Figura 7.17–Efeito da variação da concentração \dot{m}_{ref} sobre a pressão adimensional máxima no canal P_β ao longo do tempo de injeção t_{ip} para os casos com $d_p = 0,6; 0,7$ e $0,8 \text{ mm}$ e número de obstáculos por fileira $N = 16$	103
Figura 7.18–Leitos para a variação de concentração com $d_p = 0,8 \text{ mm}$ e $N = 12$	103
Figura 7.19–Pressão adimensional máxima no canal P_β ao longo do tempo de injeção t_{ip} para o caso com $d_p = 0,8 \text{ mm}$ e $N = 12$	104
Figura 7.20–Pressão adimensional máxima no canal P_β ao longo do tempo de injeção t_{ip} para o caso com $d_p = 0,8 \text{ mm}$, configurações de meio poroso de $N = 12$ e 16 e diferentes concentrações de partículas injetadas.	104
Figura 7.21–Quadro geral de comparação de tendências para os casos em que houve retenção de partículas.	106
Figura 7.22–Variação da pressão adimensional para os resultados numéricos em comparação com os resultados obtidos através da correlação numérica.	108
Figura E.1 – Comparação dos perfis de velocidade numéricos e analítico no canal.	127
Figura E.2 – Comparação do efeito da variação do coeficiente de restituição sobre as partículas que entram no meio poroso.	132

Lista de tabelas

Tabela 5.1 – Expressões para as forças que atuam sobre as partículas.	70
Tabela 5.2 – Propriedades e parâmetros para o processo de injeção das partículas. .	77
Tabela 6.1 – Velocidade terminal da partícula de vidro em função da variação do diâmetro.	80
Tabela 6.2 – Velocidade terminal da partícula de aço em função da variação do diâmetro.	80
Tabela 6.3 – Velocidade terminal para uma partícula de aço com $d_p = 3,0 \text{ mm}$ em função da variação do tamanho dos volumes de controle.	81
Tabela 6.4 – Velocidade terminal de uma partícula em função da variação dos passos de tempo do fluido e da partícula.	81
Tabela 6.5 – Parâmetros de simulação para o problema de colisão	83
Tabela 6.6 – Comparação entre alturas máximas após uma série de colisões em comparação com os resultados de Gondret, Lance e Petit (2002), para a partícula de teflon de $d_p = 6,0 \text{ mm}$ imersa no ar.	84
Tabela 7.1 – Parâmetros geométricos do canal com plugue poroso.	87
Tabela 7.2 – Parâmetros padrão de simulação para o escoamento particulado através de canal com meio poroso heterogêneo.	88
Tabela 7.3 – Parâmetros de injeção das partículas para a configuração padrão. . . .	89
Tabela 7.4 – Plano de ensaios numéricos	90
Tabela 7.5 – Parâmetros dos casos simulados para avaliar o efeito da permeabilidade do meio poroso, resultados de p_{max} , K e Da	93
Tabela 7.6 – Parâmetros dos casos simulados para avaliar o efeito da variação de ρ_p , resultados de h_b , P_β , K e Da	93
Tabela 7.7 – Resultados de h_b , P_β , K e Da para diferentes N e d_p	98
Tabela 7.8 – Resultados de h_b , P_β , K e Da para diferentes $\dot{m}_{p,ref}$	105
Tabela 7.9 – Valores obtidos através da correlação em comparação com os valores encontrados através dos ensaios numéricos.	107
Tabela C.1 – Parâmetros da solução numérica do modelo DDPM-DEM	123
Tabela D.1 – Resumo dos ensaios numéricos preliminares realizados para adequar os parâmetros de simulação.	124
Tabela E.1 – Resultados de velocidade máxima do fluido na região entre os obstáculos e queda de pressão através do meio poroso para $Re = 1$	125
Tabela E.2 – Resultados de velocidade máxima do fluido na região entre os obstáculos e queda de pressão através do meio poroso para $Re = 100$	126
Tabela E.3 – Comparação da velocidade máxima no centro do canal.	127
Tabela E.4 – Resultados de velocidade terminal para a partícula de vidro com a variação do tamanho dos volumes de controle e passos de tempo.	128

Tabela E.5 – Resultados de velocidade terminal para a partícula de aço com a variação do tamanho dos volumes de controle e passos de tempo.	129
Tabela E.6 – Parâmetros dos testes para a variação de Δt_p	131
Tabela E.7 – Parâmetros dos testes para a variação de k	131

Lista de siglas

CERNN	Centro de Pesquisas em Reologia e Fluidos Não Newtonianos
CFD	Dinâmica dos fluidos computacional (<i>Computational Fluid Dynamics</i>)
DDPM	<i>Dense Discrete Phase Model</i>
DEM	<i>Discrete Element Method</i>
DPM	<i>Discrete Phase Model</i>
PC-SIMPLE	<i>Phase Coupled Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations</i>
REV	<i>Representative Elementary Volume</i>
SIMPLE	<i>Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations</i>
SPH	<i>Smoothed Particle Hydrodynamics</i>
UTFPR	Universidade Tecnológica Federal do Paraná

Lista de símbolos

a	espessura da gaussiana	—
\mathbf{a}	vetor aceleração	$[m/s^2]$
A	área	$[m^2]$
\mathbf{A}	área projetada	$[m^2]$
C	coeficiente generalizado	—
d	diâmetro	$[m]$
D/Dt	operador derivada material	—
E	módulo de elasticidade	$[N/m^2]$
e	espessura	$[m]$
\mathbf{e}_i	vetor unitário na direção x	—
\mathbf{e}_j	vetor unitário na direção y	—
\mathbf{e}_k	vetor unitário na direção z	—
f	frequência	$[1/s]$
f	fator de perdas	—
\mathbf{F}	vetor força	$[N]$
\mathbf{g}	vetor aceleração da gravidade	$[m/s^2]$
h	altura	$[m]$
H	dimensão característica	$[m]$
I	momento de inércia	$[kg.m^2]$
J_F	fluxo de massa	$[kg/s]$
k	constante de rigidez	$[N/m]$
K	permeabilidade	—
l	comprimento	$[m]$
L	espaçamento	$[m]$
m	massa	$[kg]$
n	número de passos de tempo da fase discreta	—
N	número de obstáculos em uma fileira horizontal	—
P	Pressão adimensional	—
p	pressão	$[Pa]$
Q	número de partículas em uma parcela	—
r	raio	$[m]$
R	raio ajustado	—
Re	número de Reynolds	—

s_l	parâmetro de aproximação de viscosidades	–
S	superfície de injeção de partículas	–
St	número de Stokes	–
t	tempo	[s]
\mathbf{T}	vetor torque	[N.m]
\mathbf{u}	vetor velocidade	[m/s]
u	velocidade escalar	[m/s]
U	velocidade adimensional	[m/s]
U	velocidade média intrínseca	[m/s]
v	velocidade escalar média	[m/s]
V	volume	[m ³]
w	função de distribuição	–
\mathbf{x}	vetor posição	[m]
x	posição na coordenada x	[m]
y	posição na coordenada y	[m]
z	posição na coordenada z	[m]

Letras Gregas

γ	coeficiente de amortecimento	[kg/s]
Γ	coeficiente de difusão generalizado	–
η	coeficiente de restituição	–
δ	deformação/sobreposição	[m]
Δ	variação	–
ε	fração volumétrica	–
κ	termo de acoplamento	[kg/s]
ζ	vetor unitário na direção tangencial	–
μ	viscosidade dinâmica/absoluta	[kg/m.s]
λ	direção normal de colisão	–
σ	fração das partículas	–
ρ	massa específica	[kg/m ³]
ϱ	concentração	–
∇	operador Nabla	–
ϕ	porosidade	–
φ	propriedade em transporte	–
τ	tempo de relaxação/tempo de resposta	[s]
ω	velocidade angular	[rad/s]

μ	coeficiente de atrito	—
ξ	função média de coeficientes	—
ζ	vetor unitário na direção tangencial	—

Subscritos

a	atrito
as	atrito superficial
b	leito
by	empuxo
β	fluido
φ	relativo à propriedade φ
c	característico, canal
$c0$	lado 0 da face
$c1$	lado 1 da face
col	colisão
d	arrasto
D	arrasto
δ	sobreposição
e	externa
$entra$	entrando no volume de controle
F	face do volume de controle
f	fluido
$faces$	relativo às faces do volume de controle
fp	entre fluido e partícula
G	deslizamento
g	peso
ge	peso combinado com empuxo
i	interna
in	entrada
ip	injeção de partículas
k	indicador/contador
l	limite
$leito$	referente ao leito
lf	referente à força de sustentação
lm	referente à força de Magnus
ls	referente à força de Saffman

<i>mp</i>	meio poroso
<i>max</i>	valor máximo
<i>mv</i>	massa virtual
<i>N</i>	contador
<i>n</i>	normal
<i>no</i>	relativo ao nó
<i>out</i>	saída
<i>p</i>	partículas
<i>perdas</i>	referente às perdas
<i>particulas</i>	referente a todas as partículas
<i>pf</i>	entre partícula e fluido
<i>pg</i>	referente à força devida ao gradiente de pressão
<i>p, t</i>	terminal
<i>r</i>	rolamento
<i>ref</i>	referência
<i>S</i>	estático
<i>s</i>	superfície
<i>sai</i>	saindo do volume de controle
<i>sp</i>	sobre a partícula
<i>t</i>	tangencial
<i>V</i>	relativo ao volume
<i>viz</i>	vizinhança
<i>x</i>	direção x
<i>y</i>	direção y
<i>z</i>	direção z
1	referente à partícula 1
12	entre as partículas 1 e 2
2	referente à partícula 2

Sobrescritos

<i>n</i>	instante de tempo
<i>i</i>	iteração
*	referente ao valor inicial
'	referente ao valor corrigido
($\bar{\quad}$)	valor ajustado
($\dot{\quad}$)	taxa ou derivada temporal

Sumário

1	INTRODUÇÃO	21
1.1	Contexto	21
1.2	Caracterização do problema	25
1.3	Objetivos	26
1.4	Justificativa	26
1.5	Organização do trabalho	27
2	REVISÃO DA LITERATURA	28
2.1	Escoamento em meios porosos	28
2.2	Escoamento através de interface fluido-porosa	29
2.3	Escoamento particulado	29
2.4	Mecanismos de filtração e formação do reboco	32
3	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	38
3.1	Meios porosos	38
3.1.1	Volume elementar representativo	39
3.1.2	Abordagens de escala para o meio poroso	39
3.2	Escoamento em meios porosos	41
3.2.1	Lei de Darcy	41
3.2.2	Interface fluido-porosa	42
3.3	Escoamento particulado	43
3.3.1	Sistemas multifásicos	43
3.3.2	Fração volumétrica	43
3.3.3	Espaçamento entre partículas	44
3.3.4	Tempo de resposta	44
3.3.5	Número de Stokes	45
3.3.6	Acoplamento entre fases	46
3.3.7	Regimes de transporte de partículas	47
3.3.8	Padrões de escoamento particulado	48
3.3.9	Abordagens de escala para o escoamento particulado	51
3.3.10	Forças de interação sobre as partículas	52
4	MODELAGEM MATEMÁTICA	55
4.1	Descrição do problema	55
4.1.1	Condições de contorno e de injeção de partículas	58
4.2	Equações de balanço	59

4.2.1	Fase contínua: Fluido	59
4.2.2	Fase discreta: Partículas	60
5	MODELAGEM NUMÉRICA	65
5.1	Modelo para o escoamento particulado	65
5.1.1	Modelo de Fase Discreta - DPM	65
5.1.2	Modelo de Fase Discreta Densa - DDPM	68
5.2	Método do Elemento Discreto - DEM	70
5.2.1	Modelos de Colisão	72
5.3	Síntese das equações do modelo DDPM-DEM	74
5.4	Solução acoplada do modelo DDPM-DEM	75
5.5	Distribuição com base na média dos nós	75
5.6	Parâmetros numéricos do modelo DDPM-DEM	75
5.6.1	Intervalo de tempo	75
5.6.2	Injeção das partículas	77
6	PROBLEMAS DE VERIFICAÇÃO	79
6.1	Velocidade terminal de uma partícula	79
6.1.1	Efeito da variação de parâmetros físicos	79
6.1.2	Análise paramétrica	80
6.2	Colisão de partículas	82
7	RESULTADOS E CONCLUSÕES	86
7.1	Parâmetros do problema	86
7.1.1	Parâmetros geométricos	86
7.1.2	Parâmetros numéricos de simulação	87
7.1.3	Parâmetros de injeção de partículas	88
7.2	Plano de ensaios numéricos	89
7.3	Efeito da permeabilidade do meio poroso	91
7.4	Efeito da massa específica das partículas	93
7.5	Efeito do diâmetro das partículas	94
7.6	Efeito da concentração de partículas injetadas	98
7.7	Correlação numérica	106
7.8	Conclusões	108
	Referências	110
	APÊNDICE A – SOLUÇÃO NUMÉRICA DO MODELO DDPM-DEM	118
	APÊNDICE B – DISTRIBUIÇÃO COM BASE NA MÉDIA DOS NÓS	122

	APÊNDICE C – PARÂMETROS DE SIMULAÇÃO NUMÉRICA DO MO- DELO DDPM-DEM	123
	APÊNDICE D – ENSAIOS NUMÉRICOS PRELIMINARES DE SENSI- BILIDADE PARAMÉTRICA	124
	APÊNDICE E – AJUSTE DOS PARÂMETROS DO MODELO PARA O PROBLEMA	125
E.1	Malha computacional	125
E.2	Parâmetros secundários	130
E.2.1	Passo de tempo da fase discreta Δt_p	130
E.2.2	Constante de rigidez k	131
E.2.3	Coeficiente de restituição η	132

1 Introdução

O transporte de partículas pelo escoamento de um fluido é comum na natureza e pode ser observado em diversas aplicações industriais. Estudos acerca dos fenômenos físicos existentes em diferentes processos em que o escoamento particulado ocorre são amplamente realizados, corroborando com o desenvolvimento de tecnologias em áreas como a física, matemática, engenharias mecânica, petrolífera, civil, nuclear, química, ambiental e aeroespacial (FALCONE; HEWITT; ALIMONTI, 2009). Dentre as diversas aplicações industriais existentes, Crowe, Sommerfield e Tsuji (1998) citam a secagem por atomização, o controle de emissão de poluentes, sistemas pneumáticos de transporte de partículas, leitos fluidizados em processos químicos, soldagem por pulverização, revestimento de superfícies por plasma, corte através de jatos de água com material abrasivo e nanoengenharia. Neste trabalho será modelado o escoamento de um fluido com partículas através de um canal com plugue poroso heterogêneo, a fim de investigar o fenômeno de deposição material particulado sobre a interface fluido-porosa da parede, situação de ocorrência comum em poços de petróleo durante a perfuração.

1.1 Contexto

Em escoamentos através de reservatórios de água, gás ou petróleo é comum observar-se a presença das fases sólida, líquida, ou gasosa. Formações geológicas são geralmente constituídas de uma matriz sólida fixa, ou seja, um substrato poroso composto por rochas permeáveis. Propriedades da rocha, como a permeabilidade e a porosidade, podem variar de acordo com diversos fatores, por exemplo o diâmetro médio do grão sedimentado, o grau de compactação da rocha e a interconectividade dos poros (CIVAN, 2000).

No interior de rochas chamadas geradoras é produzido o petróleo e o gás natural, que quando submetidos à forças de empuxo e efeitos de capilaridade, se deslocam para as rochas reservatórios (CORDAZZO, 2006). A extração destes componentes depende de processos como a perfuração do poço de petróleo e o fraturamento artificial, nos quais é possível observar a presença de diferentes tipos de fluidos interagindo com materiais particulados, a exemplo da areia, cascalhos, materiais poliméricos e cerâmicos.

Durante o processo de perfuração, pressões elevadas no poço podem causar perda de fluido de perfuração para o interior da formação, num fenômeno conhecido como invasão. De maneira semelhante, pressões elevadas na formação podem gerar uma produção não controlada de petróleo, situação conhecida como *kick*. É o caso do fenômeno de influxo, que pode ser verificado quando óleo e/ou gás escoam para o interior do poço como consequência da queda de pressão no poço ocasionada pela retirada da coluna de perfuração (CIVAN, 2007). Ambas as situações descritas podem comprometer o processo de perfuração do

poço. Por isso, diversas técnicas são utilizadas para controlar o escoamento de fluido entre o poço e a formação porosa (SOUZA *et al.*, 2009).

Poços de petróleo são perfurados com o auxílio de brocas rotativas, sendo devido às forças entre a broca e a formação que cascalhos são gerados no fundo do poço durante a perfuração. A remoção dos fragmentos de rocha é uma função desempenhada pela circulação do fluido de perfuração, também conhecido como lama de perfuração. A lama é injetada no topo da coluna de perfuração, desce até a broca e retorna pelo espaço anular, compreendido entre a coluna e a parede do poço. Esta solução heterogênea composta de fluido de perfuração, cascalhos, materiais poliméricos e outros particulados escoam pelo anular, interagindo com a formação rochosa que compõe a parede do poço (FISHER *et al.*, 2000).

Particularmente em operações de produção, os sólidos são provenientes de formações inconsolidadas, ou seja, de fácil fragmentação. A presença destas partículas no interior do poço produtor pode gerar problemas de erosão e deposição em equipamentos. Para evitar que problemas como estes ocorram, uma operação conhecida como *Gravel-Packing* é utilizada, através da qual a região anular do poço e as regiões fraturadas são preenchidas pela deposição de uma grande concentração de material particulado de granulometria selecionada. A função deste pacote de partículas, que possui alta permeabilidade, é a de atuar como um filtro retentor de partículas indesejadas da formação e permitir apenas o escoamento de fluido da região anular para a coluna produtora (ECONOMIDES *et al.*, 1998).

Na perfuração, a pressão do poço é geralmente maior que a pressão do interior da formação, condição de operação conhecida como *overbalanced*. Nestas circunstâncias o fenômeno de invasão se mostra presente, o que faz com que os sólidos contidos no fluido de perfuração sejam filtrados na parede do poço, criando uma camada de partículas, denominado reboco. Esta filtração é essencial para o êxito da perfuração, pois dificulta a perda de circulação pelo escoamento do fluido de perfuração para o interior da formação (DARLEY; GRAY, 1988).

A Figura 1.1 representa de forma simplificada o processo de circulação observado na perfuração de um poço de petróleo, no qual fluido é injetado pela coluna de perfuração e retorna pelo espaço anular. A região da formação possui uma pressão menor do que a pressão do canal livre formado pelo espaço anular, resultando em um gradiente de pressão grande o suficiente para que haja fuga do escoamento para o interior do substrato poroso. As partículas que são transportadas pelo escoamento são depositadas na parede do poço devido ao sentido do escoamento, resultando em um leito de partículas chamado de reboco. Este reboco reduz a permeabilidade na parede do poço, dificultando a passagem de fluido para o interior da formação.

Os mecanismos de invasão são classificados de duas formas, de acordo com o bombeamento de fluido de perfuração no poço. Na primeira situação, denominada filtração estática,

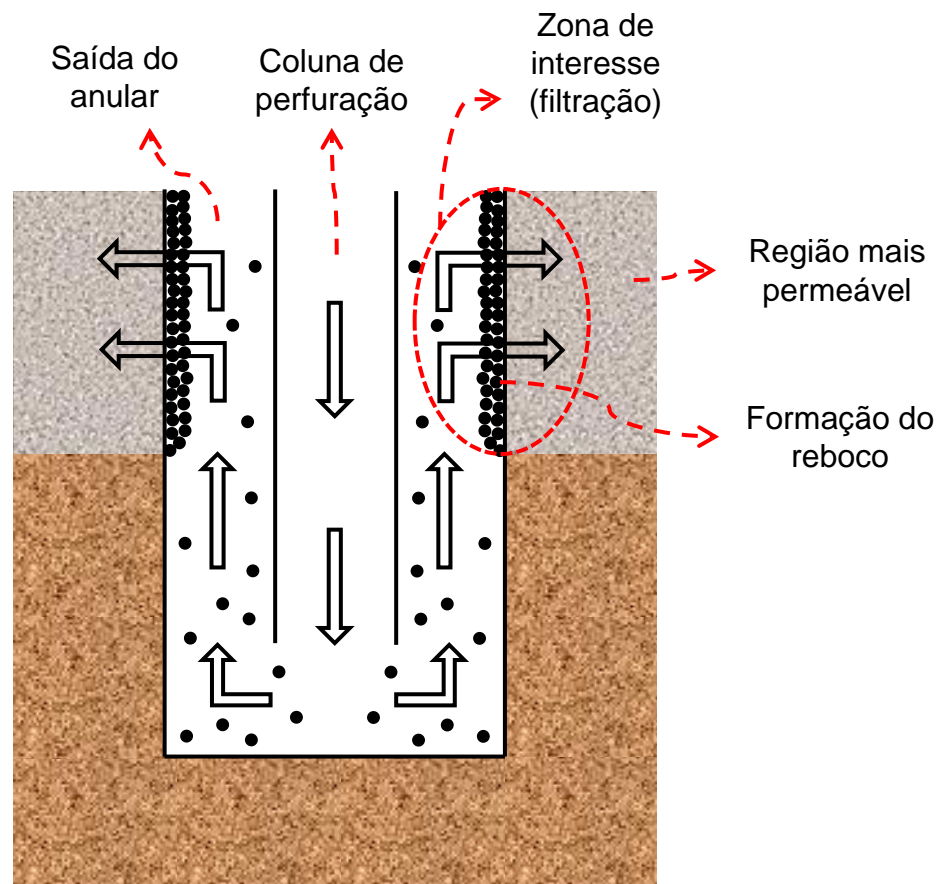


Figura 1.1 – Representação esquemática do conjunto poço-formação sob condições que promovem o fenômeno de invasão e a formação do reboco.

o bombeamento de fluido para o poço encontra-se interrompido, sendo que a filtração para o substrato poroso ocorre devido à diferença de pressão hidrostática no poço e a pressão na formação. Neste mecanismo as taxas de filtração são controladas pela permeabilidade variável do reboco, formado durante a filtração, sendo o mecanismo de interesse neste trabalho. A outra condição, conhecida como filtração dinâmica, ocorre quando o fluido de perfuração está sendo bombeado para o interior do poço, sendo que a espessura do reboco é resultante do equilíbrio dinâmico entre a taxa de deposição das partículas sólidas e a taxa de erosão, devida à tensão cisalhante gerada pelo escoamento do fluido sobre as paredes do poço. Deste modo, a espessura do reboco se aproxima de um valor constante e a taxa de filtração para a formação tende a se estabilizar (MARTINS, 2004).

A formação do reboco, também denominado torta, promove vantagens com relação à estabilidade do poço, pois protege a formação rochosa contra danos, além de reduzir a perda de fluido de perfuração para a formação. Quando a quantidade de fluido de perfuração que retorna pelo anular é menor do que a quantidade injetada pela coluna, verifica-se a perda de fluido de perfuração através da perda de circulação. Pequenas espessuras de reboco não são desejáveis, pois problemas como os relatados podem não ser completamente sanados. Em contrapartida, problemas ocasionados em razão de uma grande espessura do reboco

podem vir a ocorrer, sendo os mais comuns o aumento do torque para rotacionar a coluna de perfuração e o arrasto excessivo ao retirá-la do poço. Desta forma, é possível perceber que a habilidade de prever a espessura do reboco é de grande utilidade (ROBINSON, 1999).

Num processo de formação de reboco bem sucedido, o diâmetro médio das partículas deve ser de pelo menos um terço o tamanho médio dos poros da formação. Adicionalmente, a distribuição de diâmetros também é importante na redução do fenômeno de invasão, sendo que a concentração de partículas dispersas no fluido deve ser de pelo menos 5% em volume (DICK *et al.*, 2000).

O mecanismo de retenção de partículas em uma rocha pode ser observado na Figura 1.2. Numa rocha, o menor espaço entre dois grãos é denominado garganta de poro, sendo parte da região que conecta o volume de um poro ao outro. Em situações reais, nem todas as partículas em suspensão bloqueiam um poro no meio filtrante. Apenas as partículas com tamanho maior que as gargantas de poro são retidas mecanicamente, formando uma torta externa. Algumas partículas de tamanho intermediário (menor que a garganta de poro) são retidas por adesão nas paredes do poro sem obstruir o escoamento por completo, constituindo uma torta interna. As partículas de menor tamanho passam pelo meio filtrante sem serem retidas (RIPPERGER *et al.*, 2012).

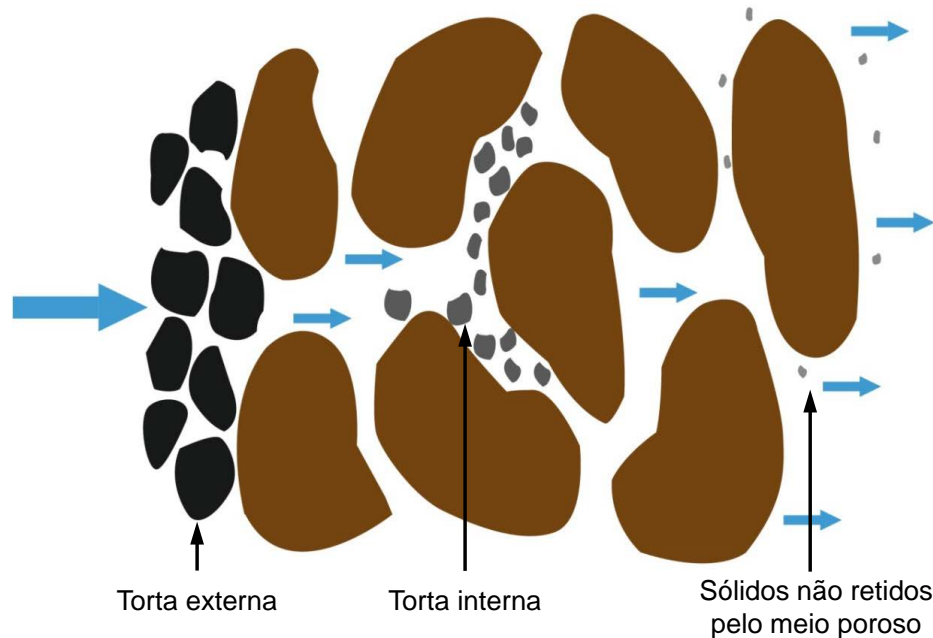


Figura 1.2 – Representação do mecanismo de retenção de sólidos em um meio poroso.

Fonte: Adaptado de Bennion *et al.* (1995).

Tendo em vista as diversas aplicações em que o escoamento bifásico líquido-sólido se mostra presente, observa-se a importância da previsão dos fenômenos de interação entre as fases contínua (fluido) e discreta (partículas e domínio sólido no meio poroso). Na proposta deste trabalho, a ser caracterizado na seção 1.2, o processo de deposição de

partículas em um meio poroso heterogêneo é estudado a fim de investigar o mecanismo de filtração estática.

1.2 Caracterização do problema

O problema proposto é descrito como o processo de formação do reboco durante a perfuração de um poço de petróleo, dado pela deposição de material particulado sobre a interface entre o poço e a formação. A análise deste tipo de evento é útil na predição de eventuais problemas, por exemplo o fenômeno de invasão, comuns ao processo, bem como na redução dos tempos de operação em processos de perfuração e completação.

Na Figura 1.3, o processo de deposição de material particulado sobre a interface do meio poroso da parede do poço é representado de forma esquemática, para três diferentes momentos: no início, durante e no fim do processo de deposição. Na Figura 1.3(a) observa-se o escoamento particulado na região anular. A Figura 1.3(b) mostra a situação em que as partículas começam a ser depositadas sobre o meio poroso, sendo que as menores são carregadas até uma profundidade maior no interior da rocha. Na Figura 1.3(c) as partículas de menor tamanho adentram até uma profundidade e_i , enquanto as partículas subsequentes são depositadas sobre a superfície do meio poroso e um leito com espessura e_e é então formado.

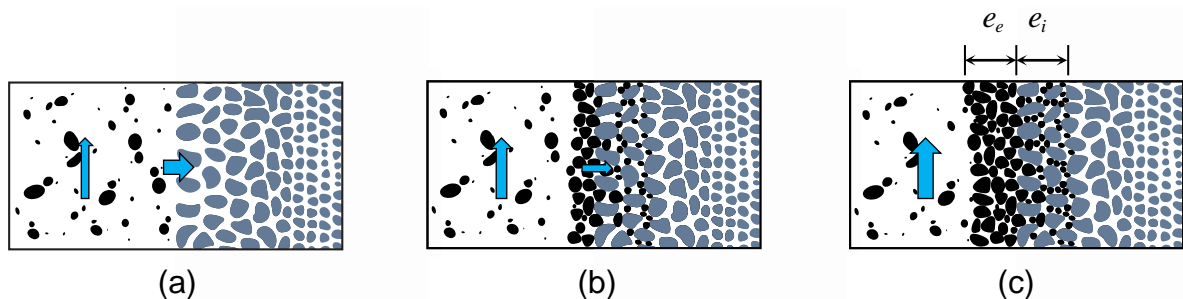


Figura 1.3 – Representação de processo de formação do reboco pela deposição dinâmica de partículas. (a) início do escoamento com partículas; (b) início da deposição de partículas sobre a interface fluido-porosa; (c) formação do reboco.

Em decorrência da complexidade do escoamento particulado em meios porosos, a modelagem e obtenção de resultados para este tipo de problema torna-se um desafio. Para modelar de forma adequada os fenômenos físicos existentes entre as fases, o presente trabalho demanda tanto uma revisão a respeito de escoamento fluido-sólido, como do escoamento em meios porosos, afim de proporcionar um melhor entendimento do problema exposto para que se atinjam os objetivos a serem apresentados na seção 1.3.

O escoamento particulado através do meio poroso, para o presente trabalho, considera as interações de colisão entre partículas como com as superfícies do canal e do meio poroso. A fase porosa é representada por um modelo heterogêneo, considerando porosidades

variáveis e diferentes permeabilidades. Existem diversos tipos de forças de colisão e do fluido atuando sobre as partículas, sendo que alguns dos efeitos considerados são de caráter essencial para representar os fenômenos físicos aqui investigados.

1.3 Objetivos

Neste trabalho é modelado e simulado o processo de deposição de partículas sólidas sobre um canal vertical com meio poroso heterogêneo, a fim de investigar o mecanismo de filtração presente durante a perfuração de um poço de petróleo. Para calcular as interações de colisão entre as partículas, bem como as forças devido às interações hidrodinâmicas entre as fases sólida e fluida, é utilizado o modelo numérico acoplado DDPM-DEM.

A formação do leito de partículas é investigada através da variação de parâmetros hidráulicos do escoamento, injeção da fase discreta e características geométricas. Estes parâmetros compreendem variáveis como a concentração e o tamanho do material particulado injetado, os quais concorrem para a determinação das condições de empacotamento que promovem benefícios ao processo de perfuração. A disposição do constituinte sólido no meio poroso é alterada de modo a se determinar os diferentes tamanhos de partículas que são retidas pelo substrato, de acordo com o tamanho dos poros.

Para cada leito formado sobre o substrato, os parâmetros relacionados ao mecanismo de filtração são monitorados, a fim de determinar a forma com que o leito de partículas interfere sobre o escoamento no canal. Com o intuito de apontar o efeito do pacote de partículas sobre o escoamento sólido-fluido no canal, analisa-se a perda de carga através do meio resultante, a permeabilidade, o tempo de formação do leito e a espessura de penetração das partículas no meio.

1.4 Justificativa

A necessidade de se compreender os mecanismos envolvidos no processo de formação de torta na parede do poço destaca a importância dos estudos do escoamento sólido-fluido, uma vez que os mecanismos de filtração são desejados em operações de perfuração de poços na indústria de óleo e gás. Meios com permeabilidade elevada podem causar o problema de invasão, que é caracterizado pela fuga de fluido de perfuração para a formação rochosa.

Quando as condições de operação durante a perfuração promovem o fenômeno de invasão, uma consequência é o aumento nos custos da operação devido à perda de fluido, comprometendo a produtividade do poço, bem como o tempo de recuperação do petróleo. Tendo em vista a queda de pressão e o crescimento de espessura do leito ao longo do tempo, evidencia-se a importância de se obter um leito de partículas com espessura adequada na interface fluido-porosa da parede do poço. Assim, espera-se fornecer um

melhor entendimento sobre o escoamento particulado durante a filtração, além de seu efeito sobre a redução da perda de circulação. Através desta caracterização, quando identificada uma perda de fluido de perfuração para a formação, é possível fornecer as condições mais adequadas para a formação de uma torta com propriedades que evitem este problema, reduzindo o tempo de recuperação.

Pode-se inferir que para cada configuração geométrica e condições de operação o empacotamento das partículas acontece de forma diferente. O canal é posicionado verticalmente pois nessa direção a força da gravidade propicia a formação de um leito de partículas com formato e propriedades mais uniformes. Desta maneira, as variações dos parâmetros geométricos do meio poroso, propriedades do fluido e injeção das partículas permitirão a observação dos diferentes mecanismos de formação do reboco, além de seu efeito na prevenção dos problemas previamente citados.

1.5 Organização do trabalho

Este trabalho é dividido em sete capítulos. O presente capítulo serve de introdução sobre o mecanismo de formação de torta, apresenta uma caracterização preliminar do problema e traça os objetivos a serem atingidos.

No Capítulo 2 é apresentada uma revisão de trabalhos da literatura. A revisão mostra alguns dos trabalhos preliminares ao problema, com o intuito de explanar o estado da arte dos trabalhos que tratam de escoamentos em meios porosos, escoamentos particulados e de formação do reboco.

Conceitos, definições e informações relativas aos meios porosos e ao escoamento particulado são apresentados no Capítulo 3. A fundamentação teórica é de grande importância para o entendimento dos conceitos abordados no presente trabalho.

A formulação matemática do problema é desenvolvida no Capítulo 4. A definição do problema é retomada e discutida, mostrando as simplificações necessárias para a solução numérica. São apresentadas as equações de conservação que modelam, para o fluido e para as partículas, os fenômenos de transporte investigados.

No Capítulo 5, por sua vez, os modelos numéricos utilizados para a solução do problema são apresentados e discutidos. São eles o Modelo de Fase Discreta Densa - responsável pelo acoplamento entre as fases (sólido e fluido) e o Método dos Elementos Discretos - responsável pelo cálculo de colisões entre partículas.

No Capítulo 6 são apresentados problemas de verificação para a determinação do desempenho do modelo escolhido. Os testes de verificação se baseiam na revisão bibliográfica realizada na Capítulo 2.

Os resultados obtidos em relação ao problema proposto no Capítulo 4 são apresentados e discutidos no Capítulo 7. As considerações finais deste estudo e sugestões para a continuidade do trabalho também são abordadas neste capítulo.

2 Revisão da literatura

Neste capítulo é apresentada uma revisão da literatura referente ao problema abordado no presente estudo, a fim de expor uma visão geral dos trabalhos relacionados ao escoamento multifásico sólido-fluido e ao escoamento em meios porosos. Em um primeiro momento são abordados trabalhos referentes aos meios porosos, com a finalidade de contextualizar o conhecimento desenvolvido até então sobre domínios porosos heterogêneos e homogêneos. Em seguida, são mostrados estudos a respeito de uma interface fluido-porosa, com o intuito de discorrer sobre a região da interface entre o poço e a formação. Finalmente, são apresentados trabalhos acerca do escoamento particulado, introduzindo trabalhos que tratam tanto das interações entre partículas e fluido, bem como das interações entre partículas, fluido e meio poroso. Os trabalhos que abordam o escoamento particulado são apresentados dando enfoque aos estudos sobre o mecanismo de formação de torta.

2.1 Escoamento em meios porosos

Desde o trabalho fundamental de Darcy (1856), em que foi apresentado um experimento para o escoamento através de um meio poroso, diversos trabalhos relevantes a respeito do assunto foram publicados. O meio poroso pode ser descrito como uma matriz sólida, rígida ou com deformação desprezível, com vazios que, quando interconectados, permitem o escoamento de fluido através do meio poroso. Devido à aleatoriedade da interface fluido-sólida em um meio poroso real, a maioria dos trabalhos numéricos a respeito deste tipo de domínio se utiliza de modelos capazes de representar propriedades como a permeabilidade e a porosidade.

Forchheimer (1901), Brinkman (1947), Hubbert *et al.* (1956), Bear e Braester (1972), Baveye e Sposito (1984), Kaviani (1995), Lage, De Lemos e Nield (2002), Saito e De Lemos (2006), Pedras e De Lemos (2008), Chen, Liu e Burrage (2014), Kuznetsov e Nield (2015) e Zhao e Tang (2016) são alguns dos autores que analisaram o escoamento em meios porosos. Foram investigados problemas relacionados aos fenômenos de transporte em domínios que representam substratos porosos para diversas configurações.

Baker (2011) realizou um trabalho em que três diferentes técnicas foram utilizadas para gerar domínios porosos, a fim de permitir a análise do problema através da dinâmica dos fluidos computacional (CFD). A primeira técnica consistiu no uso de um método numérico para gerar uma malha com partículas em posições aleatórias. Na segunda técnica, um leito de partículas real foi utilizado para gerar uma malha automaticamente, baseada na imagem digitalizada do meio poroso. Finalmente, a última técnica consistiu em construir um meio poroso com base em uma geometria ideal construída computacionalmente. Todas

as três técnicas mostraram resultados promissores, para a queda de pressão e perfil de velocidades, em relação aos dados obtidos e resultados experimentais da literatura.

2.2 Escoamento através de interface fluido-porosa

A região de transição entre um meio poroso e o fluido adjacente a este domínio foi investigada através de trabalhos experimentais, analíticos e numéricos, por diferentes autores. Pode-se citar trabalhos como os de Beavers e Joseph (1967), Poulikakos e Kazmierczak (1987), Jang e Chen (1992), Alazmi e Vafai (2001), James e Davis (2001), Goharzadeh, Khalili e Jørgensen (2005), Chandesris e Jamet (2006), Betchen, Straatman e Thompson (2006), Morad e Khalili (2009), Ehrhardt (2010), Zarghami *et al.* (2014) e Nair e Sameen (2015).

Nestes estudos o foco foi para o escoamento na região da interface, sendo avaliada a espessura da região de transição do escoamento para diferentes modelos, em função das velocidades de escoamento e da permeabilidade da região porosa. A investigação e a modelagem correta das condições de interface são importantes para a análise dos fenômenos de transporte do escoamento através de um domínio fluido para um domínio poroso, pois nesta região são encontrados os maiores gradientes de velocidade e pressão do escoamento.

2.3 Escoamento particulado

Um modelo matemático foi apresentado por Martins (1990), para o escoamento particulado em regime permanente em um canal parcialmente poroso. O escoamento de um fluido não-newtoniano foi considerado, sendo que partículas sólidas estão suspensas no escoamento e o meio poroso foi representado por um leito compacto de sólidos. A elaboração de um programa simulador permitiu a aplicação do modelo de carregamento de cascalhos resultantes da perfuração de poços horizontais e inclinados. Seus resultados permitiram a quantificação do efeito dos parâmetros que influenciam os fenômenos físicos na eficiência da limpeza de poços, podendo ser usado como uma ferramenta útil na previsão de parâmetros hidráulicos de perfuração.

Sólidos depositados sobre um meio poroso e a obstrução ao escoamento provocada pela formação de um leito de partículas foram objetos de um estudo apresentado por Salles, Thovert e Adler (1993). Um dos propósitos deste trabalho foi a análise de um experimento em um domínio com interface fluido-porosa, realizado para observar o fenômeno físico da deposição de partículas. Variações na concentração de partículas, na velocidade do escoamento e no meio poroso foram levadas em consideração na investigação do problema.

Com o intuito de obter a velocidade terminal de uma esfera, Mordant e Pinton (2000) fizeram uma série de experimentos para diferentes partículas, de massa específica variando

entre 2560 e 14800 kg/m^3 e diâmetro variando de 0,5 mm a 6 mm . Água foi o fluido no qual as partículas foram soltas a partir do repouso e de uma mesma altura. A combinação das propriedades das partículas resultou em 10 experimentos que contabilizaram a velocidade terminal da partícula, o tempo para se atingir 95% da velocidade terminal e o número de Reynolds da partícula.

Gondret, Lance e Petit (2002) analisaram experimentalmente o coeficiente de restituição de uma partícula colidindo com uma superfície para diversas configurações em diferentes meios fluidos. Os resultados mostraram que o coeficiente de restituição em fluidos menos viscosos é praticamente constante para todas as colisões, enquanto para fluidos mais viscosos o coeficiente de restituição é variável. Os autores observaram também que o número de Stokes é o parâmetro adimensional mais indicado para a análise de coeficiente de restituição.

Um estudo numérico realizado por Herrmann *et al.* (2006) mostra a análise de diferentes geometrias relacionadas ao escoamento particulado, tratando o problema através do método dos volumes finitos. Foram encontrados resultados numéricos de queda de pressão para o problema do escoamento de fluido através de um leito de partículas. Estes resultados corroboraram com o entendimento dos fenômenos devidos às diversas forças atuando sobre fase sólida em um escoamento particulado.

O processo de perfuração de poços na presença de uma fenda foi investigado por Souza *et al.* (2009), em que as condições de contorno do problema representam o fenômeno de invasão. Este trabalho visa o preenchimento da fratura com partículas, a fim de reduzir a perda de fluido de perfuração para a formação. Um estudo numérico foi desenvolvido, sendo as partículas tratadas discretamente através de uma abordagem lagrangiana e o escoamento através do método dos volumes finitos.

Através do método dos elementos discretos (DEM), Dong *et al.* (2009) simularam o problema do escoamento particulado para condições de sedimentação e filtração de partículas, incluindo diversos tipos de força de interação entre fluido e partícula. A formação e o crescimento da torta foram avaliados em relação às propriedades do fluido e das partículas, bem como em relação aos parâmetros correspondentes às condições de operação. Resultados mostraram a estrutura do leito formado e a relação entre a porosidade do reboco com as forças entre partículas.

O escoamento particulado foi investigado por De Lai, Franco e Junqueira (2014), os quais analisaram o processo de preenchimento de um canal fraturado. Neste trabalho os autores utilizaram, por meio de simulações numéricas, as condições de contorno que representam o fenômeno de invasão em um poço com uma única fratura na formação rochosa. Uma metodologia foi proposta para representar tal fenômeno, sendo definidas vazões iniciais de fuga de fluido pela fratura, através das quais foi possível obter as pressões para tais vazões. A fratura considerada pelos autores é retangular e a vazão de fuga ocorre apenas no final da fratura, sendo a formação considerada impermeável. Diferentes concentrações

de partículas são consideradas para a injeção, a partir de um mesmo padrão de injeção. Nas simulações foi utilizado o acoplamento DDPM-DEM, tendo sido verificado o empacotamento de partículas na situação de uma fratura preenchida. Uma redução de até 50% da vazão de fuga foi observada pelos autores. Os parâmetros numéricos, de escoamento e injeção de partículas foram determinados através de testes que permitiram verificar os diferentes tipos de empacotamento.

Barbosa, De Lai e Junqueira (2015) realizaram um trabalho em que a geometria da fratura foi variada, bem como demais parâmetros do escoamento e de injeção. Foi observado que o comprimento da fratura exerce pouca influência sobre o processo de preenchimento, alterando a forma do leito de partículas e reduzindo o tempo de vedação para fraturas de menor comprimento. Por outro lado, maiores velocidades de escoamento fazem com que o tempo de vedação seja maior. A concentração de partículas injetadas é outro fator que exerce influência sobre o tempo de vedação, de modo que um aumento nesta concentração implica na redução do tempo de vedação. Além destes parâmetros, outros como a razão de massa específica entre o fluido e as partículas e o diâmetro das partículas, alteram o formato do leito e o tempo de vedação. Barbosa, De Lai e Junqueira (2015) observaram também que fluidos mais viscosos se mostraram mais eficientes no processo de vedação.

O Quadro 1.1 mostra uma síntese dos trabalhos a respeito do escoamento particulado.

Quadro 1.1 - Síntese dos trabalhos sobre escoamento particulado

Autor	Tipo	Descrição
Martins (1990)	Numérico	Modelagem do escoamento particulado com fluido não newtoniano sobre um leito compacto de sólidos.
Salles, Thovet e Adler (1993)	Experimental	Deposição de sólidos sobre um meio poroso e obstrução.
Mordant e Pinton (2000)	Experimental e Numérico	Medição da velocidade de uma esfera decantando em um fluido.
Gondret, Lance e Petit (2002)	Experimental	Movimento de colisão de partículas esféricas em diferentes fluidos.
Herrmann <i>et al.</i> (2006)	Numérico	Estudo do transporte de partículas pelo escoamento de fluidos através de um meio poroso heterogêneo.
Souza <i>et al.</i> (2009)	Numérico	Estudo do escoamento particulado durante a perfuração em formações porosas fraturadas.
Dong <i>et al.</i> (2009)	Numérico	Simulação da formação de torta durante a sedimentação e a filtração pelo método dos elementos discretos.
De Lai, Franco e Junqueira (2014)	Numérico	Análise do escoamento particulado para a obstrução de fraturas durante o fenômeno de invasão.
Barbosa, De Lai e Junqueira (2015)	Numérico	Influência de parâmetros do escoamento particulado aplicado ao preenchimento de fraturas.

O modelo para o escoamento particulado utilizado neste estudo é recente e poucos autores o utilizaram na realização de seus trabalhos. No presente estudo um modelo heterogêneo com cilindros sólidos dispostos na forma de arranjo alternado para representar um meio poroso com porosidade variável é utilizado. Partículas de diâmetro variável serão observadas em relação a espessura interna de penetração do leito em meios porosos com diferentes permeabilidades.

2.4 Mecanismos de filtração e formação do reboco

Diversos pesquisadores dedicaram estudos a respeito dos fenômenos de filtração estática e dinâmica. Como exemplo pode-se destacar Simpson *et al.* (1974), Abrams (1977), Vaussard *et al.* (1986) e Jiao e Sharma (1992). Outros dedicaram atenção especial à caracterização da torta formada durante a filtração de fluidos de perfuração, como no caso dos trabalhos realizados por Fisher *et al.* (2000), Chenevert, Dewan *et al.* (2001), Ba Geri, Al-Mutairi e Mahmoud (2013) e Ramézani *et al.* (2015). Identificar e entender os fenômenos físicos associados ao processo de filtração e invasão de fluidos de perfuração é importante, pois ajuda no controle das condições operacionais e na prevenção de danos à formação.

De acordo com Simpson *et al.* (1974) a profundidade da invasão, ou seja, a distância da formação que é afetada é fortemente dependente do tipo de fluido de perfuração utilizado. Uma invasão mais intensa ocorre quando fluidos a base de água são utilizados, uma invasão moderada para emulsões e invasão menor ainda para fluidos a base de óleo. Abrams (1977) recomenda que as partículas sólidas no fluido sejam maiores do que o tamanho dos poros da formação, para minimizar a invasão.

Motivados pelo interesse em analisar a filtração dinâmica de fluidos de perfuração em poços de petróleo, Vaussard *et al.* (1986) realizaram um estudo experimental, sob condições semelhantes às de um poço. Antes deste trabalho, as características da filtração e da torta formada, sob condições semelhantes às de um poço real (condições dinâmicas), geralmente não eram bem estimadas em testes de laboratório, pois consideravam apenas a filtração estática. Segundo Vaussard *et al.* (1986), a filtração dinâmica sob condições de poço envolve a circulação do fluido de perfuração na superfície do meio filtrante, a filtração dinâmica abaixo da broca de perfuração com renovação constante da superfície do reboco e a filtração estática através da torta já formada, quando a circulação de fluido é interrompida.

Danos causados à formação foram estudados por Jiao e Sharma (1992), através de experimentos que reproduziram a invasão de filtrado e de partículas sólidas do fluido na formação. Foi utilizado um equipamento projetado de forma a permitir a circulação do fluido pela superfície do meio filtrante ao mesmo tempo em que a filtração ocorre, como observado na filtração dinâmica. Posteriormente, Jiao e Sharma (1993a) mostraram que as propriedades reológicas do fluido têm um efeito significativo na formação da torta. Em outro estudo, Jiao e Sharma (1993b) investigaram a filtração dinâmica de emulsões com

diferentes tipos de aditivos, em que resultados experimentais foram utilizados para analisar os mecanismos da filtração dinâmica desses fluidos. O equipamento utilizado pelos autores foi o mesmo do trabalho de Jiao e Sharma (1992). Assim como mostrado por Vaussard *et al.* (1986), Jiao e Sharma (1993b) concluíram que para todos os fluidos testados a taxa de filtração dinâmica é muito maior do que as taxas de filtração estática.

O fenômeno de invasão e a formação do leito de partículas sobre a interface fluido-porosa durante a perfuração de poços de petróleo foram abordados por Bennion *et al.* (1995), através de um trabalho de revisão de artigos. Neste estudo os autores mostraram que condições específicas de filtração devem ser obedecidas, para que problemas como a obstrução ao escoamento não desejada sejam evitados. Seus resultados indicam também que o conhecimento das características da rocha é essencial na prevenção de danos à formação, uma vez que estes problemas resultam na redução da produtividade do poço.

No estudo experimental realizado por Bailey *et al.* (1998) a respeito da filtração do fluido de perfuração à base de polímeros, foi comentado que a torta formada na parede do poço durante a perfuração é uma suspensão polimérica concentrada. Esta torta possui uma tensão limite de escoamento, sendo constituída por uma mistura de polímeros, partículas coloidais e granulares, tendo a água ou óleo como a fase líquida intersticial. A pressão necessária para dar início ao escoamento é linearmente dependente da tensão limite de escoamento. Assim, os autores apresentaram algumas maneiras de projetar fluidos de perfuração com menores tensões limite de escoamento.

Em um trabalho realizado por Fisher *et al.* (2000), um modelo numérico capaz de relacionar o comportamento não newtoniano do fluido de perfuração através de um ajuste de lei de potência e o transporte de particulados foi realizado, a fim de investigar o fenômeno de formação de reboco. Seus resultados numéricos demonstraram concordância com resultados experimentais. Os autores desenvolveram um estudo para descobrir o efeito da excentricidade da coluna de perfuração sobre a espessura do reboco, no qual se concluiu que quanto maior a excentricidade, maior a variação na espessura do reboco ao longo do poço.

Uma teoria capaz de prever o crescimento da torta e a invasão de filtrado foi desenvolvida por Chenevert, Dewan *et al.* (2001). Estes autores utilizaram a lei de Darcy (1856) para descrever o fluxo de filtrado através de um meio poroso e realizaram experimentos em uma célula de filtração com fluido de perfuração a base de água. Foi definido um parâmetro para o escoamento em função da variação do tempo com o espaço, denominado *slowness*, cujo significado físico é o tempo para que o filtrado percorra 1,0 *cm* através do meio filtrante.

Soluções poliméricas escoando através de meios porosos consolidados foram investigadas por Martins (2004). Os altos diferenciais de pressão, característicos em diversas aplicações da indústria petrolífera, tiveram sua influência considerada. O autor realizou experimentos de filtração estática com soluções poliméricas de naturezas distintas em leitos consolidados inertes saturados com a própria solução e regiões onde a viscosidade governa

a força resistiva, bem como regiões onde ambos os efeitos são relevantes foram identificadas. Os resultados foram estendidos por meio de simulações numéricas para problemas de filtração estática, com meio poroso saturado por um segundo fluido, e de filtração dinâmica. Finalmente, critérios foram discutidos para o projeto de fluidos de perfuração não invasivos isentos de sólidos, em que as propriedades reológicas do fluido seriam responsáveis por perdas de carga elevadas no meio poroso sem alterar seu comportamento no poço.

De acordo com um trabalho apresentado por Waldmann (2005), a circulação ou não do fluido de perfuração no poço determina a forma com que o processo de filtração ocorre. Quando a circulação é interrompida, forma-se uma torta de baixa permeabilidade que cresce continuamente, sendo esta a responsável por controlar as taxas de filtração no poço. Quando há circulação de fluido, a espessura da torta é função do equilíbrio entre a taxa de deposição de partículas sólidas e a taxa de erosão da torta de filtração formada. Sendo assim, quando se atinge o equilíbrio, a espessura da torta permanece constante e conseqüentemente as taxas de filtração no poço serão constantes. Este mesmo comportamento também foi constatado por outros autores, a exemplo de Vaussard *et al.* (1986), Cerasi *et al.* (2001) e Chenevert, Dewan *et al.* (2001).

Segundo Queiroz Neto (2006), frações do fluido de perfuração são perdidas para a formação adjacente durante o processo de perfuração, enquanto partículas menores que os poros da formação penetram na rocha, tamponando rapidamente a região ao redor do poço. Desta forma, a torta interna é formada, sendo que as partículas maiores acumulam-se na parede do poço, iniciando a formação de uma torta externa. Seus resultados mostraram que a previsão da formação da torta é de grande importância, pois este crescimento implica na redução do diâmetro do poço, podendo causar o aprisionamento da coluna de perfuração no caso de um aumento descontrolado na espessura do reboco.

Em um trabalho de revisão de artigos, Gao (2007) analisou trabalhos a respeito da deposição de partículas em meios porosos. Resultados prévios mostram que a vazão do fluido, o tamanho e a concentração das partículas têm efeito sobre o mecanismo de formação do leito. Nesta revisão, a análise dos resultados presentes na literatura permitiu concluir que baixas velocidades do fluido, maiores diâmetros e concentrações de partículas favorecem a redução da permeabilidade, enquanto menores diâmetros e concentrações resultavam em meios mais permeáveis. Também é mencionado que os danos à formação tendem a ser mais superficiais e severos com o aumento do tamanho das partículas e com a redução da velocidade do escoamento.

O problema da deposição de partículas em meios porosos foi tratado por Zamani e Maini (2009), em um trabalho de revisão com ênfase no processo de filtração. Diferentes modelos macroscópicos e microscópicos foram abordados nesse artigo e diversos mecanismos que envolvem o transporte de partículas foram apresentados, indicando os tipos de forças que interagem sobre as partículas. O comportamento da filtração pode ser antecipado através de alguns modelos existentes, sendo a filtração dependente do tempo na medida em que

as partículas se depositam sobre o meio poroso.

Três abordagens para o acoplamento entre partículas sólidas e o escoamento de um fluido foram descritas por Gao e Sun (2011), por meio de um trabalho em que três aplicações também foram apresentadas. Uma maneira de analisar o problema é baseada no método dos volumes finitos acoplado ao método dos elementos discretos, considerando apenas as interações das forças do fluido atuando sobre as partículas. Outro modo de tratar o problema consiste dos mesmos métodos acoplados, porém considerando também as interações devido às forças de colisão entre partículas. A última forma emprega o método SPH (do inglês, *Smoothed Particle Hydrodynamics*) acoplado ao método dos elementos discretos. Cada abordagem numérica, bem como suas vantagens e desvantagens em relação à precisão e ao custo computacional, foram discutidas em detalhes pelos autores.

Utilizando um aparato experimental, Elkatatny, Mahmoud e Nasr-El-Din (2012) realizaram um estudo de caracterização do reboco gerado na filtração de fluidos de perfuração a base de água. Segundo os autores, muitos trabalhos que estudam a filtração de fluidos de perfuração assumem que a torta formada é homogênea. O objetivo do trabalho de Elkatatny, Mahmoud e Nasr-El-Din (2012) foi determinar a espessura e a permeabilidade da torta de filtração de fluidos a base de água, a partir de uma nova metodologia e comparar os resultados com aqueles obtidos por outros modelos. Para isso foram realizados experimentos de filtração sob condições estáticas e dinâmicas, com três diferentes tipos de fluido. Resultados obtidos através de tomografia computadorizada foram utilizados para determinar a espessura e a porosidade do reboco, mostrando que a torta de filtração é heterogênea e possui duas camadas com propriedades diferentes.

Um trabalho de revisão foi desenvolvido por Ba Geri, Al-Mutairi e Mahmoud (2013), tratando de diversas propriedades da torta de filtração, como espessura, permeabilidade, porosidade e mineralogia, para fluidos base água e base óleo. Segundo os autores, a escolha de um fluido de perfuração eficaz passa pelo conhecimento das características da torta formada a partir da sua filtração. Além disso, foi apresentado um resumo de diferentes procedimentos para determinar as propriedades do reboco e a precisão de cada um deles.

Calabrez (2013) publicou um trabalho em que os objetivos foram estudar os fenômenos de filtração e invasão de fluidos de perfuração sob condições estáticas e dinâmicas, caracterizar a torta formada. Resultados comparativos entre diferentes fluidos e modelar a filtração estática foram obtidos. Para isso, foram conduzidos experimentos em uma célula de filtração, utilizando papel de filtro como meio filtrante. A torta formada foi caracterizada de acordo com parâmetros como porosidade, permeabilidade, compressibilidade, espessura, resistência ao cisalhamento e fator de atrito. Os resultados experimentais para diferentes fluidos mostram que um fluido a base água formou uma torta mais permeável e mais porosa, permitindo que mais filtrado passasse pelo meio filtrante quando comparado a um fluido base óleo. A previsão do comportamento das curvas de filtração e da espessura da torta em função do tempo foi possível devido a criação de um modelo para a filtração estática.

A deposição de partículas e a formação da torta para o problema de invasão foi levada em conta em um trabalho apresentado por Ramézani *et al.* (2015). Experimentos foram executados para avaliar as permeabilidades inicial e final do reboco, bem como a vazão através deste meio e a geração de danos à formação. Uma formulação para fluidos não newtonianos, presentes na literatura e obtidos em laboratório, foi levada em consideração para escolher os fluidos de perfuração utilizados. Os efeitos inerciais e tiveram sua influência avaliada através de simulações numéricas, por meio das quais foi investigada a espessura do reboco e a invasão na formação para diferentes fluidos.

O Quadro 1.2 mostra uma síntese geral dos trabalhos abordados nesta seção.

Quadro 1.2 - Síntese dos trabalhos sobre mecanismos de filtração e formação de reboco

Autor	Tipo	Descrição
Simpson <i>et al.</i> (1974)	Experimental	Análise da dependência da profundidade de invasão com o fluido de perfuração.
Abrams (1977)	Experimental	Investigação do projeto de fluidos de perfuração que minimizam o fenômeno de invasão.
Vaussard <i>et al.</i> (1986)	Experimental	Estudo da filtração dinâmica de fluidos de perfuração, sob condições semelhantes as de um poço.
Jiao e Sharma (1992)	Experimental	Análise de danos causados à formação durante a filtração dinâmica.
Jiao e Sharma (1993b)	Experimental	Estudo da filtração dinâmica de fluidos de perfuração à base de água, utilizando amostras de rochas como meio filtrante para diversos fluxos do fluido.
Jiao e Sharma (1993a)	Experimental	Uso de diferentes aditivos para o mecanismo de filtração dinâmica.
Bennion <i>et al.</i> (1995)	Revisão	Mecanismos de formação de danos na parede do poço e prejuízos causados pela variação da permeabilidade durante a perfuração.
Bailey <i>et al.</i> (1998)	Experimental	Investigação da integridade do reboco e danos à formação.
Fisher <i>et al.</i> (2000)	Numérico	Modelagem da formação de torta e do fenômeno de invasão durante a perfuração com uma coluna excêntrica.
Chenevert, Dewan <i>et al.</i> (2001)	Experimental	Desenvolvimento de uma teoria capaz de prever o crescimento da torta e a invasão de fluidos de perfuração.
Martins (2004)	Experimental e Numérico	Quantificação das forças resistivas no escoamento de soluções poliméricas em meios porosos.
Waldmann (2005)	Experimental	Mecanismos responsáveis por minimizar a invasão do fluido de perfuração para a formação.

(continua)

(continuação)

Autor	Tipo	Descrição
Queiroz Neto (2006)	Experimental	Redução na pressão de rompimento da torta de filtração pela melhoria na composição do fluido de perfuração.
Gao (2007)	Revisão	Fatores que influenciam a retenção de partículas em meios porosos.
Zamani e Maini (2009)	Revisão	Escoamento particulado para a filtração profunda em meios porosos.
Gao e Sun (2011)	Numérico	Uso do método dos elementos discretos para o escoamento particulado.
Elkatatny, Mahmoud e Nasr-El-Din (2012)	Experimental	Estudo de caracterização do reboco gerado na filtração de fluidos de perfuração à base de água, utilizando tomografia computadorizada.
Ba Geri, Al-Mutairi e Mahmoud (2013)	Revisão	Discussão sobre as propriedades mais importantes do reboco, como espessura, permeabilidade, porosidade e mineralogia, para fluidos à base de água ou óleo.
Calabrez (2013)	Experimental e Numérico	Estudo da filtração e invasão de fluidos de perfuração, caracterização da torta e modelagem.
Ramézani <i>et al.</i> (2015)	Experimental	Formação do reboco e mecanismos de danos à formação durante a invasão.

O presente trabalho aborda o escoamento particulado através de um canal com a presença de um meio poroso heterogêneo, que pode ser útil na análise do mecanismo de filtração observado durante a perfuração de um poço de petróleo. Para representar o escoamento líquido-sólido é utilizada uma abordagem lagrangiana para a fase discreta das partículas. Uma das principais diferenças deste trabalho é a forma de combinação dos modelos CFD-DEM, não havendo necessidade de acoplamento entre dois programas computacionais, sendo o programa Ansys Fluent[®] utilizado tanto para a solução do escoamento, como para o cálculo das forças e trajetórias da fase discreta particulada (FLUENT, 2012). Quanto a modelagem numérica do problema, vale ressaltar que a incorporação do modelo DEM é recente no programa Ansys Fluent[®], havendo a necessidade de testes para a obtenção dos parâmetros numéricos utilizados nas simulações numéricas.

3 Fundamentação teórica

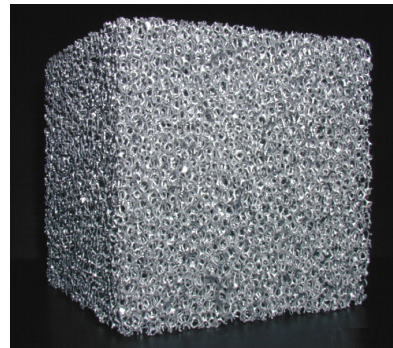
Neste capítulo são apresentados os fundamentos teóricos a serem utilizados na compreensão e desenvolvimento do presente trabalho. São apresentadas definições e informações sobre meios porosos, o escoamento particulado e o transporte de partículas através de meios porosos.

3.1 Meios porosos

A distribuição dos poros em um meio poroso natural é irregular quanto à forma e tamanho. A Figura 3.1(a) mostra uma rocha arenítica fraturada, um meio poroso encontrado na natureza. Com os avanços na engenharia de processos, uma série de novos materiais porosos mais leves e mais regulares do que um meio natural foram sintetizados para aplicações estruturais, térmicas e acústicas. Um processo de fabricação consistente é desejável na produção desses materiais, a fim de obter materiais com propriedades mecânicas e térmicas preestabelecidas (ZHAO, 2012). A Figura 3.1(b) é um exemplo de um reticulado poroso sintetizado através de um processo de fabricação por sinterização.



(a) Rocha arenítica fraturada.
Fonte: Dietrich *et al.* (2005).



(b) Meio poroso artificial.
Fonte: Zhao (2012).

Figura 3.1 – Exemplos de meios porosos: (a) Rocha porosa real e (b) meio artificial.

O tamanho dos poros no interior da matriz sólida se estende para uma ampla faixa de valores, abrangendo várias ordens de grandeza. A matriz sólida de um meio poroso pode ser considerada como consolidada, quando o sólido é interconectado, ou seja, é possível ligar um ponto a outro qualquer no sólido através de uma linha contínua. Se a matriz é não consolidada, são observadas regiões sólidas que não podem ser conectadas entre si através de uma linha contínua no mesmo domínio. Seguindo a mesma linha de classificação, pode-se considerar a matriz como ordenada ou desordenada de acordo com a distribuição de suas fases. Quando ordenada, a fase sólida pode ainda ser isotrópica ou anisotrópica; caso seja consolidada e isotrópica, sua estrutura pode ser baseada em uma célula com

uma única cavidade, ou em uma célula com várias cavidades em seu interior. Por outro lado, se a matriz é não consolidada e isotrópica, uma célula com uma única partícula, ou uma célula composta de múltiplas partículas pode ser considerada (KAVIANY, 1995).

3.1.1 Volume elementar representativo

O volume elementar representativo é utilizado para a aproximação espacial de propriedades macroscópicas de um sistema multifásico. É assumido que o tamanho de um volume elementar representativo deve ser independente das propriedades que o meio possui, porém o volume elementar deve ser grande o suficiente em relação ao tamanho dos poros e pequeno o suficiente em relação ao domínio macroscópico do escoamento (DE LEMOS, 2006). A Figura 3.2 mostra a representação de um volume elementar representativo.

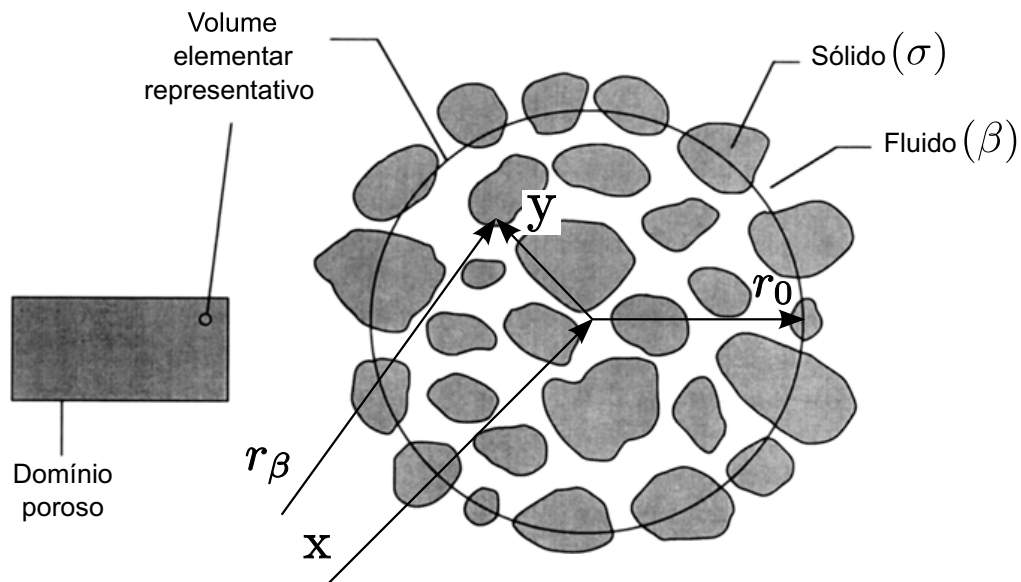


Figura 3.2 – O volume elementar representativo.
Adaptado de (NIELD; BEJAN, 2006).

Teng e Zhao (2000) definem o volume elementar representativo (REV) como o elemento mínimo no qual o escoamento através de meios porosos possui as mesmas propriedades em escala. Por sua vez, Brown, Hsieh e Lucero (2000) definem o REV como o intervalo de volumes para os quais todas as propriedades geométricas médias são funções do tamanho do volume em um determinado instante de tempo.

3.1.2 Abordagens de escala para o meio poroso

Tendo em vista que o problema do escoamento em meios porosos é complexo de ser descrito devido à aleatoriedade geométrica do domínio, modelos capazes de representar os parâmetros que influenciam os fenômenos de transporte através de meios porosos são utilizados. Para que o estudo desses domínios seja possível, é necessário que sejam feitas

aproximações geométricas, sem que o problema seja descaracterizado, de tal forma que as propriedades observadas em um problema real sejam bem representadas.

Modelos que permitem o estudo do meio poroso são criados com o intuito de realizar aproximações quanto à forma e a disposição dos poros. Dentre as diversas abordagens existentes, pode-se citar os modelos heterogêneo (MERRIKH; LAGE, 2005), homogêneo (VAFAl, 2000), e bidisperso (DIETRICH *et al.*, 2005).

Na Figura 3.3 observam-se possíveis representações para o meio poroso em diferentes níveis de detalhamento. Pode se observar, por exemplo, a representação de um meio poroso fraturado para a formação em que se encontra um reservatório de petróleo, sendo detalhadas as escalas micro e macroscópicas da ordem de grandeza dos poros e das fraturas, bem como as suas idealizações.

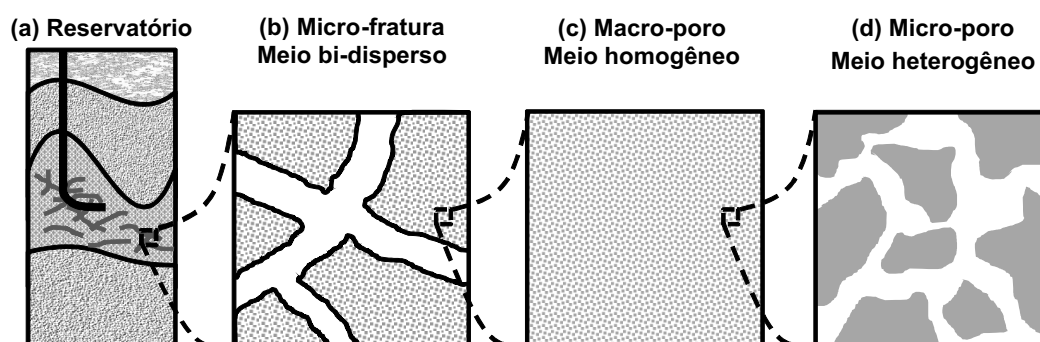


Figura 3.3 – (a) Formação com um reservatório de petróleo; (b) Escala microscópica da fratura; (c) Escala macroscópica do poro; (d) Escala microscópica do poro.

Adaptado de (DE LAI *et al.*, 2011).

Quando o meio é tratado de forma microscópica da ordem de grandeza dos poros, é possível observar um domínio heterogêneo constituído de duas fases contínuas distintas, uma fluida e outra sólida. Este é o modelo heterogêneo, contínuo ou microscópico. Nesta abordagem, uma rede de poros conectados e uma matriz sólida desconectada representam o meio poroso, sendo que os detalhes da geometria da matriz sólida são descritos, pois influenciam diretamente sobre o transporte do fluido (MERRIKH; LAGE, 2005).

Em uma escala macroscópica da ordem de grandeza dos poros, os detalhes geométricos das interfaces entre os constituintes não são observados e as fases sólida e fluida são vistas como um único meio homogêneo. Este modelo pode ser denominado macroscópico, poro-contínuo ou homogêneo. O comportamento do meio é analisado a partir da média de um volume elementar representativo, que deve apresentar as mesmas propriedades independente da região em que são aferidas (VAFAl, 2000).

Existe ainda a possibilidade de analisar o meio poroso fraturado, onde a representação das fraturas é de grande importância na análise do comportamento do fluido. Para tanto, o meio pode ser tratado de maneira microscópica da ordem de grandeza das fraturas, de tal forma que o domínio é constituído por uma fase fluida e uma fase porosa homogênea. Numa abordagem chamada de modelo poroso bi-disperso, a matriz sólida do modelo contínuo é

substituída por uma matriz porosa, sendo que as equações que modelam os fenômenos de transporte nos blocos são as mesmas utilizadas na abordagem macroscópica. Por se tratar de uma abordagem que combina os modelos macro e micro-poro, o domínio apresenta características de dupla permeabilidade e porosidade (NARASIMHAN; REDDY, 2011).

Ainda que existam diversos modelos para o tratamento do meio poroso, o presente estudo tem foco apenas no modelo heterogêneo, sendo que o escoamento segundo este modelo é resolvido através das clássicas equações de Navier-Stokes.

3.2 Escoamento em meios porosos

O modelo fundamental proposto pela Lei de Darcy (1856) é investigado em diversos trabalhos experimentais e teóricos, em que se aborda o escoamento através de meios porosos. Uma revisão destes trabalhos é apresentada por Lage (1998).

O regime de escoamento exerce influência sobre os efeitos inerciais, podendo ser determinado pelo número de Reynolds, com base na velocidade média do fluido \mathbf{u}_β e comprimento característico dos poros l_β para a fase do fluido (β).

$$\text{Re}_\beta = \frac{\mathbf{u}_\beta l_\beta}{\nu_\beta} \quad (3.1)$$

sendo ν_β a viscosidade cinemática do fluido.

3.2.1 Lei de Darcy

A Lei de Darcy expressa a relação entre a velocidade média do escoamento e o gradiente de pressão, para uma direção do meio poroso. Para esta formulação o escoamento é laminar, incompressível, através de um meio homogêneo, estacionário e isotrópico. Tomando a velocidade média do fluido em um volume de poros V_β obtém-se a velocidade média intrínseca \mathbf{U}_β , relacionada à velocidade de Darcy \mathbf{u}_β através da relação de Dupuit-Forchheimer $\mathbf{u}_\beta = \phi \mathbf{U}_\beta$ (NIELD; BEJAN, 2006).

$$\mathbf{u}_\beta = -\frac{K}{\mu_\beta} \nabla p_\beta \quad (3.2)$$

sendo K permeabilidade de Darcy para um meio isotrópico, μ_β a viscosidade dinâmica, p_β a pressão média do meio e ρ_β a massa específica.

O número de Darcy é um parâmetro adimensional que relaciona a dimensão característica da geometria do domínio H com a permeabilidade K , definido de acordo com a expressão (DE LEMOS, 2006):

$$\text{Da} = \frac{K}{H^2} \quad (3.3)$$

O parâmetro K pode ser determinado através de correlações baseadas em resultados experimentais válidos para partículas esféricas. Uma correlação de permeabilidade para um leito de partículas esféricas foi proposta por Ergun (1952):

$$K = \frac{1}{A} \frac{\phi^3}{(1 - \phi)^2} d^2 \quad (3.4)$$

sendo d o diâmetro característico das partículas e A um parâmetro que depende da morfologia do meio. A porosidade ϕ é definida como a fração entre o volume ocupado pelo fluido (V_β) em relação ao volume total do meio (V_T), como mostrado na Equação (3.5).

$$\phi = \frac{V_\beta}{V_T} \quad (3.5)$$

3.2.2 Interface fluido-porosa

A interface caracterizada pela região de contato entre o escoamento livre de fluido e um meio poroso permite a transferência de massa, quantidade de movimento e energia. Nesta interface é possível observar uma região de transição nas propriedades do escoamento (e.g., velocidade, pressão), devido à resistência viscosa da tensão de cisalhamento. A resistência viscosa atua tanto na fase fluida como na porosa, e pode ser dividida em normal ou paralela à interface (KAVIANY, 1995).

A Figura 3.4 mostra três diferentes escalas para o tratamento da interface. Para a escala microscópica, utilizada no presente trabalho, a interface fluido-porosa é representada de forma heterogênea, sendo o escoamento modelado pelas equações de Navier-Stokes. Na escala mesoscópica o meio poroso é homogêneo, bem como sua interface, que possui espessura finita δ , através de uma variação contínua das propriedades entre as fases. Na escala macroscópica o meio poroso também é homogêneo, porém a interface é representada como uma descontinuidade, possuindo espessura $\delta \rightarrow 0$, na qual são necessárias condições de contorno específicas entre as fases contínuas (CHANDESRIS; JAMET, 2006).

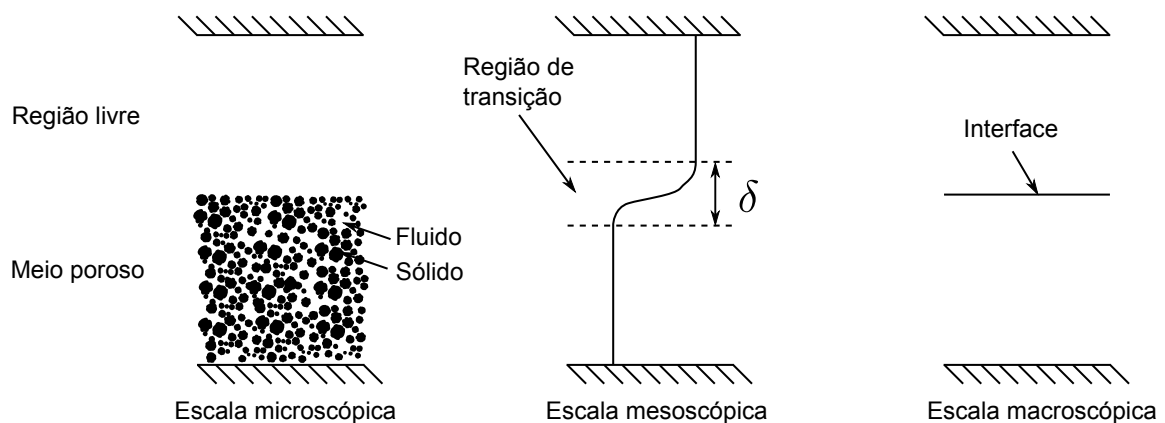


Figura 3.4 – Escalas para a representação de uma interface fluido-porosa.
Adaptado de (CHANDESRIS; JAMET, 2006).

3.3 Escoamento particulado

Nesta seção são apresentadas definições e informações referentes ao escoamento multifásico líquido-sólido. Primeiramente serão expostos conceitos referentes às diferentes abordagens existentes para o tratamento do escoamento particulado. Na sequência são mostrados os diferentes mecanismos de transporte de partículas e, finalmente, as forças de interação atuando sobre as partículas durante as interações de colisão.

3.3.1 Sistemas multifásicos

Considerando a restrição mínima para se definir um sistema com escoamento multifásico disperso, i.e., a presença de pelo menos duas fases imiscíveis, pode-se encontrar basicamente quatro tipos de combinação de fases. Neste trabalho, o foco do estudo é o escoamento bifásico líquido-sólido, através de um meio poroso heterogêneo, sendo o escoamento composto por uma fase contínua líquida e uma fase discreta para as partículas.

Este tipo de sistema multifásico, geralmente complexo, apresenta um grande número de fatores que definem o comportamento do escoamento (e.g., tamanho, forma, massa específica e concentração das partículas, propriedades do fluido, características geométricas do domínio e do regime de escoamento), dando origem a diferentes regimes e padrões de transporte do material particulado. Alguns destes parâmetros são abordados nas próximas seções.

3.3.2 Fração volumétrica

A fração volumétrica de uma determinada fase α (ϵ_α) é definida como sendo o volume ocupado (V_α) em razão do volume local da mistura (V_m), expressa como (CROWE; SOMMERFIELD; TSUJI, 1998):

$$\epsilon_\alpha = \frac{1}{V_m} \int_{V_\alpha} dV = \frac{V_\alpha}{V_m} \quad (3.6)$$

No presente trabalho a fase fluida é representada pelo índice β , e a fase discreta das partículas é dada pelo índice p . As frações volumétricas para cada uma das fases são, então, dadas por:

$$\epsilon_\beta = \frac{V_\beta}{V_m} = \frac{V_\beta}{V_\beta + V_p} \quad (3.7)$$

$$\epsilon_p = \frac{V_p}{V_m} = \frac{V_p}{V_\beta + V_p} \quad (3.8)$$

sendo $V_p = \sum_{k=1}^{Q_p, V_m} V_{p,k}$ o volume ocupado pelas partículas no interior de V_m , em que Q_{p, V_m} é o número de partículas no interior de V_m e $V_{p,k}$ é o volume de uma única partícula.

A soma das frações numéricas de cada uma das fases em um determinado volume deve ser um valor unitário:

$$\sum \varepsilon_\alpha = \varepsilon_\beta + \varepsilon_p = 1 \quad (3.9)$$

3.3.3 Espaçamento entre partículas

O espaçamento médio entre partículas (L_p/d_p) é um parâmetro utilizado para a análise das interações entre as fases, bem como para classificar um determinado padrão de escoamento particulado. Esta informação é importante para determinar se a partícula pode ser tratada como um elemento isolado. O espaçamento médio entre partículas é apresentado como uma aproximação por Crowe, Sommerfield e Tsuji (1998), conforme expresso a seguir:

$$\frac{L_p}{d_p} = \left(\frac{\pi}{6} \frac{1 + (\varrho_e/\rho_{p/\beta})}{(\varrho_e/\rho_{p/\beta})} \right)^{1/3} \quad (3.10)$$

sendo ϱ_e a concentração efetiva da fase dispersa em relação a fase contínua e $\rho_{p/\beta}$ a relação entre as massas específicas da fase fluida em relação à fase particulada. Os parâmetros $\rho_{p/\beta}$ e ϱ_e são expressos, respectivamente, por:

$$\rho_{p/\beta} = \frac{\rho_p}{\rho_\beta} \quad (3.11)$$

$$\varrho_e = \frac{\rho_p}{\rho_\beta} = \frac{\varepsilon_p \rho_p}{\varepsilon_\beta \rho_\beta} \quad (3.12)$$

sendo ρ_p e ρ_β as massas específicas da partícula e do fluido, respectivamente.

3.3.4 Tempo de resposta

O tempos de resposta sobre uma partícula devido à mudanças no escoamento é importante na determinação de parâmetros adimensionais que caracterizam o escoamento. Através da equação do movimento para uma partícula esférica é possível obter a expressão para o tempo de resposta τ_p para a partícula, apresentado na Equação (3.13) (CROWE; SOMMERFIELD; TSUJI, 1998).

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu_\beta} \quad (3.13)$$

sendo μ_β a viscosidade dinâmica do fluido.

Ainda de acordo com Crowe, Sommerfield e Tsuji (1998), é possível determinar um tempo característico para o escoamento τ_F , conforme a Equação (3.14), dado pela razão

entre o comprimento característico do domínio L_C e a velocidade característica do fluido $u_{\beta,C}$.

$$\tau_F = \frac{L_C}{u_{\beta,C}} \quad (3.14)$$

3.3.5 Número de Stokes

O número de Stokes (St) é um número adimensional que compara as escalas de tempo do transporte de uma partícula e do fluido quando existe um espaçamento médio intermediário entre as partículas. O número de Stokes é utilizado na definição de regime de escoamento. Para um determinado domínio do escoamento o número de Stokes pode ser definido como a razão entre o tempo de resposta da partícula, τ_p , e o tempo de resposta do fluido, τ_F :

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_F} \quad (3.15)$$

A determinação do número de Stokes estabelece uma relação temporal entre a velocidade da partícula e do fluido, corroborando como parâmetro importante na quantificação da inércia do movimento da partícula em relação à mudança no campo do escoamento. Para altos valores de número de Stokes ($St \gg 1$), a partícula sofre pouca influência em relação à mudança no escoamento. Para $St \sim 1$, a interação entre as fases é mais significativa, existindo maior influência da trajetória das partículas sobre o campo de escoamento. Para $St \ll 1$, as partículas possuem comportamento em equilíbrio com a fase fluida, ou seja, o campo de escoamento não é modificado pela presença de material particulado. No caso limite em que $St \rightarrow \infty$, a partícula tende a uma velocidade relativa em relação ao fluido igual a zero. Já no caso em que $St \rightarrow 0$, a partícula tende a escoar com a mesma velocidade do fluido.

É possível determinar se o escoamento é denso ou diluído por uma relação entre o tempo de resposta da partícula τ_p e o tempo médio de colisão entre partículas τ_{col} , esta razão é definida como o número de Stokes de colisão entre partículas (St_C). Em escoamentos densos, o espaçamento médio entre partículas é pequeno e o tempo entre colisões sucessivas é menor $\tau_p/\tau_{col} > 1$. Por outro lado, escoamentos diluídos apresentam maior espaçamento médio entre partículas e o tempo entre colisões sucessivas é maior $\tau_p/\tau_{col} < 1$ (CROWE; SOMMERFIELD; TSUJI, 1998). O número de Stokes de colisão entre partículas é definido por:

$$St_C = \frac{\tau_p}{\tau_{col}} \quad (3.16)$$

$$\tau_{col} = \frac{1}{f_{col}} \quad (3.17)$$

sendo f_{col} a frequência de colisão das partículas. De acordo com Loth (2010), são diversas as maneiras de determinar a frequência de colisão entre partículas, com o objetivo de quantificar o tempo entre colisões sucessivas em uma determinada região do escoamento.

Para $St_C \gg 1$, o tempo de colisão entre partículas é pequeno e o escoamento é fortemente influenciado pela interação entre as partículas, característica de escoamentos densos. Para $St_C \sim 1$, as colisões entre as partículas ocorrem com menor frequência e o efeito colisional é equiparado à interação do fluido com as partículas. Por outro lado, para $St_C \ll 1$, as colisões ocorrem com baixa frequência e o escoamento é predominantemente influenciado pelas interações do fluido com as partículas (e.g., arrasto, sustentação).

3.3.6 Acoplamento entre fases

Existem quatro maneiras de realizar o acoplamento entre as fases para um escoamento líquido-sólido, como representado na Figura 3.5. O acoplamento adequado é fundamental na determinação da abordagem e do modelo de representação do escoamento líquido-sólido.

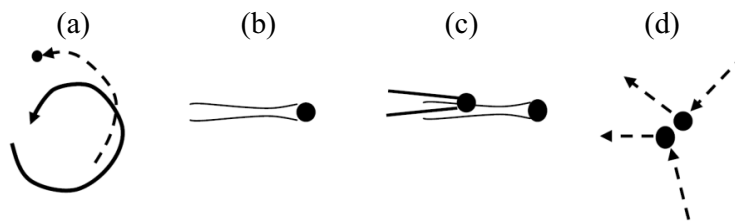


Figura 3.5 – Representação das formas de interação entre partículas para cada um dos tipos de acoplamento entre as fases: (a) Uma-via; (b) Duas-vias; (c) Três-vias; (d) Quatro-vias.

Adaptado de De Lai (2013), Loth (2010).

Quando o movimento das partículas não interfere sobre o campo de velocidades do fluido e é influenciado apenas pelo seu escoamento, o acoplamento é de uma-via, como representado na Figura 3.5(a). Na Figura 3.5(b) está representado o acoplamento de duas-vias, em que o movimento das partículas exerce influência sobre o campo de velocidade do fluido. Quando a perturbação no fluido causada por uma partícula interfere no movimento de outra partícula, conforme a Figura 3.5(c), o acoplamento a ser considerado é o de três-vias. Finalmente, em sistemas com maiores concentrações de partículas o efeito colisional entre partículas deve ser considerado, bem como o efeito do campo de fluido representando assim o acoplamento de quatro-vias, mostrado na Figura 3.5(d). No presente trabalho o acoplamento utilizado é o de quatro-vias, devido ao tipo de interações entre partículas investigado. De maneira geral, a variação do tipo de acoplamento da fase dispersa é função do espaçamento médio e da fração volumétrica das partículas no escoamento.

3.3.7 Regimes de transporte de partículas

O transporte de partículas em um escoamento ocorre de diversas maneiras, podendo ser definido por parâmetros como fração volumétrica e distância média das partículas. A concentração das partículas em uma determinada região do escoamento estabelece o tipo de interação entre as fases, sendo influenciada por efeitos de homogeneização, tendência de deposição das partículas, fator de empacotamento, entre outros. Com base na concentração das partículas os regimes de transporte podem ser definidos de três diferentes maneiras: viscoso, elástico e plástico (PEKER; HELVACI, 2008).

Considerando parâmetros como a concentração de partículas e a velocidade relativa entre as partículas e o fluido, é possível classificar o regime viscoso em três tipos de regime de escoamento, representados na Figura 3.6.

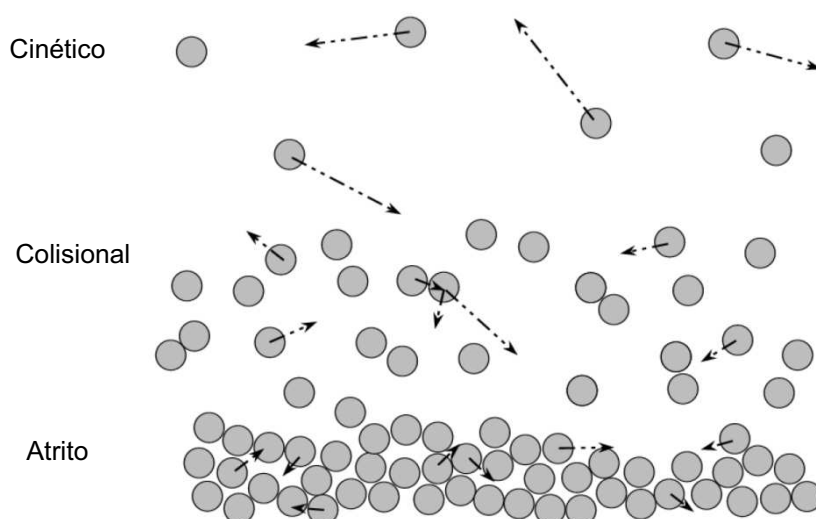


Figura 3.6 – Representação dos tipos de regimes viscosos para o escoamento de partículas. Adaptado de De Lai (2013), Dartevelle (2003).

Cada um dos regimes de escoamento é descrito da seguinte maneira:

1. Regime Cinético, para escoamentos com baixa concentração de partículas. Neste regime o material particulado flutua aleatoriamente sobre o fluido. Este tipo de interação e dissipação viscosa é denominado efeito cinético.
2. Regime Colisional, para escoamentos com concentração de partículas mais elevada no escoamento. As partículas passam a colidir entre si, causando além da dissipação de energia viscosa a dissipação devido às colisões e um aumento nas tensões internas do fluido.
3. Regime de Atrito, para escoamentos com alta concentração de partículas. Neste regime as partículas permanecem em contato deslizando e atritando entre si por períodos de tempo consideráveis, caracterizando um regime de escoamento que possui efeito friccional.

3.3.8 Padrões de escoamento particulado

Alguns padrões de escoamento particulado podem ser classificados com base na direção do escoamento, no tipo de fluido escoando, no comportamento do material particulado e sua concentração. Em relação à direção do escoamento, o presente trabalho dá enfoque aos escoamentos vertical e horizontal.

É possível classificar o escoamento vertical particulado através do problema da fluidização de material particulado, i.e., existe a entrada de fluido por baixo do canal e o escoamento irá apresentar um determinado padrão dependente do tipo de fluido, propriedades das fases e velocidade de escoamento. Na Figura 3.7 é possível observar a representação de alguns destes padrões:

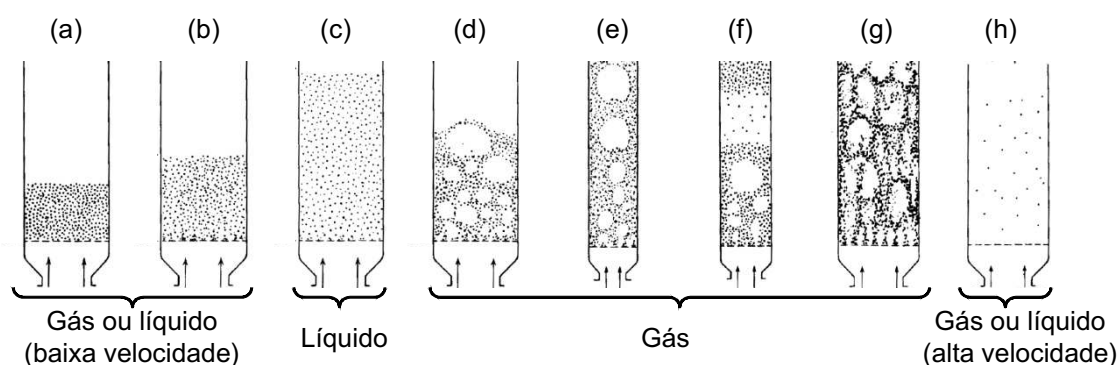


Figura 3.7 – Representação de padrões de fluidização de partículas em um canal vertical: (a) Leito fixo; (b) fluidização mínima; (c) fluidização regular; (d) fluidização borbulhante; (e) fluidização com bolhas axiais; (f) fluidização em golfadas; (g) fluidização turbulenta; (h) fluidização rápida.

Adaptado de Mazzei (2008).

Para baixas velocidades de escoamento as partículas sofrem pouca influência do fluido e o espaçamento médio entre partículas é pequeno, caracterizando padrões de escoamento como os da Figura 3.7.a,b,c. Regimes com velocidades significativas e gás como fluido escoando exercem maior atuação sobre o movimento das partículas, apresentando padrões de escoamento como os representados na Figura 3.7.d,e,f,g. Para altas velocidades de escoamento a influência do fluido sobre a trajetória do material particulado é nitidamente pronunciada, aumentando a distância média entre as partículas e caracterizando a fluidização rápida, representada na Figura 3.7.h.

A velocidade terminal é um parâmetro importante de ser analisado para o problema de fluidização, sendo a velocidade dependente de um balanço de forças atuando sobre a partícula. A velocidade terminal serve como estimativa para a velocidade que deve ser imposta ao escoamento para que este seja capaz de fazer com que as partículas sejam carregadas pelo fluido. Para o caso de um corpo esférico em um domínio fluido quiescente, Massarani (2002) apresentou o balanço de forças na partícula que permite obter a expressão

para a velocidade terminal $u_{p,t}$, expressa na Equação (3.18).

$$u_{p,t} = \left[\frac{4(\rho_p - \rho_\beta)gd_p}{3\rho_\beta C_D} \right]^{1/2} \quad (3.18)$$

sendo g a aceleração da gravidade e C_D o coeficiente de arrasto da partícula.

Para determinados problemas as velocidades relativas entre as fases podem variar ao longo do domínio, fazendo com que além da fluidização ocorra a sedimentação de material particulado. O acúmulo de partículas causa uma queda de pressão ao longo do escoamento, uma vez que pacote de partículas se comporta como um meio poroso, aspecto de grande interesse na análise de problemas em que a deposição do sólido provoca mudanças no escoamento ao longo do tempo.

Para o escoamento horizontal particulado os padrões de escoamento são caracterizados pelo acúmulo de material particulado nas regiões mais baixas do domínio, como representado na Figura 3.8.

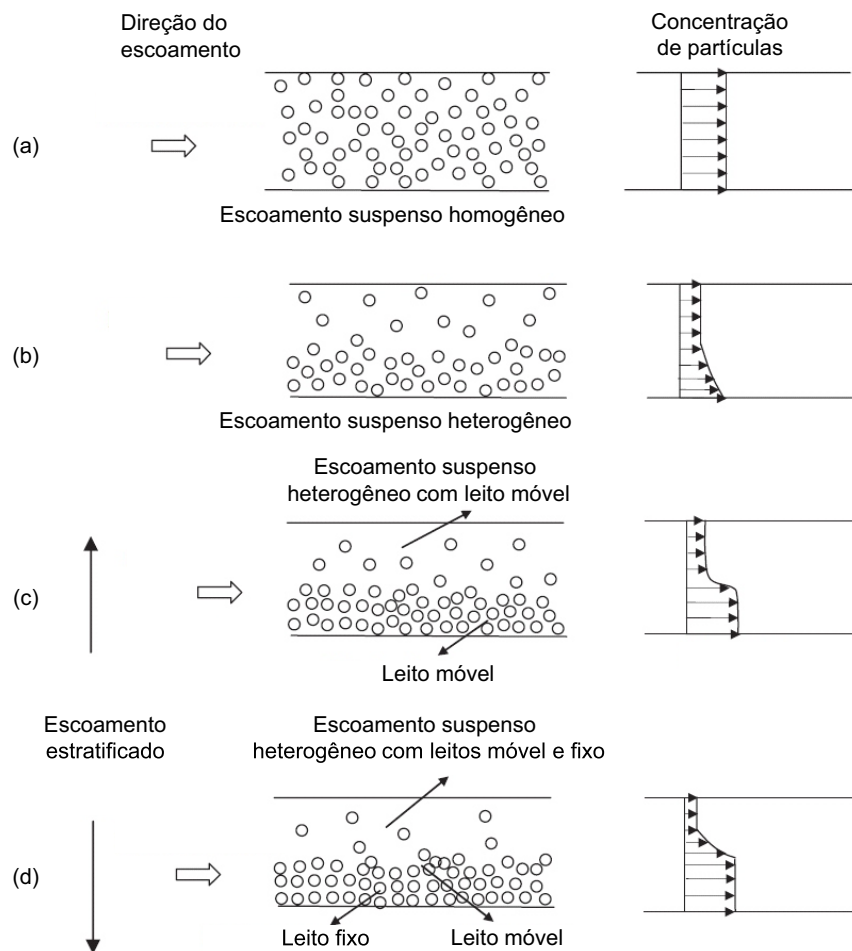


Figura 3.8 – Padrões de escoamento de particulados suspensos em um canal horizontal: (a) Escoamento suspenso homogêneo; (b) heterogêneo; (c) heterogêneo com leito móvel; (d) heterogêneo com leitos móvel e fixo.

Adaptado de Barbosa (2015), Peker e Helvaci (2008).

O escoamento é dito suspenso e homogêneo quando a velocidade do escoamento é grande o suficiente para que as partículas sejam carregadas uniformemente pelo fluido, como representado na Figura 3.8(a). Nos casos em que as velocidades relativas entre fluido e partículas são de menor intensidade, a deposição de material particulado pode ocorrer, caracterizando o padrão de escoamento horizontal heterogêneo, representado na Figura 3.8(b).

Para o escoamento com leito móvel a camada inferior escoava com uma maior concentração de partículas, enquanto na camada superior tem uma suspensão heterogênea menos concentrada, como mostrado na Figura 3.8(c). Pode-se ter ainda o escoamento com um leito fixo na camada inferior, têm-se então uma segunda camada com um leito móvel sobre o leito fixo, além de uma terceira camada com concentração de sólido menor que as outras, como representado na Figura 3.8(d). A região do leito fixo possui mesmas características e propriedades de um meio poroso, caracterizando um regime elástico.

Para determinar as propriedades de um meio poroso, alguns parâmetros geométricos devem ser conhecidos, como a fração volumétrica e a forma da matriz sólida. No presente estudo o leito é formado a partir da deposição de partículas esféricas, sendo que a forma com que as partículas são acomodadas pode exercer influência sobre a permeabilidade e fornecer diferentes valores de fator de empacotamento (MARTINS, 2006). Na Figura 3.9 é possível observar diferentes formas de pacotes de partículas, sendo apresentado para cada uma delas o valor do fator de empacotamento, equivalente à fração volumétrica ε_p , da fase sólida para um volume unitário.

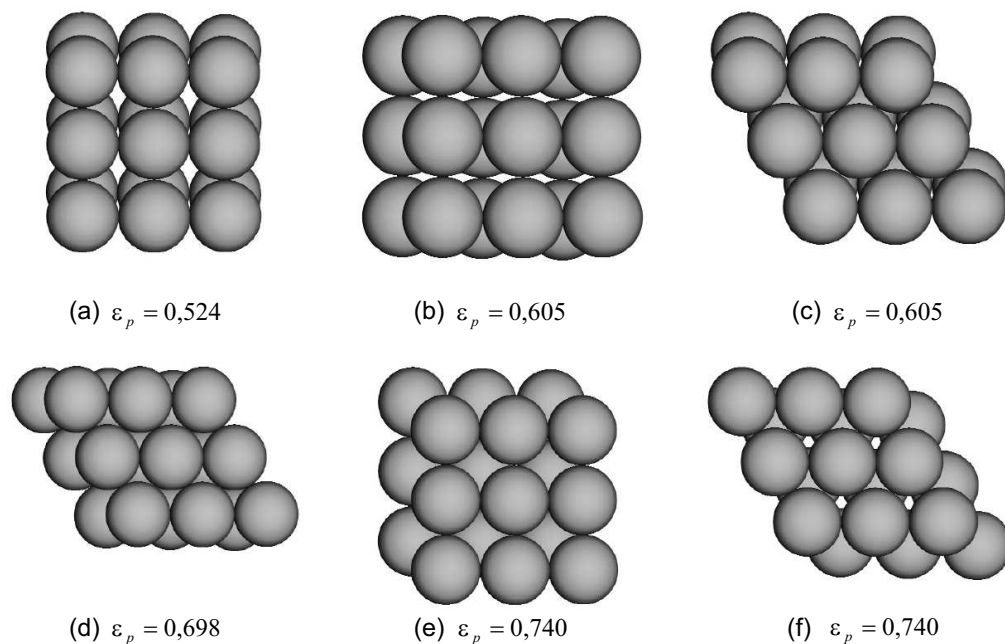


Figura 3.9 – Representação dos tipos de empacotamento de partículas e seus respectivos fatores de empacotamento: (a) cúbico; (b) ortorrômbo; (c) hexagonal; (d) tetragonal; (e) romboédrico-piramidal; (f) romboédrico-hexagonal.

Adaptado de De Lai (2013), Martins (2006).

3.3.9 Abordagens de escala para o escoamento particulado

Existem diferentes maneiras de se abordar um problema em que o transporte de partículas ocorre devido ao escoamento de um fluido. A escolha de um modelo adequado é de vital importância na abordagem do problema, sendo necessária uma observação com respeito à forma com que as fases interagem entre si. Na Figura 3.10 diferentes abordagens para o escoamento particulado estão representadas para diferentes escalas das partículas e do fluido.

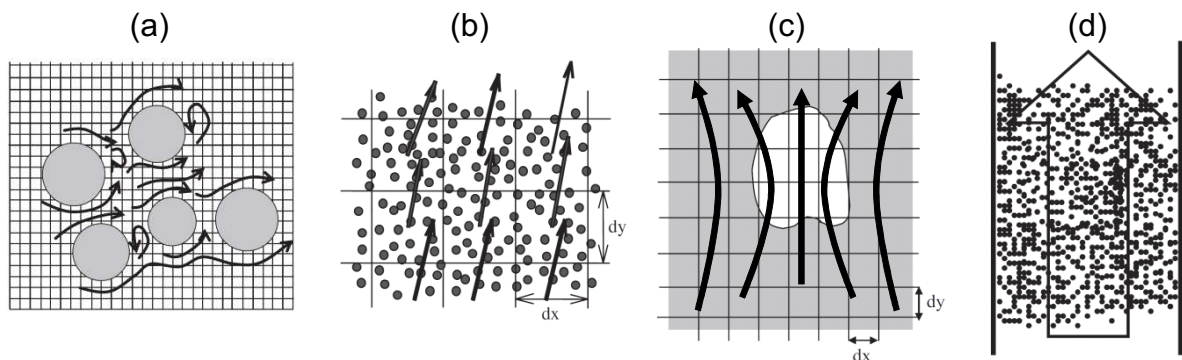


Figura 3.10 – Representação das escalas utilizadas para representar o escoamento particulado: (a) Escala microscópica para o fluido e partículas; (b) Escala Mesoscópica para a fase fluida e microscópica para as partículas; (c) Escala mesoscópica para o fluido e partículas; (d) Escala macroscópica para ambas as fases.

Adaptado de De Lai (2013), Tsuji (2007).

Para uma abordagem com escala microscópica (Figura 3.10(a)), o movimento de cada partícula leva em consideração os efeitos do escoamento e as forças atuando sobre o sólido, sendo possível a solução e a visualização da interface fluido-partícula. Nos casos em que a dinâmica do escoamento não é considerada nas interfaces das partículas, a abordagem está na escala mesoscópica (Figura 3.10(b,c)), sendo o escoamento representado por propriedades médias. Na abordagem mesoscópica o movimento das partículas pode ainda ser representado de maneira lagrangiana (discreta) ou de maneira euleriana (contínua). Para a abordagem macroscópica (Figura 3.10(d)), o escoamento é considerado como de uma única fase, em que propriedades médias são utilizadas no meio fluido para representar a influência das partículas sobre o escoamento.

A abordagem adotada para a representação do escoamento particulado no presente trabalho encontra-se na escala mesoscópica, em razão da grande quantidade de partículas introduzidas no escoamento, aspecto que dificulta a solução das forças atuando sobre cada partícula e do escoamento nas interfaces. Não obstante, uma análise macroscópica não seria capaz de representar a interação entre as partículas, fato necessário para a análise de problemas em que a interação entre as partículas exerce influência sobre o escoamento. De maneira geral, o escoamento particulado com escala mesoscópica pode ser dividido em

euleriano e lagrangiano.

Na abordagem euleriana o sistema particulado é considerado de forma estatística, i.e., as trajetórias das partículas não são calculadas, considerando-se apenas um campo de probabilidades da existência das frações volumétricas de cada fase em uma determinada região do escoamento. Embora a natureza do problema seja discreta, a solução de um escoamento particulado de maneira discreta pode ser de grande dificuldade, de acordo com o número de partículas e com a dinâmica do escoamento. Para analisar o escoamento é possível então fazer uma análise integral do domínio, ainda que esta abordagem não seja precisa quando se trata de um escoamento em que a interação entre as partículas influi de maneira direta sobre a dinâmica do escoamento (RAO; NOTT; SUNDARESAN, 2008).

Por outro lado, a abordagem lagrangiana, também conhecida como modelo de fase discreta, fornece uma maior precisão no cálculo da trajetória das partículas, pois realiza os cálculos das forças atuando sobre cada uma das partículas. A lei de Newton do movimento é aplicada a cada uma das partículas, sendo as forças de interação sobre as partículas modeladas de acordo com cada problema. Escoamentos com um alto número de partículas necessitam de pequenos passos de tempo para a fase discreta para que uma solução correta seja encontrada, o que é não é vantajoso, pois se tem um maior custo computacional atrelado ao método. Outra dificuldade está em modelar as colisões entre as partículas e outros obstáculos sólidos, necessários para a representação do fenômeno físico (CROWE, 2005).

A metodologia utilizada no presente trabalho possui escala mesoscópica e utiliza uma abordagem lagrangiana para o movimento da fase sólida, devido ao interesse nas interações entre as partículas e na forma com que se acomodam sobre determinada região do domínio. A formulação para a fase discreta é apresentada no Capítulo 4.

3.3.10 Forças de interação sobre as partículas

Nesta seção são apresentadas as equações de balanço de quantidade de movimento de uma única partícula, sujeita à ação de diversas forças de interação com um escoamento. Estas equações servem de base para descrever o modelo numérico adotado no presente trabalho.

O movimento de uma partícula é descrito através de uma combinação de rotação e balanço de forças sobre um corpo com centro de massa, com isso é possível determinar a posição do objeto. Partindo da aplicação da segunda lei de Newton para o movimento, pode-se obter as expressões para o movimento translacional e rotacional de uma única partícula, apresentadas nas equações (3.19) e (3.20):

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = m_p \frac{d^2\mathbf{x}_p}{dt^2} = \sum \mathbf{F}_p = \mathbf{F}_{p,b} + \mathbf{F}_{p,s} + \mathbf{F}_{p,c} \quad (3.19)$$

$$I_p \frac{d\boldsymbol{\omega}_p}{dt} = \sum \mathbf{T}_p = \mathbf{T}_{p,s} + \mathbf{T}_{p,c} \quad (3.20)$$

As variáveis são tais que m_p é a massa da partícula, I_p , o momento de inércia, \mathbf{x}_p , o vetor posição do centro da partícula, \mathbf{u}_p , a velocidade linear e $\boldsymbol{\omega}_p$, a velocidade angular da partícula. As forças \mathbf{F}_p que agem sobre a partícula podem ser divididas em forças de corpo $\mathbf{F}_{p,b}$, superfície $\mathbf{F}_{p,s}$ e colisão $\mathbf{F}_{p,c}$. Os torques sobre a partícula \mathbf{T}_p , por sua vez, podem ser devido às tensões cisalhantes de fluido sobre a superfície das partículas $\mathbf{T}_{p,s}$ e devido às colisões entre partículas $\mathbf{T}_{p,c}$. Uma descrição detalhada das forças \mathbf{F}_p e dos torques \mathbf{T}_p é feita na subsecção 4.2.2.

Considerando o vetor unitário \mathbf{e}_i , \mathbf{e}_j e \mathbf{e}_k como o vetor unitário nas direções x , y e z , respectivamente, pode-se escrever as expressões para \mathbf{u}_p , $\boldsymbol{\omega}_p$ e \mathbf{x}_p como:

$$\mathbf{u}_p = u_{p,x}\mathbf{e}_i + u_{p,y}\mathbf{e}_j + u_{p,z}\mathbf{e}_k \quad (3.21)$$

$$\boldsymbol{\omega}_p = \nabla \times \mathbf{u}_p \quad (3.22)$$

$$\mathbf{x}_p = x_p\mathbf{e}_i + y_p\mathbf{e}_j + z_p\mathbf{e}_k \quad (3.23)$$

A partícula descreve uma trajetória que depende da determinação das forças e torques que atuam sobre o corpo a cada instante de tempo através do domínio. Os modelos usados para a determinação das forças e torques tornam possível obter as novas coordenadas para a partícula (DEEN *et al.*, 2007). A velocidade da partícula é obtida a partir da seguinte relação com a posição:

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{u}_p \quad (3.24)$$

As equações (3.24), (3.21) e (3.22) formam um sistema de equações diferenciais ordinárias, cuja solução pode ser obtida através de diferentes métodos (e.g., elementos finitos, diferenças finitas, volumes finitos).

De uma maneira geral, é possível obter as expressões para as forças e para os torques realizando uma série de considerações para o escoamento particulado. São levadas em conta as interações sobre o corpo, superfície e contato das partículas. Para o presente problema considera-se:

1. Escoamento bifásico líquido-sólido;
2. Regime transitório;
3. Fluido incompressível e newtoniano;
4. Problema isotérmico;

5. Força gravitacional atuando na direção vertical;
6. Sistema de coordenadas cartesiano não rotativo para o fluido: ausência de força centrífuga e de Coriolis sobre a partícula;
7. Partículas sólidas de forma esférica;
8. Referencial lagrangiano para a trajetória das partículas;
9. Partículas com mesmo formato, dimensões e propriedades;
10. Movimento de rotação sobre o próprio centro de massa é desconsiderado, ou seja, velocidade angular nula.

As forças \mathbf{F}_p que agem sobre a partícula (de corpo $\mathbf{F}_{p,b}$, superfície $\mathbf{F}_{p,s}$ e colisão $\mathbf{F}_{p,c}$) são apresentadas em detalhe no Capítulo 4.

Anteriormente ao trabalho de Tsuji, Kawaguchi e Tanaka (1993) e devido à diferença na capacidade computacional disponível na época, a modelagem euleriana-euleriana era preferida. Nessa abordagem uma menor quantidade de informações relativas às interações entre partículas é calculada. Na modelagem euleriana-lagrangiana as interações entre as partículas são calculadas de maneira mais precisa, implicando em um maior custo computacional. Com os avanços tecnológicos a abordagem euleriana-lagrangiana vem sendo amplamente utilizada, mesmo com a desvantagem de uma maior quantidade de cálculos para se obter uma solução.

Para o presente trabalho o escoamento particulado é tratado através de uma abordagem euleriana-lagrangiana. Diversas forças de interações atuando sobre as partículas são consideradas, podendo estas interações serem basicamente entre a partícula e o fluido, de colisão entre partículas ou entre partículas e outro corpo sólido.

4 Modelagem matemática

Neste capítulo a modelagem matemática para o presente estudo é apresentada. Na seção 4.1, uma descrição do problema do escoamento particulado para o mecanismo de formação de um leito sobre um substrato poroso é realizada. São representadas a geometria, as condições de contorno e os parâmetros de monitoramento do processo de formação do leito. Adicionalmente, a seção 4.2 trata das equações de balanço de massa e quantidade de movimento para cada uma das fases.

4.1 Descrição do problema

Para representar as condições do mecanismo de filtração, propõe-se a utilização de um canal poroso de porosidade variável. Em uma das extremidades do canal é imposta uma condição de perfil de velocidades desenvolvido, na outra é imposta uma condição de pressão nula, a fim de promover o escoamento através do canal poroso, representado por um arranjo heterogêneo de cilindros alternados.

Na Figura 4.1 está representada de maneira esquemática a geometria e condições de contorno para o canal poroso. Pode-se observar graficamente a variação da porosidade ao longo do meio poroso, sendo o tamanho dos poros diretamente relacionados com o diâmetro dos obstáculos do meio poroso d_{mp} . O comprimento de garganta de poro l_{gp} representa o menor comprimento entre os obstáculos no interior dos poros. A permeabilidade K do meio e o número de Darcy Da são função da porosidade ϕ e do número de obstáculos N em cada fileira horizontal no meio poroso.

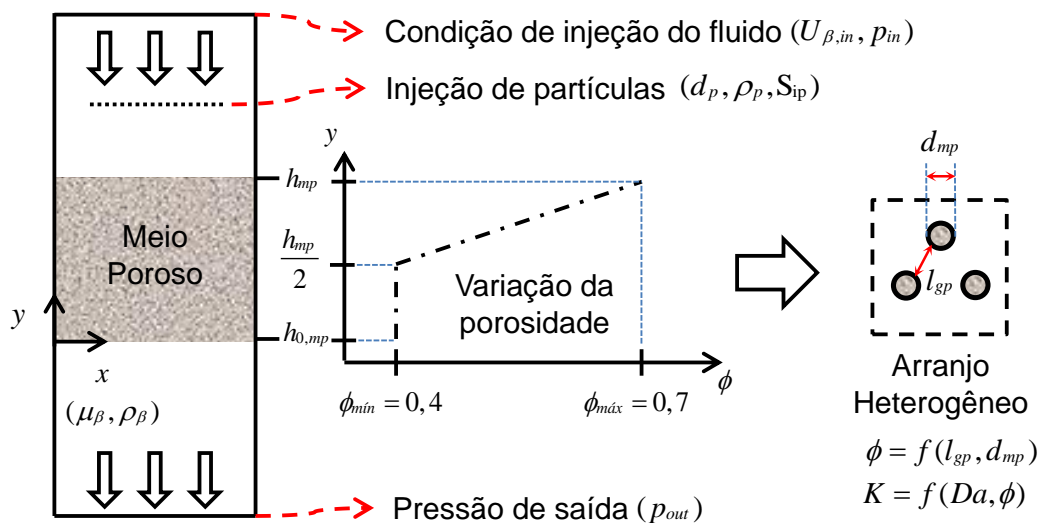


Figura 4.1 – Representação esquemática do canal com região porosa e considerações para o modelo do meio poroso.

O canal é considerado na vertical, pois desta forma a ação da gravidade favorece a formação de um leito mais uniforme sobre o meio poroso, auxiliando na análise dos parâmetros de monitoramento. O fluido é injetado na superfície superior do canal com um perfil de velocidades desenvolvido, com velocidade média $U_{\beta,in}$ e pressão p_{in} , atuando sobre o transporte das partículas a serem injetadas através do canal poroso. Os parâmetros da injeção das partículas são dependentes do diâmetro das partículas d_p , da massa específica ρ_p e da superfície de injeção S_{ip} . Ressalta-se a existência de um gradiente de pressão devido à pressão nula na saída do canal ($p_{out}=0$), o que provoca uma fuga do escoamento para esta região, fazendo com que o escoamento particulado seja possível e o processo de formação do leito sobre o substrato poroso ocorra. A geometria utilizada para descrever o domínio poroso heterogêneo é mostrada na Figura 4.2, na qual é possível observar que a região do plugue é representada por obstáculos cilíndricos.

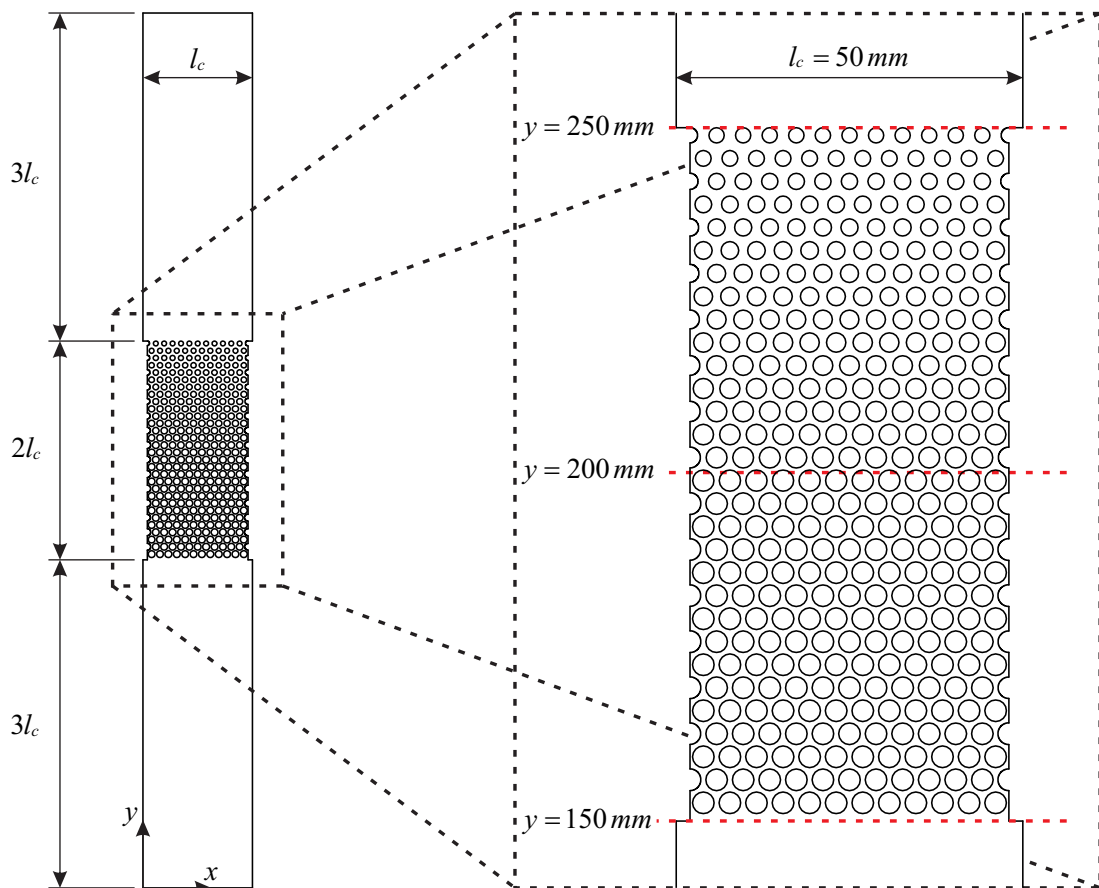


Figura 4.2 – Geometria utilizada para o canal com região porosa, com detalhe para o plugue representado por um modelo heterogêneo de porosidade variável com obstáculos cilíndricos e arranjo alternado.

O canal possui largura $l_c = 50 \text{ mm}$, dimensão comumente observada em poços de petróleo e adequada ao diâmetro das partículas utilizadas neste estudo. O plugue poroso possui largura 2 mm menor de cada lado, em relação a região livre, para que exista uma distância entre a parede e a superfície de injeção a fim de reduzir efeitos de camada

limite sobre as partículas. A região do plugue possui comprimento $2l_c$, também definido como a altura do meio poroso h_{mp} . As regiões anteriores e posteriores ao plugue possuem comprimento $3l_c$, consideradas desta forma para reduzir qualquer possível efeito das condições de contorno sobre o escoamento na região do meio poroso. A geometria possui ainda uma profundidade de $l_z = 2mm$ na direção normal ao plano observado, pois o modelo utilizado para o escoamento particulado tem as equações formuladas com base em volumes de controle tridimensionais. A variação da porosidade é considerada apenas na metade superior da região porosa, sendo que na metade inferior a porosidade é mantida constante, a fim de representar de forma semelhante ao que ocorre em um meio real (GOHARZADEH; KHALILI; JØRGENSEN, 2005).

A metodologia utilizada para definir o diâmetro dos obstáculos cilíndricos consiste no uso de uma função dependente da porosidade. A porosidade determina o valor para a razão entre o volume dos poros e o volume total do meio poroso e é calculada para cada fileira horizontal de obstáculos. Os volumes dos poros e do meio poroso são calculados com base nas áreas ocupadas por formas geométricas que se repetem ao longo do domínio, descritas por círculos de área A_c (sólido) e hexágonos A_h (sólido e fluido). Como observado no plano mostrado na Figura 4.3, a porosidade pode ser calculada pela área destas formas pois os volumes de controle possuem mesma dimensão na direção normal ao plano ($l_z = 2mm$). Os obstáculos posicionados em $y = 250 mm$ possuem porosidade $\phi = 0,7$, valor linearmente reduzido até $\phi = 0,4$ em $y = 200 mm$ e mantido constante em $\phi = 0,4$ no intervalo de $150 \leq y \leq 200 mm$.

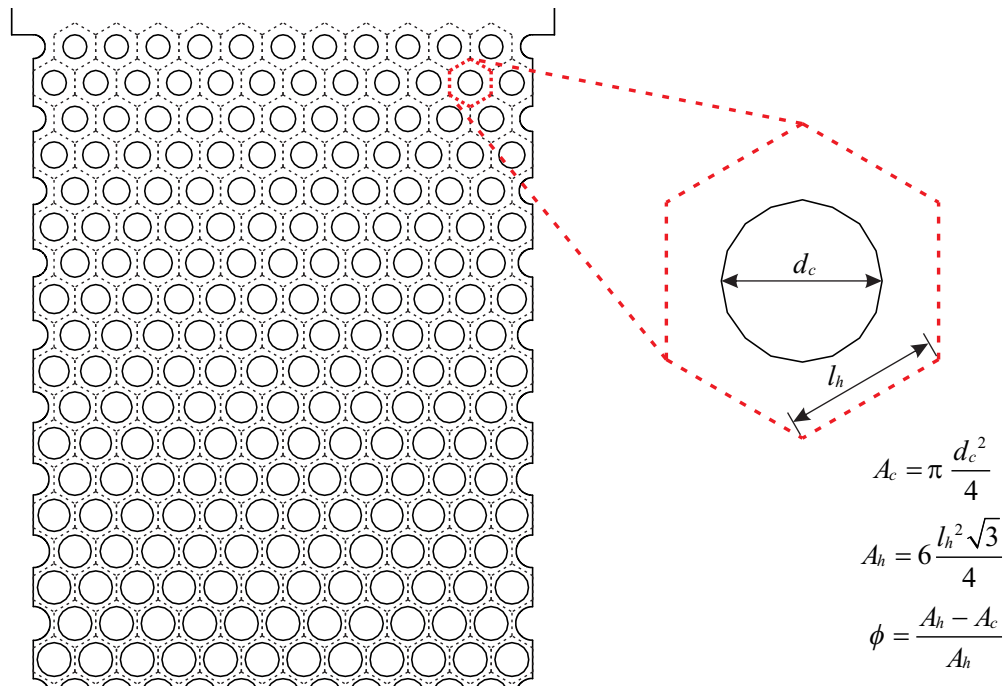


Figura 4.3 – Formas geométricas utilizadas para o cálculo da porosidade.

Vale ressaltar que os hexágonos são formas utilizadas apenas como referência no

cálculo dos diâmetros dos cilindros. O primeiro passo é definir o número de obstáculos N presentes em uma mesma altura para cada fileira horizontal. Com N definido encontra-se as dimensões do lado de cada hexágono de referência l_h , constantes em todo o meio poroso. Pode-se então determinar a área do hexágono A_h . O diâmetro dos cilindros d_c é definido em função da área do círculo A_c para uma determinada porosidade ϕ , através da relação entre a área dos poros e a área do meio poroso $\phi = (A_h - A_c)/A_h$.

A determinação dos lados dos hexágonos l_h permite determinar também o número de fileiras horizontais nos intervalos de $150 \leq y \leq 200 \text{ mm}$ e $200 \leq y \leq 250 \text{ mm}$. O número de fileiras horizontais de obstáculos contidas em cada um destes intervalos é utilizado para calcular a taxa com que o diâmetro dos cilindros varia no meio poroso.

4.1.1 Condições de contorno e de injeção de partículas

A primeira condição de contorno é imposta sobre a superfície superior do domínio ($y = 400 \text{ mm}$), na qual é definido um perfil de velocidades parabólico para o escoamento completamente desenvolvido. A velocidade média ($v_{\beta,i}$) na entrada do canal é função do número de Reynolds (Re), expresso na Equação (4.1):

$$Re = \frac{\rho_{\beta} v_{\beta,i} l_c}{\mu_{\beta}} \quad (4.1)$$

Na superfície inferior ($y = 0 \text{ mm}$), por sua vez, é imposta uma condição de pressão igual a zero, a fim de promover um gradiente de pressão que provoque o escoamento através do canal. Os planos frontal e posterior à geometria apresentada na Figura 4.2, distantes em 2 mm , possuem condições de simetria, a fim de representar a continuidade do domínio. As demais superfícies, laterais do canal e interfaces entre o fluido e os obstáculos cilíndricos, são superfícies rígidas e com condições de não deslizamento.

A velocidade média de entrada do fluido tem relação direta com os parâmetros de injeção das partículas, de forma a propiciar a injeção da fase discreta de forma correta sem que haja sobreposição de partículas. Para isso, como expresso na Equação (4.2), deve-se observar o passo de tempo do fluido Δt_{β} (que controla o momento da injeção) e a velocidade de injeção das partículas $v_{p,ip}$, para garantir que o espaço percorrido por uma partícula seja maior que o diâmetro da partícula (D_p).

$$v_{p,ip} \Delta t_{\beta} \geq D_p \quad (4.2)$$

Outra condição que deve ser atendida relaciona o comprimento da superfície de injeção ($l_{S,ip}$) com o diâmetro das partículas, limitando um número máximo de partículas ($N_{p,max}$) que podem ser injetadas sem sobreposição no momento da injeção. Esta condição deve ser obedecida de acordo com a Equação (4.3).

$$N_{p,max} \leq \frac{l_{S,ip}}{D_p} \quad (4.3)$$

Os parâmetros de injeção de partículas são os parâmetros mais sensíveis do problema. As variáveis associadas ao processo de injeção compreendem o número de partículas injetadas simultaneamente, o diâmetro das partículas e a razão de massa específica entre as partículas e o fluido. A variação destes parâmetros é apresentada no Capítulo 7, em que se define a forma com que o leito é formado.

4.2 Equações de balanço

As equações para o problema proposto são as equações de balanço de massa e de quantidade de movimento para as fases contínua e discreta, em coordenadas cartesianas. As formulações apresentadas são conhecidas na literatura, sendo as equações dispostas separadamente para as fases do fluido, do meio poroso e das partículas.

4.2.1 Fase contínua: Fluido

O escoamento bifásico líquido-sólido pode ser verificado em duas etapas distintas, na ausência de partículas e com sua presença. A análise do escoamento de fluido pode ser importante para determinar condições iniciais do escoamento com partículas, por isso são apresentadas na sequência as equações para a fase fluida.

Para o escoamento monofásico de fluido, a equação de balanço quantidade de movimento é descrita pela equação de Navier-Stokes. A equação para a conservação da quantidade de massa define que a taxa líquida de massa que entra em um volume de controle deve ser igual à zero. A equação de balanço da quantidade de movimento vem da formulação da segunda lei de Newton para o movimento, em que a força resultante em um sistema é igual à taxa temporal da variação da quantidade de movimento linear (BEJAN, 2004). Considerando as hipóteses simplificadoras para o escoamento bifásico líquido-sólido, pode-se escrever as equações de balanço de massa e quantidade de movimento, respectivamente, como:

$$\frac{D(\varepsilon_{\beta}\rho_{\beta})}{Dt} + \nabla \cdot (\varepsilon_{\beta}\rho_{\beta}\mathbf{u}_{\beta}) = 0 \quad (4.4)$$

$$\frac{D(\varepsilon_{\beta}\rho_{\beta}\mathbf{u}_{\beta})}{Dt} + \nabla \cdot (\varepsilon_{\beta}\rho_{\beta}\mathbf{u}_{\beta}\mathbf{u}_{\beta}) = -\varepsilon_{\beta}\nabla p_{\beta} + \nabla \cdot (\mu_{\beta}\varepsilon_{\beta}\nabla \cdot \mathbf{u}_{\beta}) + \rho_{\beta}\varepsilon_{\beta}\mathbf{g} - \mathbf{F}_{p\beta} \quad (4.5)$$

tal que t é o tempo, ρ_{β} , a massa específica do fluido, \mathbf{u}_{β} , o vetor velocidade do fluido, μ_{β} , a viscosidade dinâmica do fluido, p_{β} , a pressão estática do fluido e $\mathbf{F}_{p\beta}$, o termo fonte de acoplamento entre as fases sólidas e fluidas.

4.2.2 Fase discreta: Partículas

Neste trabalho, a trajetória das partículas é considerada de forma discreta, através de um referencial lagrangiano no domínio fluido. Neste sentido, tem-se as seguintes formas para as equações da quantidade de movimento e posição da partícula:

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \sum \mathbf{F}_p = \mathbf{F}_{p,b} + \mathbf{F}_{p,s} + \mathbf{F}_{p,c} \quad (4.6)$$

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{u}_p \quad (4.7)$$

sendo \mathbf{x}_p o vetor posição da partícula calculado pela equação da posição, determinado a partir do vetor velocidade da partícula \mathbf{u}_p pela equação da quantidade de movimento.

As forças de corpo $\mathbf{F}_{p,b}$ que atuam sobre um volume de massa de uma partícula, dado pela Equação (4.6), em geral são devidas à presença de um campo de força externa (e.g., campo eletromagnético ou gravitacional, força molecular de van der Waals, força eletrostática de Coulomb). Dentre estas, o presente trabalho considera apenas as forças gravitacional e de empuxo como forças de corpo atuando sobre a partícula, combinadas em uma expressão conforme apresentado abaixo:

$$\mathbf{F}_{p,b} = \mathbf{F}_{ge,s} = m_p \frac{\rho_p - \rho_\beta}{\rho_p} \mathbf{g} \quad (4.8)$$

sendo ρ_p e \forall_p a massa específica e o volume da partícula, respectivamente.

As forças de superfície $\mathbf{F}_{p,s}$ na Equação (4.6) são devidas as interações entre o fluido e a superfície da partícula, podendo gerar tensões viscosas e forças de pressão. Existem diversas formas de interações entre fluido e partícula que podem ser inclusas no modelo matemático para a trajetória da partícula. No presente trabalho as forças de superfície consideradas são expressas por:

$$\mathbf{F}_{p,s} = \mathbf{F}_{d,s} + \mathbf{F}_{by,s} + \mathbf{F}_{pg,s} + \mathbf{F}_{vm,s} + \mathbf{F}_{lf,s} \quad (4.9)$$

sendo $\mathbf{F}_{d,s}$ a força de arrasto, $\mathbf{F}_{by,s}$ a força de empuxo, $\mathbf{F}_{pg,s}$ a força do gradiente de pressão, $\mathbf{F}_{vm,s}$ a força de massa virtual (*virtual mass*) e $\mathbf{F}_{lf,s}$ a força de sustentação. Embora existam outras forças de superfície atuantes sobre a superfície das partículas, algumas delas se mostram pouco influentes sobre a trajetória das partículas quando comparadas às demais e não serão abordadas no presente trabalho.

A principal força de interação entre fluido e partícula na Equação (4.9) é a força de arrasto $\mathbf{F}_{d,s}$, a qual exerce resistência ao movimento de acordo com a velocidade relativa entre o fluido e a partícula ($\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p$). O número de Reynolds da partícula Re_p serve para

quantificar a força de arrasto, relaciona as forças inerciais e viscosas do fluido sobre a periferia da partícula e é definido em função da velocidade relativa entre as fases conforme:

$$Re_p = \frac{\rho_\beta |\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p| d_p}{\mu_\beta} \quad (4.10)$$

Além de servir como parâmetro para determinar o regime de escoamento da partícula, o número de Reynolds da partícula é utilizado como base para a análise e determinação da expressão apropriada para a força de arrasto. A força de arrasto $\mathbf{F}_{d,s}$ pode ser expressa de maneira geral através do coeficiente de arrasto C_D (MAZZEI, 2008), de acordo com a Equação (4.11):

$$\mathbf{F}_{d,s} = \frac{1}{2} C_D \rho_\beta \mathbf{A}_p |\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p| (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p) \quad (4.11)$$

sendo \mathbf{A}_p a área projetada da partícula. O coeficiente de arrasto da partícula (C_D) é dado pela relação entre a força de arrasto, $\mathbf{F}_{d,s}$, e a força de atrito na superfície de um corpo (\mathbf{F}_{as}), como mostrado na Equação (4.12):

$$C_D = \frac{|\mathbf{F}_{d,s}|}{|\mathbf{F}_{as}|} \quad (4.12)$$

A força de atrito na superfície é definida através do produto entre a pressão dinâmica exercida pelo fluido e a área de referência sob a qual tal pressão é exercida, sendo dada pela Equação (4.13).

$$\mathbf{F}_{as} = \frac{\rho_\beta A}{2} |\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p| (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p) \quad (4.13)$$

Partindo da Equação (4.11), considerando a área projetada \mathbf{A}_p , obtêm-se a equação Equação (4.14), que é a equação da força de arrasto viscoso para uma partícula esférica.

$$\mathbf{F}_{d,s} = \frac{3}{4} \frac{m_p \mu_\beta}{\rho_p d_p^2} C_D Re_p (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p) \quad (4.14)$$

A força de empuxo $\mathbf{F}_{by,s}$ na Equação (4.15) pode ser definida como uma força proporcional ao peso de fluido deslocado por uma partícula, sendo equivalente ao gradiente de pressão hidrostática do fluido sobre o volume da partícula (PEKER; HELVACI, 2008). Esta força tem direção vertical e sentido oposto ao da aceleração da gravidade, e é expressa por:

$$\mathbf{F}_{by,s} = -\rho_\beta \nabla_p \mathbf{g} \quad (4.15)$$

sendo ρ_β a massa específica do fluido e ∇_p o volume da partícula.

A força aplicada à partícula devido ao gradiente de pressão $\mathbf{F}_{pg,s}$, Equação (4.16), vem do gradiente de pressão gerado na ausência da partícula, que faz com que o fluido ao redor deste volume seja acelerado. Considerando que a pressão ao redor do volume é

constante, tem-se que ambos, o gradiente de pressão e conseqüentemente uma força sejam constantes (CROWE; SOMMERFIELD; TSUJI, 1998), dada por:

$$\mathbf{F}_{pg,s} = -\nabla_p \nabla p_\beta = m_p \frac{\rho_\beta}{\rho_p} (\mathbf{u}_\beta \nabla \cdot \mathbf{u}_\beta) \quad (4.16)$$

A força de massa virtual $\mathbf{F}_{vm,s}$, apresentada na Equação (4.17), é devida às diferenças de aceleração entre as fases sólida e fluida. Esta diferença nas acelerações faz com que o fluido que está próximo da superfície da partícula seja carregado com a mesma aceleração da partícula. Este acréscimo de massa a ser transportada por uma partícula é definido como massa virtual ou aparente (PEKER; HELVACI, 2008). Tal força pode ser expressa por:

$$\mathbf{F}_{vm,s} = C_{vm} m_p \frac{\rho_\beta}{\rho_p} \frac{D}{Dt} (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p) \quad (4.17)$$

sendo C_{vm} o coeficiente de massa virtual.

A força de sustentação $\mathbf{F}_{lf,s}$, Equação (4.18), é definida como a força devida ao gradiente de velocidade do fluido ao redor da partícula (dada pela força de Saffman $\mathbf{F}_{ls,s}$), podendo também ser devido à rotação da partícula (dada pela força de Magnus $\mathbf{F}_{lm,s}$). A direção com que a força de sustentação atua causa um movimento lateral na partícula. De maneira geral, a soma destes efeitos pode ser calculada pela seguinte expressão (LOTH, 2010):

$$\mathbf{F}_{lf,s} = \mathbf{F}_{ls,s} + \mathbf{F}_{lm,s} = m_p \frac{\rho_\beta}{\rho_p} (\boldsymbol{\omega}_\beta \times (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p) C_{ls} + \boldsymbol{\omega}_p \times (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p) C_{lm}) \quad (4.18)$$

Mesmo quando a partícula não apresenta movimento de rotação, o rotacional da velocidade do fluido pode fazer com que haja uma distribuição de pressão não uniforme na superfície da partícula. Desta forma, uma força lateral perpendicular ao movimento relativo da partícula passa a atuar sobre o corpo (SILVA, 2006).

Segundo Saffman (1965 apud PEKER; HELVACI, 2008), pode-se definir a força de sustentação sobre a partícula em função somente do gradiente de velocidade do fluido em torno da partícula.

$$\mathbf{F}_{lf,s} = \mathbf{F}_{ls,s} = C_{ls} m_p \frac{\rho_\beta}{\rho_p} (\nabla \times \mathbf{u}_\beta) \times (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p) \quad (4.19)$$

As forças de colisão $\mathbf{F}_{p,c}$, Equação (4.6), estão associadas ao contato entre as partículas ou entre partículas e superfície. Existem diferentes abordagens para representar as forças de contato sobre as partículas. De acordo com Deen *et al.* (2007) as mais usuais são o modelo de esferas rígidas (*hard spheres*) e o modelo de esferas amortecidas (*soft spheres*).

A abordagem de esferas amortecidas é utilizada no presente trabalho para representar as colisões das partículas. Como apresentado por Garg *et al.* (2012), ressalta-se ainda ser

possível dividir a força de contato $\mathbf{F}_{p,c}$ em outras duas componentes: força tangencial $\mathbf{F}_{t,c}$ e força normal $\mathbf{F}_{n,c}$, de acordo com a expressão:

$$\mathbf{F}_{p,c} = \sum (\mathbf{F}_{n,c} + \mathbf{F}_{t,c}) \quad (4.20)$$

O modelo de esferas amortecidas possui como característica o fato de permitir a existência de uma área de contato atuando sobre as partículas, diferente do modelo de esferas rígidas, que considera apenas um ponto de contato entre as esferas. Essa área de contato é observada uma vez que o modelo permite a sobreposição das partículas entre si ou sobre alguma superfície. Um sistema de molas e amortecedores é responsável por representar as colisões e as forças de repulsão entre os corpos. A força de mola (conservativa) representa a deformação elástica enquanto a força de amortecedor (dissipativa) é utilizada para representar dissipação viscosa (ZHU *et al.*, 2007).

Considerando a colisão entre duas partículas, 1 e 2, pode-se representar a componente normal da força de contato $\mathbf{F}_{n,c}$ pela expressão:

$$\mathbf{F}_{n,c} = -k_n \delta_n \mathbf{n}_{12} - \eta_n (\mathbf{u}_{12} \cdot \mathbf{n}_{12}) \mathbf{n}_{12} \quad (4.21)$$

sendo k_n a constante de rigidez de mola na direção normal, δ_n a sobreposição das partículas na direção normal, η_n o coeficiente de amortecimento na direção normal, \mathbf{n}_{12} o vetor unitário normal e \mathbf{u}_{12} a velocidade relativa das partículas.

Para a componente tangencial, dois tipos de colisão podem ser distintos, conhecidos como colisão deslizante e estática. Se a velocidade tangencial relativa entre os corpos é suficientemente grande, um deslizamento entre as superfícies ocorre durante toda a colisão. Por outro lado, se a velocidade tangencial relativa tende a zero, a colisão é estática.

O cálculo da componente tangencial $\mathbf{F}_{t,c}$ leva em conta a lei de atrito de Coulomb, em função da força normal de colisão $\mathbf{F}_{n,c}$ para o regime de deslizamento $|\mathbf{F}_{t,c}| > \mu_a |\mathbf{F}_{n,c}|$ (DAHL, 1968), sendo expresso por :

$$\mathbf{F}_{t,c} = \begin{cases} -k_t \delta_t + \eta_t (\mathbf{u}_{12} \times \mathbf{n}_{12}) \times \mathbf{n}_{12} & \text{para } |\mathbf{F}_{t,c}| \leq \mu_a |\mathbf{F}_{n,c}| \\ -\mu_a |\mathbf{F}_{n,c}| \mathbf{t}_{12} & \text{para } |\mathbf{F}_{t,c}| > \mu_a |\mathbf{F}_{n,c}| \end{cases} \quad (4.22)$$

sendo k_t a constante de rigidez de mola na direção tangencial, δ_t o deslocamento tangencial, η_t o coeficiente de amortecimento na direção tangencial, \mathbf{t}_{12} o vetor unitário tangencial e μ_a o coeficiente de atrito.

Considerando a expressão referente ao movimento angular da partícula, Equação (3.20), pode-se definir o torque de colisão $\mathbf{T}_{p,c}$, em relação à força tangencial de colisão $\mathbf{F}_{t,c}$, expresso por:

$$\mathbf{T}_{p,c} = \sum (r_{p,1} \mathbf{n}_{12} \times \mathbf{F}_{t,c}) \quad (4.23)$$

sendo $r_{p,1}$ o raio da partícula 1.

Para o torque de superfície, Equação (3.20), pode ser citado o torque devido ao atrito de rolamento sobre o movimento da partícula, dado por:

$$\mathbf{T}_{p,s} = -\mu_r |\mathbf{F}_{n,c}| \frac{\boldsymbol{\omega}_p}{|\boldsymbol{\omega}_p|} \quad (4.24)$$

sendo μ_r o coeficiente de atrito de rolamento da partícula e $\boldsymbol{\omega}_p$ a velocidade angular da partícula.

Neste capítulo foi apresentada a modelagem matemática para a simulação computacional do problema de deposição de partículas sólidas sobre um canal vertical com meio poroso heterogêneo. Na seção 4.1 o problema do escoamento particulado em um canal poroso heterogêneo de porosidade variável utilizado para investigar o mecanismo de filtração foi apresentado. A metodologia utilizada para a obtenção da geometria foi descrita e as condições de contorno foram detalhadas. O problema foi modelado através das expressões apresentadas na seção 4.2. As equações da conservação da massa e quantidade de movimento para o fluido, bem como a segunda Lei de Newton para a trajetória das partículas representam de maneira geral as expressões para o problema.

5 Modelagem numérica

Este capítulo descreve a modelagem numérica a ser utilizada na solução do problema proposto. As características e condições necessárias para realizar as simulações numéricas através do programa Ansys Fluent[®] são apresentadas. A seção 5.1 trata do modelo utilizado na resolução das interações entre fluido e partículas, sendo a solução das interações entre partículas obtidas através do método dos elementos discretos, descrito em detalhes na seção 5.2. A combinação destes modelos resulta no modelo DDPM-DEM, que permite a representação do escoamento líquido-sólido cujas equações são sintetizadas na seção 5.3. A solução numérica do modelo é discutida na sequência nas seções 5.4 e 5.5. Finalmente, na seção 5.6 são identificados os parâmetros numéricos existentes na simulação do modelo aplicado neste estudo.

5.1 Modelo para o escoamento particulado

Este trabalho adota uma combinação dos modelos *Dense Discrete Phase Model* (DDPM) e *Discrete Element Method* (DEM), disponíveis no programa Ansys Fluent[®]. O modelo DDPM é responsável pela solução acoplada das equações da fase fluida e das partículas. Em conjunto com o modelo DDPM, o modelo DEM é ativado para representar as colisões das partículas. Esta combinação resulta em um modelo denominado DDPM-DEM. É importante notar que o modelo DEM foi incorporado a partir da versão 14.0 do programa Ansys Fluent[®], sendo um modelo recente em relação ao momento da realização do presente trabalho.

5.1.1 Modelo de Fase Discreta - DPM

O Modelo de Fase Discreta DPM (*Discrete Phase Model*) é o modelo que representa o escoamento líquido-sólido, através de uma abordagem Euler-Lagrange. Neste modelo existe uma restrição quanto a fração volumétrica da fase discreta, que deve ser suficientemente pequena em comparação com a fração volumétrica da fase contínua ($\epsilon_\beta < 10\%$), de modo que a influência desta fração volumétrica possa ser negligenciada no equacionamento da fase contínua. Dessa maneira, o acoplamento entre as fases é realizado através da adição de termos extras na equação da quantidade de movimento da fase contínua. A forma geral das equações do modelo DPM para a conservação de massa e quantidade de movimento para a fase contínua é expressa, respectivamente, por (FLUENT, 2012):

$$\frac{\partial \rho_\beta}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_\beta \mathbf{u}_\beta) = S_\beta \quad (5.1)$$

$$\frac{D \rho_\beta \mathbf{u}_\beta}{Dt} = -\nabla \mathbf{p}_\beta + \nabla \cdot (\mu_\beta \nabla \cdot \mathbf{u}_\beta) + \rho_\beta \mathbf{g} + \mathbf{F}_{DPM} + \sum \mathbf{F}_\beta \quad (5.2)$$

sendo S_β os termos fontes de troca de massa com a fase contínua ($S_\beta = 0$ para o presente trabalho), \mathbf{F}_{DPM} o termo fonte do acoplamento para a troca de quantidade de movimento da fase discreta e \mathbf{F}_β outros termos fontes de forças que atuam sobre a fase contínua ($\mathbf{F}_\beta = 0$ para o presente trabalho).

A fase discreta tem sua trajetória calculada com base na segunda lei de Newton, através da solução de um conjunto de equações diferenciais ordinárias, representadas pelas equações (5.3) e (5.4). O cálculo é feito através do balanço de forças que atuam sobre a partícula em relação à própria inércia da partícula. Através da integração ao longo de cada passo de tempo da fase discreta é possível determinar a velocidade e posição da partícula. A integração da Equação (5.3), ao longo do tempo, fornece a velocidade da partícula para cada ponto ao longo da trajetória calculada pela Equação (5.4). No modelo DPM, o conjunto de equações para o movimento e posição da fase discreta é expresso, respectivamente, por:

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{u}_p \quad (5.3)$$

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \frac{3}{4} \frac{m_p \mu_\beta}{\rho_p d_p^2} C_D Re_p (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p) + m_p \frac{\rho_p - \rho_\beta}{\rho_p} \mathbf{g} + \sum \mathbf{F}_p \quad (5.4)$$

O primeiro termo do lado direito da Equação (5.4) representa a força de arrasto, em função do Re_p , definido na Equação (4.10). O segundo termo engloba a força de empuxo em conjunto com a força da gravidade. O último termo da equação, $\sum \mathbf{F}_p$, expressa o somatório das demais forças que podem ser incorporadas no modelo DPM. As forças que atuam sobre a partícula, disponíveis no modelo proposto neste estudo, são descritas em detalhes na subseção 5.1.2.

Diferentes métodos de discretização podem ser utilizados na solução do conjunto formado pelas equações diferenciais ordinárias (5.3) e (5.4). O uso do modelo de colisão DEM (seção 5.2) restringe os métodos de solução deste sistema, sendo o esquema implícito de discretização o mais indicado para o cálculo (FLUENT, 2012). Desta forma, a Equação (5.4) pode ser reescrita em função da aceleração da partícula \mathbf{a}_p , expressa, de forma geral, por:

$$\mathbf{a}_p = \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \frac{\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p}{\tau_D} + \sum \mathbf{a}_{sp} \quad (5.5)$$

sendo τ_D uma constante de tempo para a aceleração devido a força de arrasto e $\sum \mathbf{a}_{sp}$ a soma das demais acelerações atuando sobre a partícula.

Discretizando a Equação (5.3), através do método de Euler implícito para a velocidade da partícula, tem-se a expressão:

$$\mathbf{u}_p^{n+1} = \frac{\mathbf{u}_p^n + (\mathbf{a}_{sp} + \mathbf{u}_\beta^n / \tau_D) \Delta t}{1 + \Delta t / \tau_D} \quad (5.6)$$

O índice sobrescrito $n + 1$ representa o instante de tempo atual para o cálculo da nova variável e o índice n o instante anterior. Sendo assim, τ_D , \mathbf{a}_{sp} , \mathbf{u}_β^n e \mathbf{u}_p^n são considerados constantes para o cálculo da nova velocidade \mathbf{u}_p^{n+1} .

Para a discretização da Equação (5.3), o método de discretização trapezoidal implícito ou método de Crank-Nicholson (VERSTEEG; MALALASEKERA, 1995), pode ser aplicado, fornecendo a Equação (5.7), expressa por:

$$\mathbf{x}_p^{n+1} = \mathbf{x}_p^n + \frac{1}{2} \Delta t (\mathbf{u}_p^n + \mathbf{u}_p^{n+1}) \quad (5.7)$$

sendo \mathbf{x}_p^{n+1} a nova posição da partícula e \mathbf{x}_p^n a posição da partícula no instante anterior.

É possível observar que na Equação (5.6) o cálculo da velocidade da partícula é feito através da velocidade do fluido no passo de tempo anterior. As demais acelerações, dadas pelo termo \mathbf{a}_{sp} na Equação (5.5), são calculadas de forma explícita e são utilizadas tanto no cálculo da velocidade da partícula quanto no termo de acoplamento \mathbf{F}_{DPM} , Equação (5.2).

No que concerne ao acoplamento entre as fases, embora exista a limitação no modelo DPM, referente à fração volumétrica da fase discreta ($\epsilon_\beta < 10\%$), pode-se considerar o efeito da fase discreta sobre a fase contínua através das abordagens desacoplada ou acoplada.

Para a abordagem desacoplada (ou acoplamento de uma-via) a fase discreta não tem influência sobre a fase contínua. Por outro lado, a fase contínua sempre exerce influência na fase discreta. Na abordagem acoplada (ou acoplamento de duas-vias) as duas fases (contínua e discreta) apresentam influência uma sobre a outra. O cálculo das equações de cada fase pode ser feito de forma alternada até a obtenção de convergência para a solução acoplada. Detalhes sobre a solução acoplada das fases são descritos na seção 5.4.

O modelo DPM apresenta a característica de representar o movimento das partículas como pontos de massa em movimento. A forma e volume das partículas são tratadas como abstrações, cujos detalhes do escoamento ao redor da geometria das partículas (e.g., vórtices, descolamentos, camada limite) são negligenciados.

De acordo com o exposto, o modelo DPM possui limitações essenciais em relação ao problema do presente trabalho. Primeiramente pode-se citar a inviabilidade de representar de forma correta o escoamento com alta concentração de partículas, que se faz necessário para a formação do leite. Esta limitação é suprida com a utilização do modelo DDPM (subseção 5.1.2), que modifica as equações da fase contínua, principalmente, pela inclusão do efeito da fração volumétrica de cada fase.

Outra restrição encontrada no modelo DPM é em relação à geometria das partículas, representadas de forma pontual, o que inviabiliza as interações de colisões entre as partículas. Esta limitação é superada com a utilização do modelo DEM (seção 5.2), que considera as partículas como esferas maciças com um determinado diâmetro. Desta forma, o modelo representa as colisões através do cálculo das forças de repulsão em função das deformações das partículas.

5.1.2 Modelo de Fase Discreta Densa - DDPM

A solução de problemas com alta concentração de partículas é feita através do Modelo de Fase Discreta Densa DDPM (*Dense Discrete Phase Model*), que é uma extensão do modelo DPM, também disponível no programa Ansys Fluent[®]. O modelo DDPM considera a fração volumétrica das partículas na solução das equações da fase contínua, permitindo uma melhor troca de quantidade de movimento no acoplamento entre as fases. O modelo DDPM, proposto por Popoff e Braun (2007), é considerado como um modelo híbrido, pois utiliza a abordagem Euler-Euler (para obter os campos médios das propriedades) em conjunto com a abordagem Euler-Lagrange (para obter a trajetória das partículas). A associação destas abordagens fornece um conjunto de equações para o cálculo dos termos de acoplamento entre as fases e o cálculo da fração volumétrica de cada fase. A forma geral das equações do modelo DDPM para a conservação de massa e quantidade de movimento, para a fase contínua, é expressa, respectivamente, por:

$$\frac{\partial \varepsilon_{\beta} \rho_{\beta}}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_{\beta} \rho_{\beta} \mathbf{u}_{\beta}) = \sum (\dot{m}_{\beta p} - \dot{m}_{p\beta}) \quad (5.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{D \varepsilon_{\beta} \rho_{\beta} \mathbf{u}_{\beta}}{Dt} = & -\varepsilon_{\beta} \nabla \mathbf{p}_{\beta} + \nabla \cdot (\varepsilon_{\beta} \mu_{\beta} \nabla \cdot \mathbf{u}_{\beta}) + \varepsilon_{\beta} \rho_{\beta} \mathbf{g} + \\ & + \sum [\kappa_{p\beta} (\mathbf{u}_p - \mathbf{u}_{\beta}) + \dot{m}_{\beta p} \mathbf{u}_{\beta p} - \dot{m}_{p\beta} \mathbf{u}_{p\beta}] + \mathbf{F}_{DDPM} + \mathbf{S}_{DDPM} \end{aligned} \quad (5.9)$$

sendo ε_{β} a fração volumétrica da fase fluido, Equação (3.7); $\dot{m}_{\beta p}$ e $\dot{m}_{p\beta}$ representam a transferência de massa, respectivamente, da fase β para a fase p e vice-versa, ambas por unidade de volume da fase principal β (fluido); $\mathbf{u}_{\beta p}$ e $\mathbf{u}_{p\beta}$ são as velocidades de transporte entre as fases, determinadas em função do sentido da taxa de transferência da massa (e.g., para $\dot{m}_{p\beta} > 0$ significa que a fase p transfere massa para a fase β com velocidade $\mathbf{u}_{p\beta} = \mathbf{u}_p$); $\kappa_{p\beta}$ o coeficiente de acoplamento entre as fases. \mathbf{F}_{DDPM} é o termo de acoplamento para a troca de quantidade de movimento devido as forças da fase discreta. \mathbf{S}_{DDPM} é o termo fonte da fase discreta devido ao deslocamento da fase contínua em relação a entrada da fase discreta em um determinado volume de fluido.

Uma determinada fase pode ter sua fração volumétrica obtida de diferentes formas. Para o modelo DDPM, a fração volumétrica ε_{α} é determinada de forma implícita através da discretização da Equação (5.8), verificando a restrição:

$$\sum_{\alpha=1}^{fases} \varepsilon_{\alpha} = 1 \quad (5.10)$$

A condição de uma fração volumétrica da fase discreta sobre a fase contínua faz com que haja deslocamento do fluido, em um volume de controle, devido a passagem de partículas. Caso não exista transferência de massa da partícula para o fluido, o termo \mathbf{S}_{DDPM}

é incorporado à Equação (5.9), para representar a troca de massa entre as fases em um volume de controle, expresso por:

$$\mathbf{S}_{DPM} = - \sum_{particulas} \frac{(\dot{m}_p \mathbf{u}_p)_{sai} - (\dot{m}_p \mathbf{u}_p)_{ent}}{\Delta t} \quad (5.11)$$

O acoplamento das fases é calculado através do termo \mathbf{F}_{DPM} , o qual incorpora a troca de quantidade de movimento devido à passagem da fase discreta através de cada volume de controle da malha computacional da fase contínua. O termo de acoplamento da quantidade de movimento é representado pela seguinte expressão:

$$\mathbf{F}_{DPM} = \sum_{particulas} (\kappa_{D\beta}(\mathbf{u}_p - \mathbf{u}_\beta) + \sum \mathbf{F}_{p\beta}) \dot{m}_p \Delta t \quad (5.12)$$

sendo $\kappa_{D\beta}$ o coeficiente de acoplamento da força de arrasto e $\mathbf{F}_{p\beta}$ as demais forças da fase discreta, incorporadas no DDPM, as quais possuem acoplamento com o fluido.

O coeficiente $\kappa_{D\beta}$ pode ser obtido através de diferentes modelos, com base no cálculo do coeficiente de arrasto C_D , expresso por:

$$\kappa_{D\beta} = \frac{\varepsilon_p \rho_p f(C_D, Re_p)}{\tau_p} \quad (5.13)$$

sendo τ_p o tempo de resposta da partícula, Equação (3.13), e f a função com base no coeficiente de arrasto C_D e Re_p , expressa por:

$$f(C_D, Re_p) = \frac{C_D Re_p}{24} \quad (5.14)$$

Tendo em vista as equações diferenciais ordinárias (5.3) e (5.4), para a trajetória da fase discreta das partículas no plano referencial lagrangiano, é possível reescrever as expressões em função das demais forças, disponíveis no modelo DDPM, que influenciam a aceleração das partículas, de acordo com a Equação (5.15). A Tabela 5.1 resume as expressões para cada uma destas forças.

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \mathbf{F}_{ge,s} + \mathbf{F}_{d,s} + \mathbf{F}_{vm,s} + \mathbf{F}_{pg,s} + \mathbf{F}_{lf,s} + \mathbf{F}_{DEM} \quad (5.15)$$

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{u}_p \quad (5.16)$$

A força do gradiente de pressão, $\mathbf{F}_{pg,s}$, é expressa em função do gradiente de pressão da fase contínua que atua sobre o volume da partícula, devido à ausência da partícula (FLUENT, 2012).

Considerado como uma constante para o modelo DDPM, o coeficiente de massa virtual, C_{vm} , pode ser expresso em função de diferentes parâmetros da partícula e do fluido (ZHU *et al.*, 2007).

Tabela 5.1 – Expressões para as forças que atuam sobre as partículas.

Força	Equação
Gravitacional e Empuxo	$\mathbf{F}_{ge,s} = m_p \frac{\rho_p - \rho_\beta}{\rho_p} \mathbf{g}$
Gradiente de Pressão	$\mathbf{F}_{pg,s} = m_p \frac{\rho_\beta}{\rho_p} (\mathbf{u}_\beta \nabla \cdot \mathbf{u}_\beta)$
Massa Virtual	$\mathbf{F}_{vm,s} = C_{vm} m_p \frac{\rho_\beta}{\rho_p} \frac{D}{Dt} (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p)$
Arrasto	$\mathbf{F}_{d,s} = \frac{3}{4} \frac{m_p \mu_\beta}{\rho_p D_p^2} C_D Re_p (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p)$
Sustentação	$\mathbf{F}_{lf,s} = C_{ls} m_p \frac{\rho_\beta}{\rho_p} (\nabla \times \mathbf{u}_\beta) \times (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p)$
Colisão	$\mathbf{F}_{DEM} = \mathbf{F}_{n,c} + \mathbf{F}_{t,c}$

A força de sustentação, $\mathbf{F}_{lf,s}$, utilizada no modelo DDPM é calculada com base na forma generalizada da equação clássica de Saffman (1965), fornecida pelo trabalho de Li e Ahmadi (1992). O termo C_{ls} representa a constante de sustentação de Saffman, obtida de forma empírica (HOOMANS, 2000).

Consideradas através do modelo DEM, as forças de colisões, \mathbf{F}_{DEM} , podem ser divididas, basicamente, em função de dois parâmetros: uma força de repulsão devido à deformação da partícula $\mathbf{F}_{n,c}$, que depende da constante de rigidez do material, e uma força de atrito tangencial $\mathbf{F}_{t,c}$, que depende principalmente da velocidade relativa entre a partícula e o meio fluido. Estas forças são discutidas na seção 5.2. Na seção 5.3 é apresentado o resumo das equações do modelo DDPM-DEM.

5.2 Método do Elemento Discreto - DEM

O Método de Elemento Discreto DEM (*Discrete Element Method*) está disponível a partir da versão 14.0 do programa Ansys Fluent[®], com o objetivo de se modelar as colisões de uma determinada fase discreta, presentes em abordagens Euler-Lagrange. No presente estudo, a utilização deste modelo em conjunto com o modelo DDPM é necessária, uma vez que os efeitos das colisões das partículas em problemas com alta concentração da fase discreta são considerados, assim como a eventual formação de um leito de partículas.

A implementação do modelo é feita graças ao trabalho fundamental de Cundall e Strack (1979), no qual consideram-se as forças de colisões através das deformações entre partículas ou entre partículas e contornos de objetos. Este modelo é também denominado como *Soft Sphere Approach* (abordagem de esferas amortecidas), no qual as forças de contato são determinadas através de pequenas sobreposições dos objetos em contato. A sobreposição dos objetos pode ser considerada, em termos práticos, como as deformações das superfícies dos materiais quando ocorre um impacto.

A magnitude da sobreposição dos objetos determina as forças de contato, assim como a velocidade relativa do par de colisão. No programa Ansys Fluent[®], o modelo DEM fornece três modelos para o cálculo das forças de colisões, representam diferentes efeitos de contato entre os objetos. Os modelos disponíveis são:

- I. Modelo linear de contato normal: mola
- II. Modelo de contato amortecido: mola-amortecedor
- III. Modelo de contato tangencial: atrito

Uma representação esquemática da forma de contato entre duas partículas é apresentada na Figura 5.1. As massas m_1 e m_2 , bem como as velocidades \mathbf{u}_1 e \mathbf{u}_2 são relativas às partículas 1 e 2, respectivamente. Na Figura 5.1 são considerados os parâmetros envolvidos em cada modelo de colisão.

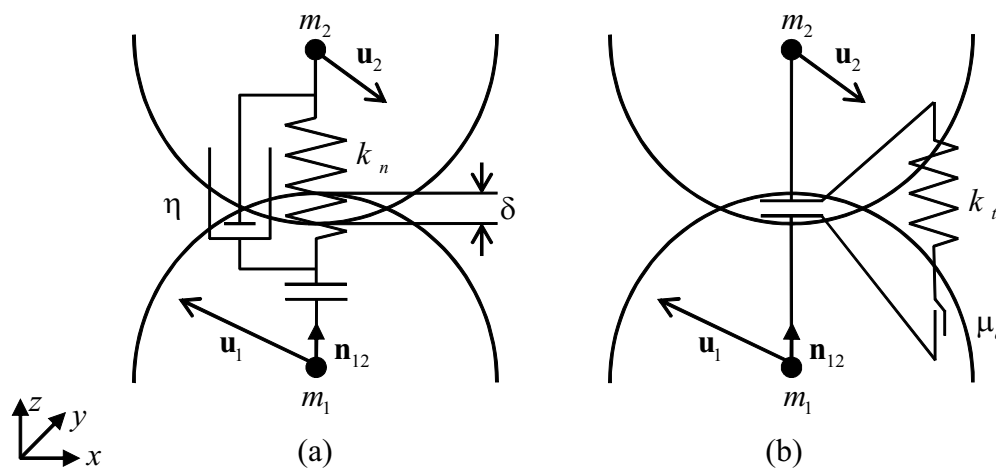


Figura 5.1 – Representação esquemática: (a) contato normal amortecido devido a deformação linear; (b) contato com deslocamento tangencial devido ao atrito.

Os principais parâmetros relacionados ao modelo de colisão mola-amortecedor, os quais estão associados à força normal de repulsão das partículas, estão apresentados na Figura 5.1(a), sendo \mathbf{n}_{12} o vetor unitário na direção normal do contato entre as partículas 1 e 2, δ a sobreposição (*overlap*) dos diâmetros na direção normal do contato, k_n a constante de rigidez na direção normal e k_t a constante de amortecimento do contato na direção tangencial. Na Figura 5.1(b) são apresentados os parâmetros relacionados ao modelo de contato por atrito, os quais implicam numa força tangencial interna de deslocamento entre as partículas, sendo μ_a o coeficiente de atrito e k_t a parcela tangencial da constante de rigidez k_n , proveniente da força normal de contato.

A constante de rigidez k_n das partículas, para a direção normal do contato, é fornecida ao modelo de colisão para o cálculo das forças de contato, podendo ser estimada pela expressão (FLUENT, 2012):

$$k_n = k = \frac{\pi |\mathbf{u}_{12}|^2 D_p \rho_p}{3\sigma_\delta^2} \quad (5.17)$$

sendo D_p o diâmetro da partícula, ρ_p a massa específica da partícula, σ_δ a fração do diâmetro permitida para sobreposição e \mathbf{u}_{12} a velocidade relativa entre a colisão de das partículas, expressa por:

$$\mathbf{u}_{12} = \mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1 \quad (5.18)$$

O valor da constante de rigidez k , Equação (5.17), deve ser estimado de forma a satisfazer uma determinada configuração de colisão restritiva, que considera o maior diâmetro e maior velocidade relativa entre duas partículas colidindo. Para tanto, o valor de k deve ser alto o suficiente para que exista uma máxima sobreposição, que deve ser suficientemente pequena em comparação com o diâmetro da partícula.

5.2.1 Modelos de Colisão

Levando em conta o modelo linear de contato normal, define-se o vetor unitário na direção normal \mathbf{n}_{12} , do contato entre as partículas 1 e 2, por:

$$\mathbf{n}_{12} = \frac{\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1}{|\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1|} \quad (5.19)$$

sendo \mathbf{x}_1 e \mathbf{x}_2 o vetor posição das partículas 1 e 2, respectivamente.

A sobreposição das partículas na direção normal δ , cujo valor negativo indica a presença do contato, é expressa por:

$$\delta = |\mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1| - (r_1 + r_2) \quad (5.20)$$

sendo r_1 e r_2 a magnitude do raio das partículas 1 e 2, respectivamente.

A força normal sobre a partícula 1, resultante da colisão, é calculada considerando o valor da constante k fornecida ao modelo, de acordo com a expressão:

$$\mathbf{F}_{n,12} = k\delta\mathbf{n}_{12} \quad (5.21)$$

A força sobre a partícula 2 é determinada com base na terceira lei de Newton, atuando na direção oposta da força $\mathbf{F}_{n,12}$, Equação (5.21), possuindo a mesma magnitude, expressa por:

$$\mathbf{F}_{n,12} = -\mathbf{F}_{n,21} \quad (5.22)$$

Considerando o modelo linear de contato normal com a presença de amortecimento, primeiramente é definido um coeficiente de restituição para o par de colisão partícula-objeto η , que deve satisfazer a restrição $0 < \eta \leq 1$. Este coeficiente é utilizado na determinação da constante de amortecimento γ , expressa por:

$$\gamma = -2 \frac{m_{12}}{t_{col}} \ln \eta \quad (5.23)$$

sendo m_{12} a massa reduzida das partículas 1 e 2, Equação (5.24), e t_{col} a escala de tempo da colisão entre as partículas, Equação (5.25).

$$m_{12} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (5.24)$$

$$t_{col} = f_{perdas} \sqrt{\frac{m_{12}}{k}} \quad (5.25)$$

O fator de perdas, f_{perdas} é definido através da Equação (5.26).

$$f_{perdas} = \sqrt{\pi^2 \ln^2 \eta} \quad (5.26)$$

A força normal amortecida sobre a partícula 1 resultante da colisão, é calculada considerando os valores de k e γ , resultando na Equação (5.27). A força sobre a partícula 2 é determinada da mesma forma que na Equação (5.22).

$$\mathbf{F}_{n,12} = [k\delta + \gamma \mathbf{u}_{12} \cdot \mathbf{n}_{12}] \mathbf{n}_{12} \quad (5.27)$$

Finalmente, para o modelo de contato tangencial, pode-se definir a força de atrito, devido a colisão das partículas 1 e 2, com base na equação de atrito de Coulomb, expressa por:

$$\mathbf{F}_{t,c} = -\mu_a |\mathbf{F}_n| \zeta_{12} \quad (5.28)$$

sendo μ_a o coeficiente de atrito, \mathbf{F}_n a força de colisão normal e ζ_{12} o vetor unitário na direção tangencial do contato entre as partículas 1 e 2. A direção da força de atrito $\mathbf{F}_{t,c}$ atua na direção oposta ao movimento relativo tangencial das partículas 1 e 2, podendo anular o movimento de deslizamento entre as partículas durante o contato.

Define-se a velocidade relativa tangencial das partículas 1 e 2 em função da velocidade relativa \mathbf{u}_{12} , de acordo com a expressão:

$$\mathbf{u}_{t,12} = \mathbf{u}_{12} - (\mathbf{u}_{12} \cdot \mathbf{n}_{12}) \mathbf{n}_{12} \quad (5.29)$$

O vetor unitário na direção tangencial do contato ζ_{12} é expresso em função da velocidade relativa tangencial das partículas durante o contato, por:

$$\zeta_{12} = \frac{\mathbf{u}_{t,12}}{|\mathbf{u}_{t,12}|} \quad (5.30)$$

O coeficiente de atrito μ_a é calculado em função da magnitude da velocidade relativa tangencial $|\mathbf{u}_{t,12}|$ das partículas (FLUENT, 2012), sendo expresso por:

$$\mu_a(|\mathbf{u}_{t,12}|) = \left\{ \begin{array}{ll} \mu_s + (\mu_s - \mu_g) \left(\frac{|\mathbf{u}_{t,12}|}{U_G} - 2 \right) \frac{|\mathbf{u}_{t,12}|}{U_G} & \text{para } |\mathbf{u}_{t,12}| \leq U_G \\ \mu_g & \text{para } U_G < |\mathbf{u}_{t,12}| \leq U_l \\ \frac{1 + (|\mathbf{u}_{t,12}| - U_l)/s_l}{1 + (\mu_g/\mu_l)(|\mathbf{u}_{t,12}| - U_l)/s_l} & \text{para } |\mathbf{u}_{t,12}| \leq U_l \end{array} \right\} \quad (5.31)$$

sendo U_G e U_l as velocidades, respectivamente, de deslizamento e limite das partículas, μ_s , μ_g e μ_l os coeficientes, respectivamente, de atrito estático, de deslizamento e limite e s_l o parâmetro que determina a rapidez com que μ_a tende a μ_l .

Para capturar os efeitos das interações de colisões no movimento de cada partícula ao longo de sua trajetória, as forças de colisão normal, Equação (5.27), e tangencial, Equação (5.28), são incorporadas através do termo \mathbf{F}_{DEM} , Equação (5.15).

5.3 Síntese das equações do modelo DDPM-DEM

Levando-se em conta as forças e termos fontes que atuam na fase contínua, assim como os termos de acoplamento da fase discreta, pode-se reescrever as equações (5.8) e (5.9), para a conservação da massa e quantidade de movimento da fase contínua (fluido), respectivamente, por:

$$\frac{\partial \epsilon_\beta \rho_\beta}{\partial t} + \nabla \cdot (\epsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta) = 0 \quad (5.32)$$

$$\begin{aligned} \frac{D\epsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta}{Dt} = & -\epsilon_\beta \nabla \mathbf{p}_\beta + \nabla \cdot [\epsilon_\beta \mu_\beta \nabla \cdot \mathbf{u}_\beta] + \epsilon_\beta \rho_f \mathbf{g} + \\ & + \sum_{particulas} \left[K_{D\beta} (\mathbf{u}_p - \mathbf{u}_\beta) + \frac{\mathbf{F}_{vm,s} + \mathbf{F}_{lf,s}}{m_p} \right] \dot{m}_p \Delta t - \\ & - \sum_{particulas} \left[\frac{(\dot{m}_p \mathbf{u}_p)_{sai} - (\dot{m}_p \mathbf{u}_p)_{ent}}{\Delta t} \right] \end{aligned} \quad (5.33)$$

Considerando as acelerações devido as forças que atuam sobre as partículas, pode-se reescrever o conjunto de equações (5.16) e (5.15), para o cálculo da velocidade e posição das partículas, respectivamente, por:

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{u}_p \quad (5.34)$$

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \mathbf{F}_{ge,s} + \mathbf{F}_{d,s} + \mathbf{F}_{vm,s} + \mathbf{F}_{pg,s} + \mathbf{F}_{lf,s} + \mathbf{F}_{DEM} \quad (5.35)$$

O conjunto das equações (5.34) e (5.35), para o transporte da partícula, é resolvido pelo método implícito de Euler, apresentado no conjunto das equações (5.6) e (5.7).

Para a solução das equações (5.32) e (5.33), da fase contínua do fluido acoplada com a fase discreta das partículas, é utilizado o algoritmo PC-SIMPLE (*Phase Coupled Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations*), disponível no programa Ansys Fluent[®]. O algoritmo de solução acoplado é comentado na sequência.

5.4 Solução acoplada do modelo DDPM-DEM

O método dos volumes finitos (PATANKAR, 1980) envolve a discretização das equações para o fluido e é utilizado na solução numérica do problema. Um algoritmo preditor-corretor chamado PC-SIMPLE realiza o acoplamento pressão-velocidade, sendo considerado uma extensão do algoritmo SIMPLE, proposto por Patankar e Spalding (1972). O algoritmo se baseia na correção da pressão de forma segregada, assim como apresentado por Chorin (1968). Mais detalhes a respeito do método de solução são apresentados no Apêndice A.

5.5 Distribuição com base na média dos nós

Os resultados dos cálculos para a fase dispersa, no método utilizado, são armazenados nos nós do volume de controle através da técnica da média dos nós. Como explicado no manual do programa Ansys Fluent[®], esta divisão reduz a dependência da malha, aumentando a estabilidade numérica nas simulações que utilizam o acoplamento DDPM-DEM, graças à suavização do efeito das partículas sobre a solução da fase contínua (FLUENT, 2012). Esta distribuição é discutida de forma mais aprofundada no Apêndice B.

5.6 Parâmetros numéricos do modelo DDPM-DEM

A combinação dos modelos DDPM-DEM no programa Ansys Fluent[®] demanda uma modelagem numérica significativamente complexa. Diferentes parâmetros numéricos devem ser analisados e interpretados com precisão suficiente para que a solução numérica represente os fenômenos físicos apropriadamente. Dentre os principais parâmetros necessários para a correta modelagem do problema, destacam-se os parâmetros relacionados ao passo de tempo de simulação para a fase discreta e à injeção das partículas. Demais parâmetros de simulação numérica são apresentados no Apêndice C.

5.6.1 Intervalo de tempo

O passo de tempo para o cálculo da fase discreta das partículas é o principal parâmetro para a correta representação da trajetória das partículas. A utilização do modelo DEM restringe significativamente a utilização de grandes passos de tempo, devido à necessidade de um período de tempo de permanência em contato das partículas em uma colisão. A

utilização de passos de tempo significativamente pequenos torna o custo computacional excessivo, sendo necessária uma escala de tempo de referência para arbitrar o maior incremento de tempo que contemple as restrições de colisão entre partículas, assim como as restrições da modelagem da injeção das partículas para o método utilizado, apresentadas na subseção 5.6.2.

A principal escala para arbitrar o passo de tempo da fase discreta (Δt_p) é o passo de tempo de Rayleigh (EDEM, 2009), expresso por:

$$\Delta t_{Ra} = \frac{\pi (d_p/2) (\rho_p/E)^{1/2}}{(0,163\nu + 0,8766)} \quad (5.36)$$

sendo E o módulo de elasticidade da partícula e ν o coeficiente de Poisson. Usualmente, arbitra-se uma porcentagem desta escala de tempo.

A correlação para o módulo de elasticidade da partícula em função da constante de rigidez k , pode ser expressa por Fries *et al.* (2011):

$$k = \frac{4}{3} \bar{E} (\bar{R})^{1/2} \quad (5.37)$$

$$\bar{R} = \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2} \quad (5.38)$$

$$\frac{1}{\bar{E}} = \frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2} \quad (5.39)$$

sendo r o raio das partículas, \bar{R} o valor ajustado para o raio das partículas e \bar{E} o valor ajustado para o módulo de elasticidade.

Considerando que as partículas possuem o mesmo diâmetro (d_p) e coeficiente de Poisson (ν), pode-se reescrever a Equação (5.37) como:

$$E = 3k \frac{(1 - \nu^2)}{(d_p)^{1/2}} \quad (5.40)$$

Outras escalas de tempo utilizadas são relacionadas ao tempo de colisão entre duas partículas. Para uma colisão perfeitamente elástica, estima-se a escala de tempo Δt_η expressa por (FLUENT, 2012):

$$\Delta t_\eta = \pi \sqrt{m_p/k} \quad (5.41)$$

O tempo para a sobreposição máxima (Δt_δ) para a colisão de duas partículas é expresso por (FLUENT, 2012):

$$\Delta t_\delta = \varepsilon_d d_p / |\mathbf{u}_{12,\max}| \quad (5.42)$$

Estas escalas de tempo são utilizadas em comparação com a escala de tempo de Rayleigh para determinar o melhor passo de tempo para a fase discreta. Detalhes sobre a

utilização destas escalas são apresentados na Seção 6.3, para os testes, respectivamente, da constante de rigidez e do passo de tempo da fase discreta.

5.6.2 Injeção das partículas

O processo de injeção das partículas em uma determinada superfície envolve a análise de um número significativo de fatores e parâmetros numéricos. A Tabela 5.2 resume os principais parâmetros e propriedades envolvidos no processo de injeção das partículas através de uma superfície no interior do domínio lagrangiano.

Tabela 5.2 – Propriedades e parâmetros para o processo de injeção das partículas.

Propriedade / Parâmetro	Símbolo	Unidade
Massa específica da partícula	ρ_p	kg/m^3
Diâmetro da partícula	d_p	m
Superfície de injeção	S_{ip}	–
Posição da superfície de injeção	h_{ip}	m
Comprimento da superfície de injeção	l_{ip}	m
Número de pontos de injeção	n_{ip}	–
Espaçamento dos pontos de injeção	e_{ip}	m
Passo de tempo da injeção de partículas	Δt_p	s
Velocidade de injeção das partículas	$u_{p,ip}$	m/s
Vazão mássica de partículas	$\dot{m}_{p,ip}$	kg/s
Números de partículas por segundo	$P_{p,k}$	s^{-1}

Para uma determinada superfície de injeção (localizada no domínio em h_{ip}), com comprimento l_{ip} , é considerado o número de pontos n_{ip} (espaçados por e_{ip}), dos quais, as partículas são injetadas constantemente, com velocidade $u_{p,ip}$ uniforme, a cada passo de tempo de injeção Δt_p . Dessa forma, a superfície S_{ip} possui uma vazão mássica constante $\dot{m}_{p,ip}$ no domínio, gerando um número constante de partículas $P_{p,k}$ por segundo. A injeção das partículas é realizada com o mesmo passo de tempo do fluido, que é diretamente relacionado com o passo de tempo da fase discreta Δt_p , utilizados para a solução numérica iterativa do problema.

O processo de injeção possui algumas restrições e limitações em relação ao intervalo de tempo de injeção Δt_{ip} , a velocidade uniforme de injeção $u_{p,ip}$, o comprimento da superfície de injeção l_{ip} , o espaçamento entre os pontos e_{ip} e a vazão mássica de partículas injetadas no domínio $\dot{m}_{p,ip}$.

Conforme exposto, a utilização do modelo DEM restringe a utilização de grandes passos de tempo da fase discreta Δt_p . Por outro lado, o passo de tempo de injeção Δt_{ip} deve ser grande o suficiente para que não exista uma sobreposição inicial entre as partículas na superfície de injeção, atendendo, desta forma, a condição:

$$\Delta t_{ip} > d_p / u_{p,ip} \quad (5.43)$$

sendo $u_{p,ip}$ a velocidade de injeção de todas as partículas na posição da superfície de injeção.

A velocidade uniforme de injeção, $u_{p,ip}$, deve ser semelhante à velocidade do escoamento do fluido na região da injeção h_{ip} , para evitar grandes perturbações devido à velocidade relativa entre as fases. Neste mesmo contexto, a superfície de comprimento l_{ip} deve evitar regiões de estagnação do fluido (e.g., camada limite das paredes, zonas de recirculação do fluido).

Outra condição de restrição é considerada para o número de partículas que uma parcela pode ocupar $Q_{p,k}$. Para a aplicação do modelo de colisão DEM é recomendado à utilização de uma relação unitária, i.e., uma parcela representa apenas uma partícula. Esta restrição é atendida através do controle da vazão mássica $\dot{m}_{p,ip}$ injetada na superfície com posição h_{ip} , expressa por:

$$Q_{p,k} = \dot{m}_{p,ip} \frac{\Delta t_{ip}}{n_{ip} m_{p,1}} = 1 \quad (5.44)$$

sendo $m_{p,ip}$ a massa de todas as partículas de n_{ip} injetadas no passo de tempo Δt_{ip} .

Detalhes sobre os parâmetros de injeção são descritos na subseção 7.1.3, que resume os requisitos necessários para o processo de injeção das partículas.

Ao longo deste capítulo foi detalhado o sistema de solução do modelo DDPM-DEM, obtido através do algoritmo acoplado PC-SIMPLE, assim como os principais parâmetros necessários para a simulação numérica de problemas que contemplem o escoamento líquido-sólido. A verificação deste modelo numérico é apresentada no Capítulo 6, em relação a diferentes problemas relacionados ao escoamento particulado encontrados na literatura.

6 Problemas de verificação

Neste capítulo serão apresentados os resultados de verificação para o modelo proposto. Dois problemas são analisados, um para a velocidade terminal de uma partícula e outro para a interação de colisão sobre as partículas. A verificação da velocidade terminal é importante pois através dela é possível avaliar a interação fluido com as partículas. A avaliação das interações de colisão também é pertinente pois para o problema proposto existe uma grande quantidade de colisões entre partículas e demais superfícies. Esses resultados são apresentados, respectivamente, nas seções 6.1 e 6.2.

6.1 Velocidade terminal de uma partícula

Os resultados para o problema da velocidade terminal $u_{p,t}$ neste trabalho são verificados através da comparação com os resultados publicados por Mordant e Pinton (2000). Este problema consiste na queda livre de uma partícula esférica, com diâmetro d_p e massa específica ρ_p , no interior de um domínio fluido, com massa específica ρ_β e viscosidade dinâmica μ_β .

6.1.1 Efeito da variação de parâmetros físicos

A variação de parâmetros físicos permite a análise do movimento de diversos tipos de material particulado, devido à diferença de massa específica e de tamanho das esferas, com relação a diferentes forças atuando sobre o corpo (e.g., força de arrasto, força de sustentação, força de empuxo).

São apresentados os resultados para os testes com variação dos parâmetros físicos. Os passos de tempo utilizados na obtenção dos resultados são constantes e iguais a 10^{-4} s para ambas as fases, bem como o tamanho dos volumes de controle é fixado em duas vezes o valor do diâmetro da partícula ($2d_p$).

O Erro percentual (Erro %) é calculado através do módulo da relação entre a diferença dos valores de referência Θ_{ref} com o resultado obtido Θ_{res} e o próprio resultado de referência Θ_{ref} , conforme a expressão:

$$\text{Erro \%} = \left| \frac{\Theta_{ref} - \Theta_{res}}{\Theta_{ref}} \right| 100 \quad (6.1)$$

A Tabela 6.1 mostra resultados de comparação com a literatura (MORDANT; PINTON, 2000), para a variação do diâmetro de uma partícula de vidro ($\rho_p = 2560 \text{ kg/m}^3$), em que é possível notar um aumento na velocidade terminal da partícula com o aumento do diâmetro.

Tabela 6.1 – Velocidade terminal da partícula de vidro em função da variação do diâmetro.

d_p [mm]	$u_{p,t}$ [m/s] Mordant e Pinton (2000)	$u_{p,t}$ [m/s] Presente	Erro %
0,5	0,074	0,0761	2,63
1,5	0,218	0,2183	0,15

A Tabela 6.2 mostra resultados de velocidade terminal $u_{p,t}$ para a variação do diâmetro de uma partícula de aço ($\rho_p = 7710 \text{ kg/m}^3$), em que também é possível perceber o aumento da velocidade devido ao aumento do diâmetro da partícula.

Tabela 6.2 – Velocidade terminal da partícula de aço em função da variação do diâmetro.

d_p [mm]	$u_{p,t}$ [m/s] Mordant e Pinton (2000)	$u_{p,t}$ [m/s] Presente	Erro %
1,0	0,383	0,3853	0,59
3,0	0,813	0,8040	1,10
6,0	1,158	1,1479	0,87

Pode-se perceber também que ao aumentar a massa específica da fase discreta, existe um acréscimo na magnitude das velocidades terminais das partículas. Comparando a partícula de vidro de $d_p = 1,5 \text{ mm}$ com a partícula de aço de $d_p = 1,0 \text{ mm}$, é possível observar que mesmo com um diâmetro menor, existem partículas de aço que atingem velocidade terminal maior, devido à sua maior massa específica.

6.1.2 Análise paramétrica

A precisão do modelo numérico é avaliada através da variação de parâmetros numéricos, definidos de forma a permitir a solução do problema sem a necessidade de um custo computacional excessivo. Resultados para a variação do tamanho dos volumes de controle e dos passos de tempo são apresentados nesta seção.

O tamanho dos volumes de controle deve ser pequeno o suficiente para representar de maneira realística o escoamento, porém pequenos volumes de controle (com relação ao diâmetro da partícula) influenciam sobre a estabilidade numérica do problema, sendo necessário um teste para a escolha adequada dos tamanhos de volume de controle no domínio. Os testes foram realizados para volumes de controle com tamanho igual, duas e quatro vezes o diâmetro das partículas (d_p , $2d_p$ e $4d_p$).

A Tabela 6.3 mostra os resultados obtidos para a variação da malha numérica, em comparação com os resultados de Mordant e Pinton (2000), para uma partícula de aço com $d_p = 3,0 \text{ mm}$.

Como observado, o erro numérico dos resultados das simulações, quando comparados com os valores dos resultados experimentais, obedece a uma tendência de queda ao se

Tabela 6.3 – Velocidade terminal para uma partícula de aço com $d_p = 3,0 \text{ mm}$ em função da variação do tamanho dos volumes de controle.

Dimensão dos volumes de controle [mm]	$u_{p,t}$ [m/s] Mordant e Pinton (2000)	$u_{p,t}$ [m/s] Presente	Erro %
3,0×3,0×3,0	0,813	0,7896	2,87
6,0×6,0×6,0	0,813	0,8015	1,41
12,0×12,0×12,0	0,813	0,8057	0,90

utilizar uma malha com maiores tamanhos de volumes de controle. Através da análise dos erros dos resultados obtidos em relação à literatura, é possível perceber que para volumes de controle com duas vezes o diâmetro das partículas, as soluções encontradas são capazes de representar o fenômeno de transporte investigado de maneira apropriada.

Os intervalos de tempo determinam a precisão temporal na qual a interação entre as fases é resolvida. Com relação à fase discreta, o incremento de tempo deve ser sempre menor ou igual ao passo de tempo da fase fluida, para que o modelo seja capaz de resolver as interações de colisão entre as partículas com precisão. Para os resultados de verificação apresentados, o passo de tempo da partícula (Δt_p) é o mesmo da fase fluida (Δt_β).

Resultados para a variação dos incrementos de tempo Δt estão apresentados na Tabela 6.4, para partículas com diferentes massas específicas e diâmetros. Pode-se perceber que a redução dos intervalos de tempo reduz o erro numérico da solução obtida, ao realizar a comparação com o resultado experimental encontrado na literatura.

Tabela 6.4 – Velocidade terminal de uma partícula em função da variação dos passos de tempo do fluido e da partícula.

ρ_p [kg/m ³]	d_p [mm]	$u_{p,t}$ [m/s] Mordant e Pinton (2000)	Δt [s]	$u_{p,t}$ [m/s] Presente	Erro %
2560	0,5	0,074	10 ⁻³	0,0807	8,92
			10 ⁻⁴	0,0761	2,63
7710	1,0	0,383	10 ⁻³	0,3894	1,68
			10 ⁻⁴	0,3853	0,59
7710	6,0	1,158	10 ⁻³	1,1446	1,12
			10 ⁻⁴	1,1479	0,87

Na Figura 6.1 é feita a comparação da velocidade calculada ao longo do tempo para uma partícula em relação aos resultados de Mordant e Pinton (2000). A partícula em questão é imersa na água, possui diâmetro $d_p = 1,0 \text{ mm}$ e massa específica $\rho_p = 7710 \text{ kg/m}^3$.

A boa concordância da evolução temporal da velocidade indica a capacidade do modelo de representar as forças entre as fase contínua e discreta. Um resumo dos resultados obtidos para a velocidade terminal das partículas é apresentado na Figura 6.2. Os resultados foram obtidos mantendo constantes os passos de tempo de ambas as fases e iguais a 10^{-4} s . Pode-se observar que a magnitude da velocidade terminal é menor para as partículas de

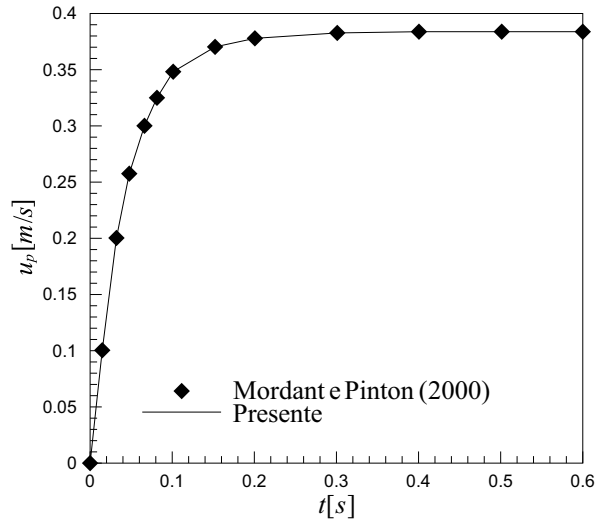


Figura 6.1 – Velocidade em função do tempo para uma partícula de $d_p = 6,0 \text{ mm}$ e $\rho_p = 7710 \text{ kg/m}^3$ imersa na água em comparação com Mordant e Pinton (2000).

menor massa específica. Também é possível perceber que, para as partículas com menor diâmetro e massa específica, a velocidade terminal é atingida mais rapidamente.

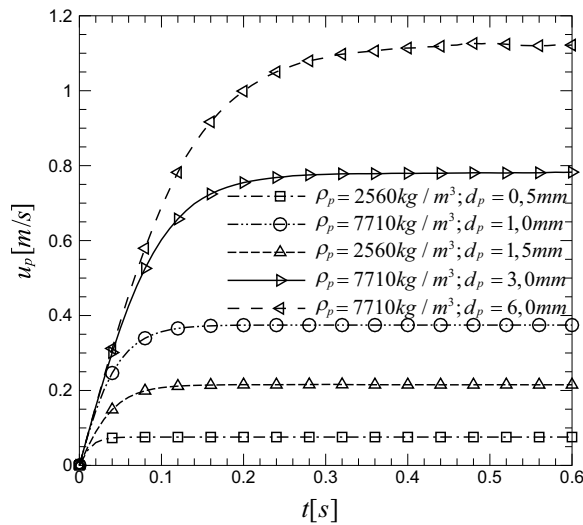


Figura 6.2 – Síntese dos resultados de velocidade terminal para partículas de diferentes massas específicas ρ_p e diâmetros d_p .

6.2 Colisão de partículas

Neste problema de verificação o modelo de colisão para as partículas têm sua representatividade avaliada, descrito pelo acoplamento o modelo de fase discreta densa (DDPM) com o método de elemento discreto (DEM). Para isto foi simulado o problema de uma partícula em queda livre colidindo com o fundo de um reservatório, em que é definido um

coeficiente de restituição que faz com que a partícula mude a direção da sua trajetória e tenha sua velocidade reduzida.

Dois tipos de material sólido e dois fluidos foram utilizados em simulações para a comparação com os resultados experimentais de Gondret, Lance e Petit (2002): partícula de teflon de $6,0\text{ mm}$ em um meio com ar e partícula de aço de $3,0\text{ mm}$ em um meio com óleo à base de silicone de $\rho_\beta = 935\text{ kg/m}^3$ e $\mu = 0,01\text{ Pa.s}$. A Tabela 6.5 faz um resumo dos parâmetros utilizados para o problema de colisão de partículas.

Tabela 6.5 – Parâmetros de simulação para o problema de colisão

Parâmetro	Símbolo	Valor	Unidade
Massa específica da partícula	ρ_p	7800 (aço) e 2150 (teflon)	kg/m^3
Diâmetros da partícula	d_p	3,0 (aço) e 6,0 (teflon)	mm
Massa específica do fluido	ρ_β	1,2 (ar) e 935 (óleo)	kg/m^3
Viscosidade dinâmica do fluido	μ_β	0,01	kg/m^3
Passo de tempo do fluido	Δt_β	$2 \cdot 10^{-04}$	s
Passo de tempo da partícula	Δt_p	$2 \cdot 10^{-05}$	s
Tamanho do volume de controle	Δx	$2d_p \times 2d_p \times 2d_p$	mm
Constante de rigidez	k	378,25	N/m

A comparação das velocidades após cada colisão da partícula de teflon imersa no ar pode ser observada na Figura 6.3, em relação aos resultados expostos por Gondret, Lance e Petit (2002). Observa-se que a partícula possui valor de velocidade máximo no instante de tempo inicial ($t = 0\text{ s}$), sendo a velocidade igual à velocidade terminal, com valor negativo devido à partícula estar caindo. As velocidades após as colisões se mostram coerentes, havendo apenas um pequeno desvio temporal entre cada choque com a superfície, devido à diferença no valor calculado da altura que a partícula atinge.

Na Figura 6.4 é possível observar as mudanças na velocidade após cada colisão para a partícula de aço imersa em óleo de silicone. Neste caso o fluido é mais viscoso, sendo possível observar que a partícula atinge velocidades próximas às observadas experimentalmente e as colisões ocorrem em um tempo ligeiramente diferente, aumentando o desvio temporal após cada colisão.

Além das velocidades entre as colisões, a altura que a partícula atinge após os impactos com o fundo do reservatório também foi monitorada, considerando um coeficiente de restituição (η) variável (LAI *et al.*, 2015). A Tabela 6.6 mostra a diferença entre as alturas, que é da ordem de milímetros para o primeiro caso e menor ainda para as próximas. O tempo necessário para que a partícula percorra maiores distâncias implica em um atraso temporal, contudo o valor da velocidade final da partícula não será muito diferente daquela verificada experimentalmente.

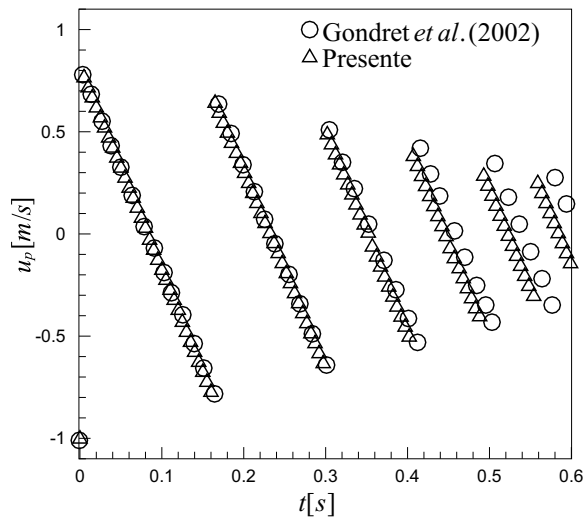


Figura 6.3 – Velocidade da partícula após uma série de colisões em comparação com os resultados de Gondret, Lance e Petit (2002), para a partícula de teflon de $d_p = 6,0 \text{ mm}$ imersa no ar.

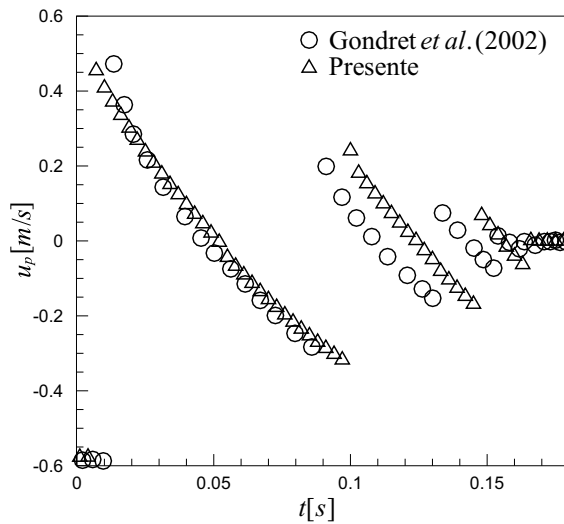


Figura 6.4 – Velocidade da partícula após uma série de colisões em comparação com os resultados de Gondret, Lance e Petit (2002), para a partícula de aço com $d_p = 3,0 \text{ mm}$ imersa em óleo à base de silicone.

Tabela 6.6 – Comparação entre alturas máximas após uma série de colisões em comparação com os resultados de Gondret, Lance e Petit (2002), para a partícula de teflon de $d_p = 6,0 \text{ mm}$ imersa no ar.

Colisão	η	$h_{max} [mm]$ Gondret <i>et al. (2002)</i>	$h_{max} [mm]$ Presente
1	0,78	7,489	9,074
2	0,66	2,278	2,532
3	0,45	0,570	0,497
4	0,25	0,017	0,014

A diferença nos tempos registrados é resultado da distinção na altura final após uma colisão, pois o modelo para o escoamento particulado possui limitações quanto a representação de todas as forças existentes no fenômeno físico. Mesmo existindo um desvio temporal entre as colisões, o modelo foi capaz de obter velocidades próximas das observadas experimentalmente, sendo mais preciso quando a viscosidade do fluido é menor.

7 Resultados e conclusões

Neste capítulo são apresentados os resultados encontrados para o problema da deposição de partículas sobre um meio poroso heterogêneo através do uso do modelo DDPM-DEM. Primeiramente, na seção 7.1 é feita uma apresentação dos diferentes grupos de parâmetros encontrados no presente trabalho. Os parâmetros geométricos são mostrados na subseção 7.1.1, os numéricos na subseção 7.1.2, e os de injeção das partículas na subseção 7.1.3.

Testes preliminares de ajuste dos parâmetros numéricos do modelo são apresentados no Apêndice E, sendo essenciais para a obtenção de configurações coerentes para o processo de deposição de partículas no meio poroso.

Na seção 7.3 são discutidos os resultados de permeabilidade para as diferentes configurações de meio poroso utilizadas. A variação da massa específica tem seu efeito avaliado na seção 7.4. A partir de uma configuração padrão de injeção, é realizada a variação dos diâmetros das partículas injetadas, resultados apresentados na seção 7.5. As configurações de diferentes diâmetros de partículas servem como padrão na avaliação do efeito da variação da concentração de partículas injetadas, mostrado na seção 7.6.

7.1 Parâmetros do problema

Para determinar a dependência das propriedades do leito de material particulado em relação às configurações de meio poroso e à injeção das partículas, uma série de parâmetros foram estabelecidos. As configurações geométricas foram definidas em função dos parâmetros apresentados na subseção 7.1.1. Os parâmetros numéricos de simulação para o escoamento particulado através de canal com meio poroso heterogêneo são mostrados na subseção 7.1.2. Finalmente, a injeção de partículas foi feita de acordo com o exposto na subseção 7.1.3. Dentre os parâmetros monitorados, encontram-se a queda de pressão através do meio poroso Δp_{mp} , a espessura interna de penetração de material particulado no meio poroso e_i , a altura do leito h_b e o tempo de injeção de material particulado t_{ip} .

7.1.1 Parâmetros geométricos

Parâmetros geométricos do canal e do meio poroso foram mantidos constantes para as duas configurações de meio poroso utilizadas, sendo realizadas simulações e análises para as variações dos parâmetros do regime de escoamento e injeção das partículas. A Tabela 7.1 resume os valores dos principais parâmetros geométricos do canal com plugue poroso para as configurações com 12 e 16 obstáculos por fileira. Dentre os parâmetros geométricos para o meio poroso, o número de obstáculos é o único variado, influenciando

somente sobre o tamanho das gargantas de poro. A porosidade do meio poroso, como comentado na seção 4.1, varia linearmente de $\phi = 0,7$ em $y = 250 \text{ mm}$ até $\phi = 0,4$ em $y = 200 \text{ mm}$, mantendo-se constante em $\phi = 0,4$ para o intervalo de $150 \leq y \leq 200 \text{ mm}$.

Tabela 7.1 – Parâmetros geométricos do canal com plugue poroso.

Parâmetro	Símbolo	Valor	Unidade
Largura do canal	l_c	50	mm
Comprimento de entrada até o meio poroso	$l_{a,mp}$	150	mm
Comprimento de saída depois do meio poroso	$l_{d,mp}$	150	mm
Altura do meio poroso	h_{mp}	100	mm
Largura do meio poroso	l_{mp}	46	mm
Profundidade do canal com plugue poroso	l_z	2	mm
Porosidade do meio poroso	ϕ	0,4 - 0,7	—
Número de obstáculos por fileira	N	12 e 16	—

7.1.2 Parâmetros numéricos de simulação

Os testes realizados para determinar os parâmetros numéricos que promovem a solução adequada do problema investigado fornecem um conjunto de parâmetros que foi utilizado como padrão nas simulações. O Apêndice E mostra em detalhes os testes realizados para a obtenção dos parâmetros da malha computacional e outros parâmetros secundários relacionados à solução numérica.

Como requisito para a análise, o escoamento no canal foi considerado desenvolvido, de forma que a pressão e a velocidade do fluido não variem com o tempo. Desta forma, um perfil de velocidades parabólico foi utilizado como condição de contorno na entrada do canal. O número de Reynolds foi definido em função da velocidade média do fluido no canal, de modo que a injeção das partículas ocorra sem sobreposição no momento da injeção.

O fluido possui viscosidade e massa específica semelhantes às de um fluido de perfuração, sendo representado por um fluido com propriedades de uma mistura de 37,3% de água e 73,7% de glicerina. A massa específica das partículas é considerada como o dobro da massa específica do fluido.

A constante de rigidez das partículas foi determinada através de testes, de tal forma a melhor representar os fenômenos de colisão do escoamento particulado. Este parâmetro e outros relacionados às colisões, como a constante de rigidez e o passo de tempo da fase discreta, são denominados secundários. Testes referentes a estes parâmetros são apresentados no Apêndice E. A Tabela 7.2 mostra os valores para cada um destes últimos parâmetros, utilizados em uma configuração denominada padrão em relação às demais simulações do escoamento particulado através do canal com meio poroso heterogêneo.

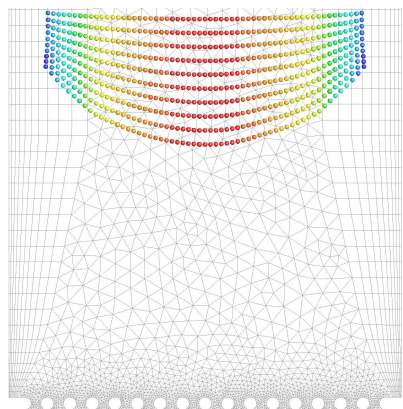
Tabela 7.2 – Parâmetros padrão de simulação para o escoamento particulado através de canal com meio poroso heterogêneo.

Parâmetro	Símbolo	Valor	Unidade
Número de Reynolds	Re	250	–
Viscosidade dinâmica do fluido	μ_β	$2,797 \times 10^{-2}$	$Pa.s$
Massa específica do fluido	ρ_β	1188	kg/m^3
Massa específica das partículas	ρ_p	2376	kg/m^3
Diâmetro das partículas	d_p	0,6 - 0,8	mm
Coeficiente de restituição	η	0,3	–
Constante de rigidez	k	500	–
Passo de tempo da fase discreta	Δt_p	10^{-5}	s
Passo de tempo da fase contínua	Δt_β	10^{-2}	s

7.1.3 Parâmetros de injeção de partículas

A injeção de material particulado deve ocorrer de forma a interferir o mínimo possível sobre o escoamento que ocorre no canal. Para tanto, algumas condições devem ser observadas, conforme comentado na subseção 5.6.2. As condições de restrição de injeção permitem determinar a posição de injeção h_{ip} , o comprimento da superfície de injeção l_{ip} , a velocidade de injeção das partículas nessa posição u_{ip} , o passo de tempo de injeção Δt_{ip} e a vazão mássica de partículas $\dot{m}_{p,ip}$.

Na Figura 7.1(a) é possível observar um instante de tempo para 10 linhas de injeção de partículas, com detalhe para a malha entre a posição de injeção e a primeira fileira de obstáculos. Pode-se notar que as partículas formam um perfil parabólico, devido a velocidade do fluido na posição em que as partículas são injetadas, sendo que a curvatura da parábola aumenta conforme as partículas são carregadas. A velocidade do fluido tem seu campo mostrado na Figura 7.1(b), sendo possível observar que as partículas interferem de maneira desprezível sobre o escoamento durante a injeção.



(a) Linhas de injeção de partículas.

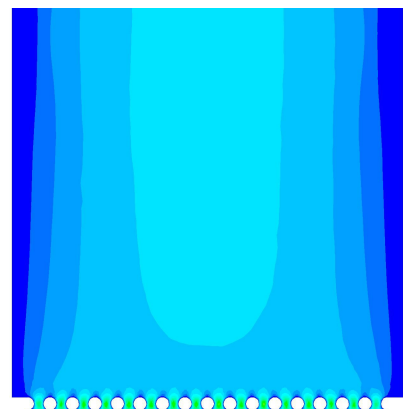
(b) Campo de velocidades do fluido u_β .

Figura 7.1 – Detalhe da região entre a injeção e a primeira fileira de obstáculos para um instante de tempo após 10 injeções.

As partículas são injetadas através de duas linhas de injeção, uma com 30 pontos e outra com 29. Os pontos são posicionados de forma alternada, a fim de manter uma distância entre as partículas e as superfícies de simetria. Também é mantida uma distância mínima de $5,0\text{ mm}$ entre os pontos e as laterais do canal, para evitar efeitos de camada limite da parede sobre as partículas. Para cada uma das linhas, os pontos são posicionados de forma a manter a mesma distância de $0,75\text{ mm}$ entre as superfícies de simetria. A vista superior dos pontos de injeção pode ser observada na Figura 7.2.



Figura 7.2 – Vista superior dos 59 pontos de injeção.

Com o intuito de reduzir as velocidades relativas entre as fases no momento da injeção, a velocidade de injeção das partículas é fixada como sendo igual a velocidade máxima do fluido no centro do canal. O intervalo de tempo de injeção deve ser grande o suficiente para que não ocorra sobreposição de partículas durante a injeção. Os valores para os principais parâmetros de injeção das partículas para uma configuração padrão são mostrados na Tabela 7.3.

Tabela 7.3 – Parâmetros de injeção das partículas para a configuração padrão.

Parâmetro	Símbolo	Valor	Unidade
Posição de injeção	h_{ip}	300	mm
Comprimento da superfície de injeção	l_{ip}	40	mm
Número de pontos de injeção	n_{ip}	59	–
Velocidade de injeção	u_{ip}	0,118	m/s
Passo de tempo de injeção	Δt_{ip}	10^{-2}	s

7.2 Plano de ensaios numéricos

Os ensaios numéricos são realizados de acordo com a combinação dos parâmetros possíveis que exercem influência sobre o problema. Primeiramente é investigado o efeito do meio poroso sobre o escoamento sem a deposição de partículas, a fim de determinar a queda de pressão através das diferentes configurações de meio poroso. Em seguida é analisado como a queda de pressão é influenciada pela deposição de partículas, para isto variando as propriedades relativas ao material particulado.

Os parâmetros variados, tanto para o meio poroso como para as partículas, foram definidos de acordo com as restrições numéricas do modelo, como por exemplo o tamanho das partículas possíveis de serem simuladas numericamente. Na Tabela 7.4 é possível observar o plano de simulações definido para a análise do problema investigado, com

Tabela 7.4 – Plano de ensaios numéricos

Parâmetro de interesse	Experimentos numéricos realizados
Número de obstáculos por fileira N	$N = 12$, sem injeção de partículas $N = 16$, sem injeção de partículas
Massa específica das partículas ρ_p	$N = 16$, $d_p = 0,6mm$, $\rho_p = 1782kg/m^3$ $N = 16$, $d_p = 0,6mm$, $\rho_p = 2376kg/m^3$ $N = 16$, $d_p = 0,6mm$, $\rho_p = 2970kg/m^3$
Diâmetro das partículas d_p	$N = 16$ e 12 , $d_p = 0,6mm$ $N = 16$ e 12 , $d_p = 0,7mm$ $N = 16$ e 12 , $d_p = 0,8mm$
Concentração de partículas injetadas \dot{m}_p	$N = 16$ e 12 , $d_p = 0,6, 0,7$ e $0,8mm$, $0,5\dot{m}_{p,ref}$ $N = 16$ e 12 , $d_p = 0,6, 0,7$ e $0,8mm$, $1,0\dot{m}_{p,ref}$ $N = 16$ e 12 , $d_p = 0,6, 0,7$ e $0,8mm$, $2,0\dot{m}_{p,ref}$

os parâmetros selecionados a fim de permitir a análise da variação dos parâmetros de interesse.

A concentração de partículas injetadas foi variada através da modificação do passo de tempo da injeção de partículas. O passo de tempo de referência é $\Delta t_{ip} = 10^{-2} s$ e a vazão mássica de partículas de referência é $\dot{m}_{p,ref}$, sendo estes parâmetros abordados com mais detalhes na seção 7.6. A massa específica de referência para as partículas nos casos em que ela não é apresentada é igual a $\rho_p = 2376kg/m^3$.

A combinação dos experimentos numéricos apresentados na Tabela 7.4, utilizados na análise do problema investigado, resultou em um total de 16 ensaios numéricos. Este número de experimentos foi suficiente para investigar a influência dos parâmetros de interesse, permitindo a análise do problema de acordo com os fenômenos físicos resultantes da formação dos leitos de partículas investigados.

Para investigar os fenômenos físicos de interesse, foi feita a adimensionalização das variáveis de resposta. Os resultados foram adimensionalizados de acordo com valores de referência para a velocidade das partículas e para a pressão. A adimensionalização foi feita com o intuito de permitir a melhor compreensão das variáveis significativas do problema.

Para a adimensionalizar a velocidade das partículas é definida uma velocidade de referência unitária, $u_{ref} = 1m/s$. Com a velocidade de referência, é definida a velocidade adimensional U_p como a razão entre os valores de velocidade das partículas e de referência, de acordo com a expressão:

$$U_p = \frac{u_p}{u_{ref}} \quad (7.1)$$

A adimensionalização da pressão foi feita de acordo com a seleção da menor queda de pressão observada para os casos sem a injeção de partículas, ou seja, a queda de pressão

devida somente ao meio poroso. Desta forma, é possível avaliar de que forma a queda de pressão varia em relação a pressão de referência.

Esta pressão de referência é definida como p_{ref} , sendo a pressão adimensional P_β dada pela razão entre a pressão para o caso investigado p_β e a pressão de referência. A pressão mínima de referência tem seu valor definido na seção 7.3. A expressão para a pressão de referência é apresentada pela Equação (7.2):

$$P_\beta = \frac{p_\beta}{p_{ref}} \quad (7.2)$$

7.3 Efeito da permeabilidade do meio poroso

Duas configurações de meio poroso são utilizadas para investigar o problema abordado, uma com 12 obstáculos em cada fileira de cilindros e outra com 16 obstáculos. O número de obstáculos interfere sobre o tamanho dos poros, o que altera a permeabilidade e consequentemente a velocidade do fluido escoando através do meio poroso. Para determinar a permeabilidade das configurações utilizadas, foi simulado o escoamento através do meio poroso heterogêneo a fim de obter a perda de carga.

Nas Figuras 7.3 e 7.4 estão apresentados os campos de velocidade e pressão obtidos para as configurações de meio poroso com $N = 16$ ou $N = 12$ obstáculos por fileira, respectivamente. A linha tracejada está posicionada na coordenada $y = 200 \text{ mm}$ e corresponde à metade da extensão do domínio do canal poroso, aparecendo também nos demais resultados apresentados na sequência.

Nestas figuras é possível observar que o tamanho dos poros é maior na configuração com 12 obstáculos do que na com 16 obstáculos. Nota-se que o aumento do tamanho dos poros facilita o escoamento, elevando as velocidades com que o fluido escoar pelo meio poroso. É possível perceber que para um maior número de obstáculos, maiores pressões são necessárias para manter o escoamento, elevando a queda de pressão ao longo de todo o domínio poroso.

A pressão máxima no interior do canal foi monitorada ao longo do tempo, registrando-se o máximo valor em uma superfície localizada de forma centralizada no canal, ao longo da coordenada $x = 25 \text{ mm}$, a fim de determinar a queda de pressão em um determinado instante.

Com os resultados de queda de pressão através do canal com plugue poroso heterogêneo, é possível encontrar a permeabilidade K do meio através da lei de Darcy, bem como o número de Darcy Da . Estes valores estão apresentados na Tabela 7.5. Pode-se notar que a pressão do escoamento através do meio poroso com $N = 12$ é menor, o que faz esta configuração possuir uma permeabilidade mais elevada e um maior número de Darcy. Este caso é utilizado para a obtenção da pressão de referência utilizada na adimensionalização da pressão para a análise do demais casos, sendo $p_{ref} = 1,78 \times 10^4 \text{ Pa.s}$.

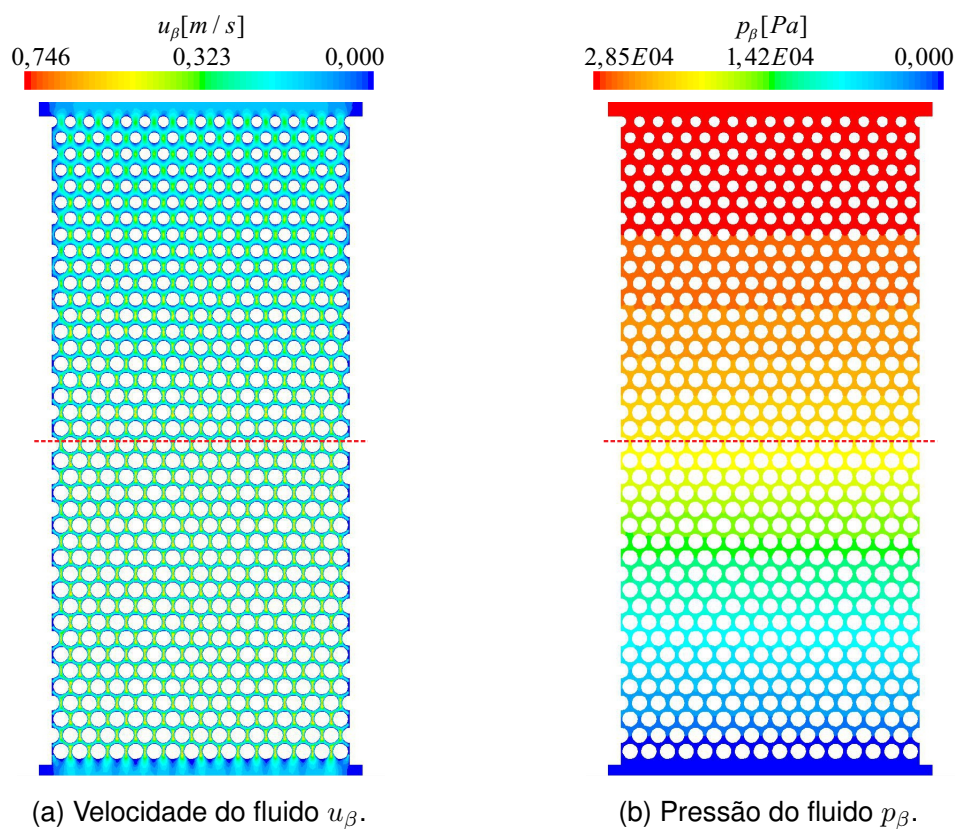


Figura 7.3 – Campos de velocidade e pressão para a configuração com 16 obstáculos.

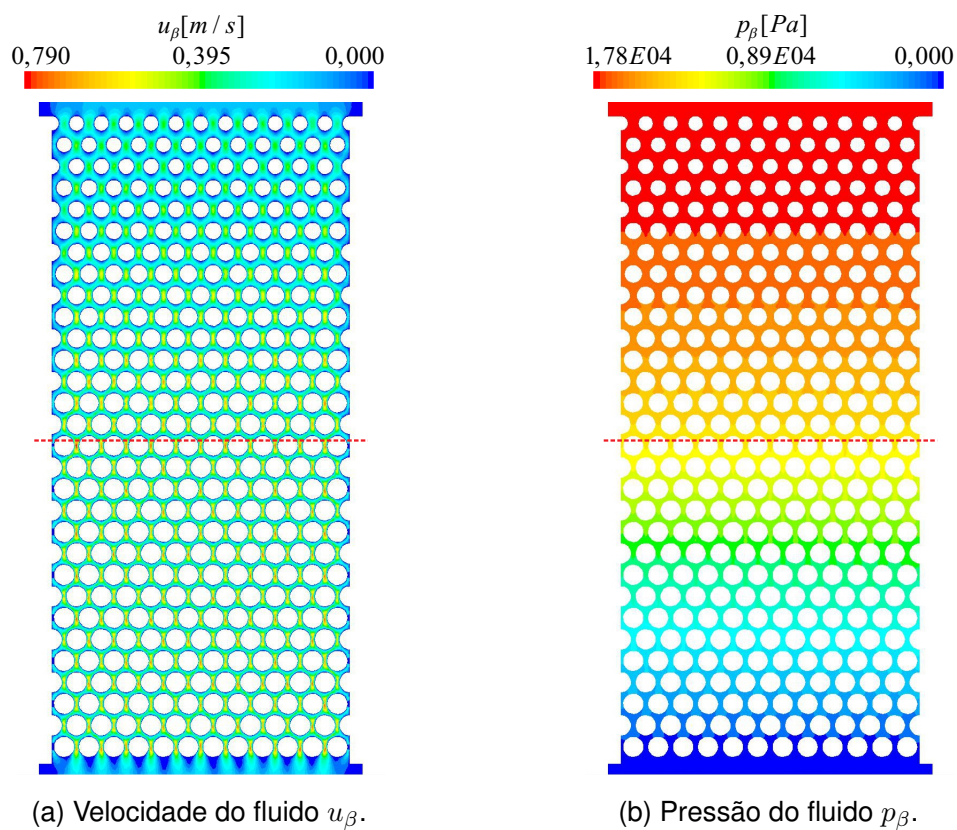


Figura 7.4 – Campos de velocidade e pressão para a configuração com 12 obstáculos.

Tabela 7.5 – Parâmetros dos casos simulados para avaliar o efeito da permeabilidade do meio poroso, resultados de p_{max} , K e Da .

N	$\mu_\beta [Pa.s]$	$h_{mp} [mm]$	$p_{max} [Pa]$	P_β	$K [m^2]$	Da
16	$2,797 \times 10^{-2}$	100	$2,85 \times 10^4$	1,60	$1,16 \times 10^{-2}$	$4,62 \times 10^{-6}$
12			$1,78 \times 10^4$	1,00	$1,85 \times 10^{-2}$	$7,40 \times 10^{-6}$

A partir destas duas configurações de meio poroso foi feita a injeção de material particulado, a fim de avaliar o comportamento dos parâmetros de monitoramento para diferentes casos em que ocorre o escoamento sólido-fluido através do meio poroso, de acordo com as características geométricas e numéricas da injeção de partículas no escoamento detalhadas na subseção 7.1.3.

7.4 Efeito da massa específica das partículas

Nesta seção são apresentados os resultados para a variação da massa específica das partículas, sendo os valores da razão entre a massa específica das partículas e do fluido ($\rho_{p/\beta}$) iguais a 1,5, 2,0 e 2,5. A alteração da massa específica das partículas muda a força peso calculada para a fase discreta. Uma vez que a gravidade atua na direção do escoamento no canal, é importante avaliar de que maneira a variação deste parâmetro pode influenciar sobre o formato do leito. Demais forças que são calculadas através do modelo utilizado também podem ser influenciadas pela mudança deste parâmetro.

Uma configuração com diâmetro de partículas $d_p = 0,6mm$ e número de obstáculos $N = 16$ foi utilizada para avaliar o efeito da massa específica. Na Tabela 7.6 estão apresentados os parâmetros e resultados de altura do leito h_b , pressão adimensional P_β , permeabilidade K e número de Darcy Da para a variação da massa específica das partículas.

Tabela 7.6 – Parâmetros dos casos simulados para avaliar o efeito da variação de ρ_p , resultados de h_b , P_β , K e Da .

$d_p [mm]$	$\rho_p [kg/m^3]$	$\rho_{p/\beta}$	$h_b [mm]$	$t_{ip} [s]$	P_β	$K [m^2]$	Da
0,6	1782	1,5	7,5	0,8	2,43	$7,60 \times 10^{-9}$	$3,04 \times 10^{-6}$
	2376	2,0					
	2970	2,5					

O formato final do leito de partículas é observado para os três casos, em um mesmo instante de tempo, a partir de uma configuração padrão, na Figura 7.5. Para $\rho_{p/\beta} = 1,5$, verifica-se na Figura 7.5(a) a formação de um leito com as partículas se depositando até uma profundidade igual aos casos com $\rho_{p/\beta} = 2,0$, mostrado na Figura 7.5(b), e $\rho_{p/\beta} = 2,5$, apresentado na Figura 7.5(c), havendo apenas a passagem de um número ligeiramente diferente de partículas até a profundidade máxima para cada caso.

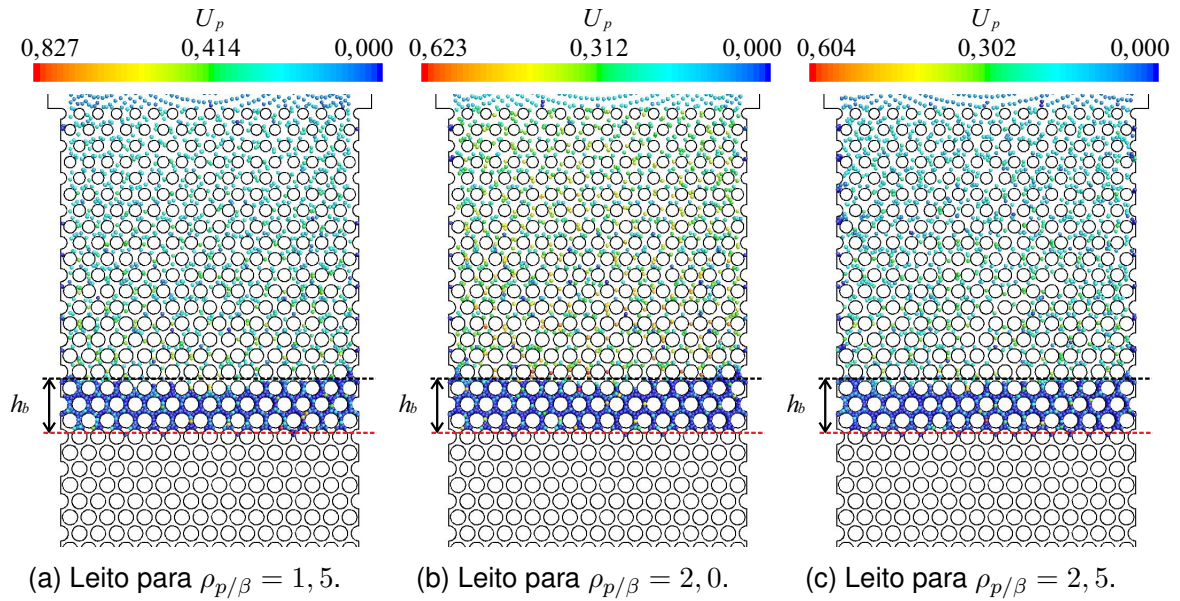


Figura 7.5 – Formatos de leitos sobre o meio poroso para a variação da razão de massa específica entre as partículas e o fluido $\rho_{p/\beta}$ para $d_p = 0,6 \text{ mm}$ e $N = 16$.

De forma geral, não existe grande diferença entre os casos investigados. O instante de tempo analisado permite observar a formação de um leito com aproximadamente $h_b = 7,5 \text{ mm}$ de altura para as três situações, sendo este instante igual ao tempo de injeção de partículas de $t_{ip} = 0,8 \text{ s}$.

Com relação ao escoamento do fluido, não houve mudança na queda de pressão e nas velocidades do escoamento. Logo, percebe-se que a mudança da massa específica das partículas não influencia de maneira significativa o problema investigado, em que o foco está na altura do leito e na queda de pressão.

7.5 Efeito do diâmetro das partículas

A variação do diâmetro das partículas foi feita a fim de determinar as permeabilidades para diferentes leitos formados sobre o meio poroso. Para as duas configurações de meio poroso utilizadas, diferentes permeabilidades foram observadas, devido à diferença na distância entre os obstáculos e a perda de carga através do meio poroso. O instante de tempo representado é igual a $t_{ip} = 0,8 \text{ s}$ após o início da injeção de partículas. O tamanho dos poros é reduzido conforme a porosidade diminui linearmente, o que faz com que partículas de mesmo diâmetro sejam retidas em uma mesma altura do meio poroso.

Na Figura 7.6(a), partículas de diâmetro $d_p = 0,6 \text{ mm}$ são injetadas em uma configuração de meio poroso com 16 obstáculos, sendo possível observar que as partículas começam a ser depositadas em uma altura correspondente a metade da altura do meio poroso ($y = 200 \text{ mm}$) e o leito possui altura de aproximadamente $h_b = 7,5 \text{ mm}$. O campo de pressões para este caso é mostrado na Figura 7.6(b), em que é possível observar uma

maior queda de pressão em relação ao caso sem a deposição de partículas.

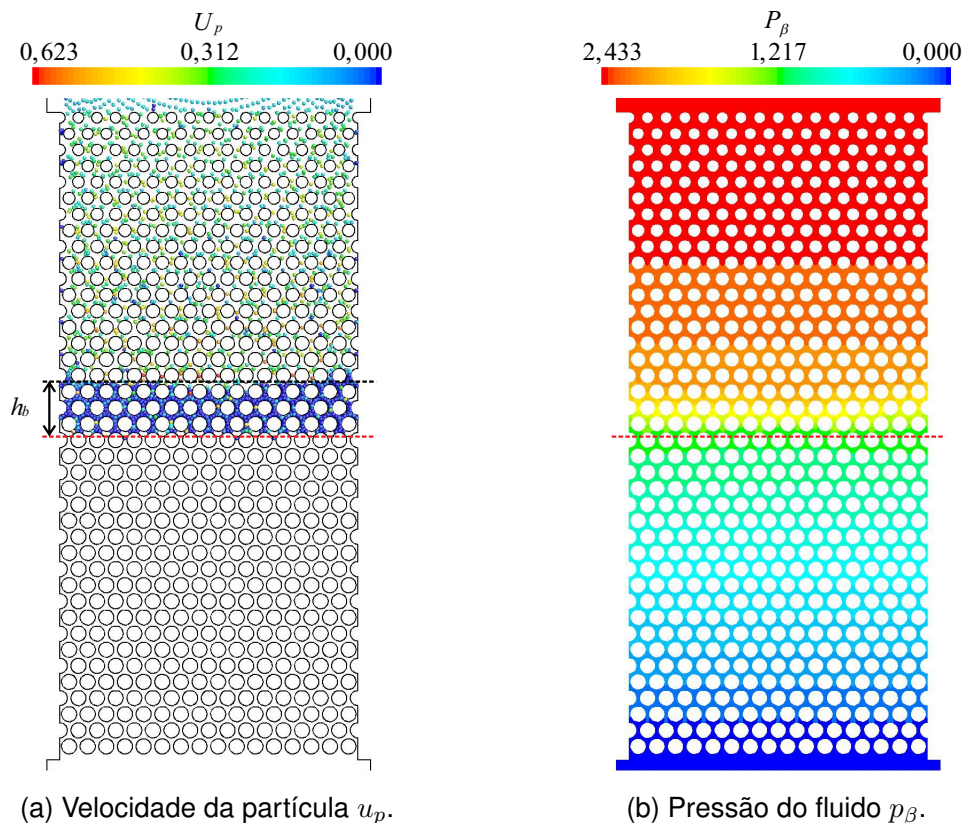


Figura 7.6 – Resultados para o leito formado com $d_p = 0,6 \text{ mm}$ e $N = 16$.

Partículas de diâmetro $d_p = 0,7 \text{ mm}$ foram injetadas em uma configuração de meio poroso com 16 obstáculos, conforme mostrado na Figura 7.7(a). No campo de pressões para a configuração resultante, mostrado na Figura 7.7(b), é possível observar uma maior queda de pressão em relação ao caso com $d_p = 0,6 \text{ mm}$.

O formato do leito para o caso com $d_p = 0,7 \text{ mm}$ possui altura de aproximadamente $h_b = 13,0 \text{ mm}$, sendo depositado a partir de uma altura $y = 208 \text{ mm}$. Esta espessura é maior que no caso com $d_p = 0,6 \text{ mm}$ devido ao maior tamanho das partículas e ao tamanho dos poros para a altura observada. Considerando que os sólidos formam um leito em uma altura mais elevada, o menor tempo necessário para que as partículas comecem a se depositar também explica a maior espessura do leito.

Na Figura 7.8(a), é mostrado o resultado para a injeção de partículas de diâmetro $d_p = 0,8 \text{ mm}$ em uma configuração de meio poroso com 16 obstáculos. É possível observar que as partículas comecem a ser depositadas em uma altura correspondente a $y = 215 \text{ mm}$ e a altura média do leito é de cerca de $h_b = 22,5 \text{ mm}$. Dentre os casos analisados para a configuração de 16 obstáculos, esta configuração promove a maior espessura de leito de partículas para o instante de tempo analisado. Na Figura 7.8(b) é possível perceber uma maior queda de pressão em relação aos casos com $d_p = 0,6 \text{ mm}$ e $d_p = 0,7 \text{ mm}$.

O leito para a configuração de meio poroso com 12 obstáculos e injeção de partículas de diâmetro $d_p = 0,8 \text{ mm}$ é apresentado na Figura 7.9(a). Pode-se ver que os sólidos se

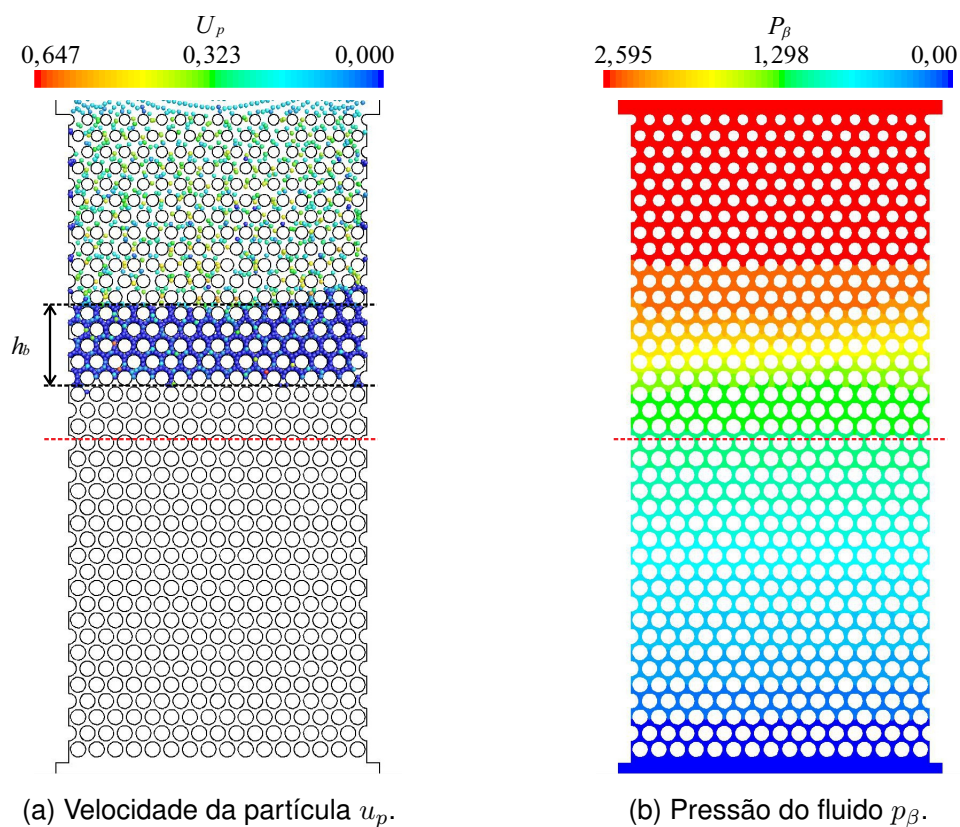


Figura 7.7 – Resultados para o leito formado com $d_p = 0,7 \text{ mm}$ e $N = 16$.

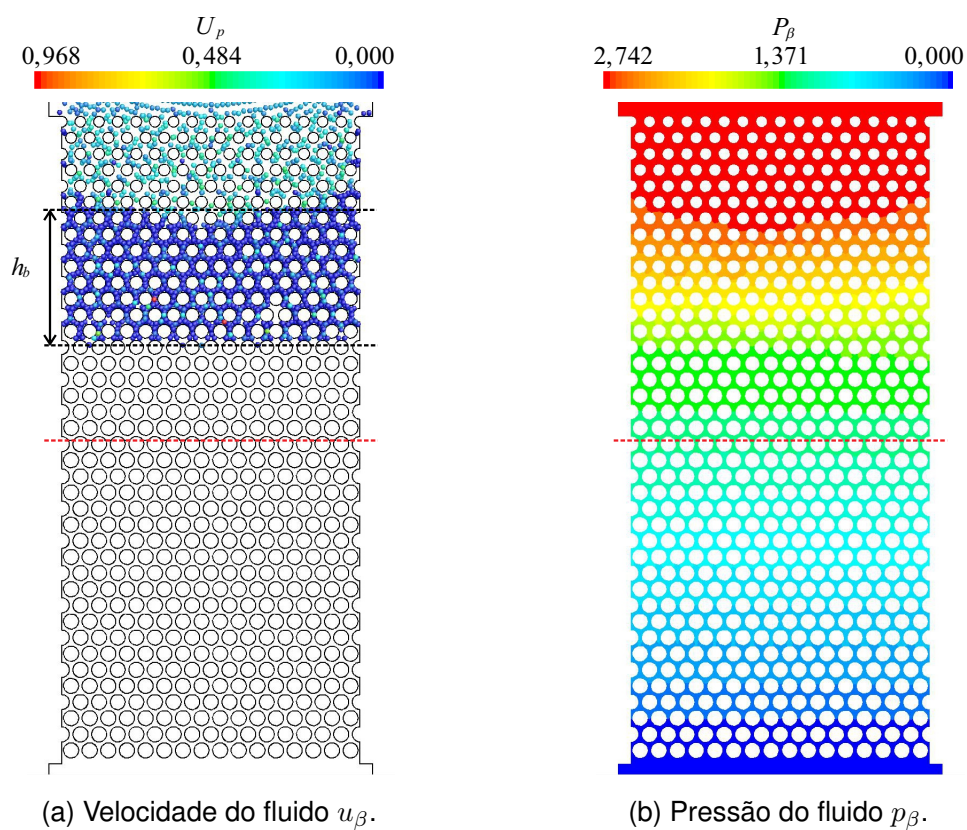


Figura 7.8 – Resultados para o leito formado com $d_p = 0,8 \text{ mm}$ e $N = 16$.

depositam a partir de uma altura $y = 196 \text{ mm}$ e a altura do leito é de aproximadamente $h_b = 23,0 \text{ mm}$. O leito possui espessura semelhante ao caso com 16 obstáculos e $d_p = 0,8 \text{ mm}$, por se tratar de partículas de mesmo tamanho e um mesmo instante de tempo. A queda de pressão através do meio pode ser vista na Figura 7.9(b), sendo menor que no caso com 16 obstáculos por se tratar de uma configuração de meio poroso mais permeável.

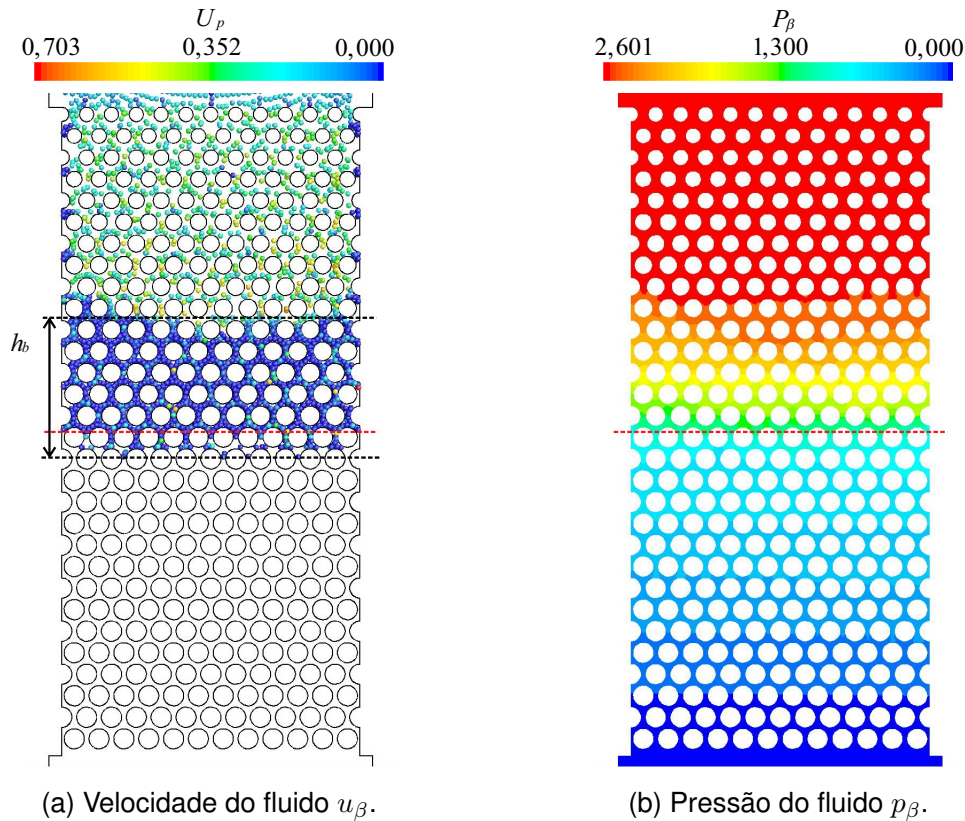


Figura 7.9 – Resultados para o leito formado com $d_p = 0,8 \text{ mm}$ e $N = 12$.

Resultados para as injeções de partículas de $d_p = 0,6 \text{ mm}$ e $d_p = 0,7 \text{ mm}$ de diâmetro na configuração de meio poroso com 12 obstáculos não são mostrados, pois não foi observada a deposição de material particulado sobre o substrato poroso, uma vez que as partículas possuem diâmetro menor que o tamanho dos poros. Para estas configurações, a perda de carga se mantém a mesma que no caso sem partículas, não havendo efeito sobre a redução na permeabilidade do meio.

Um resumo dos resultados obtidos nesta seção pode ser visto na Tabela 7.7. Pode-se observar, para a configuração com $N = 16$, um decréscimo na permeabilidade K do meio resultante para o instante aferido a medida que o diâmetro das partículas aumenta. Isto ocorre pois as partículas de maior diâmetros são retidas pelo meio poroso numa posição mais elevada e em instantes de tempo anteriores, fazendo com que o leito formado seja mais espesso e a resistência ao escoamento seja maior.

Na Figura 7.10 é possível observar a comparação da pressão ao longo do tempo para todos os casos em que foi feita a variação do diâmetro das partículas. Não estão plotados os gráficos das partículas de $d_p = 0,6$ e $0,7 \text{ mm}$ para as configurações com $N = 12$,

Tabela 7.7 – Resultados de h_b , P_β , K e Da para diferentes N e d_p .

N	d_p [mm]	h_b [mm]	t_{ip} [s]	P_β	K [m ²]	Da
16	0,6	7,5	0,8	2,43	$7,60 \times 10^{-9}$	$3,04 \times 10^{-6}$
16	0,7	13,0		2,59	$7,13 \times 10^{-9}$	$2,85 \times 10^{-6}$
16	0,8	22,5		2,74	$6,75 \times 10^{-9}$	$2,70 \times 10^{-6}$
12	0,8	23,0		2,60	$7,11 \times 10^{-9}$	$2,84 \times 10^{-6}$

pois não houve retenção de partículas para estes casos. Para as configurações com $N = 16$, maiores diâmetros de partícula promovem uma queda de pressão em instantes de tempo anteriores, além de resultarem em maiores quedas de pressão no final do processo. Também é possível perceber que para a configuração com partículas de $d_p = 0,8\text{ mm}$ a deposição sobre o meio poroso começa em um instante de tempo semelhante para ambas as configurações ($N = 12$ e $N = 16$), resultando em quedas de pressão próximas no final do tempo investigado. Conforme mostrado na Tabela 7.7, a altura do leito para os casos com $d_p = 0,8\text{ mm}$ também é muito semelhante para as diferentes configurações de meio poroso. Isso mostra que a formação de um leito de partículas pode resultar em permeabilidades semelhantes para o meio resultante, sendo o principal fator que influencia sobre a queda de pressão através do canal.

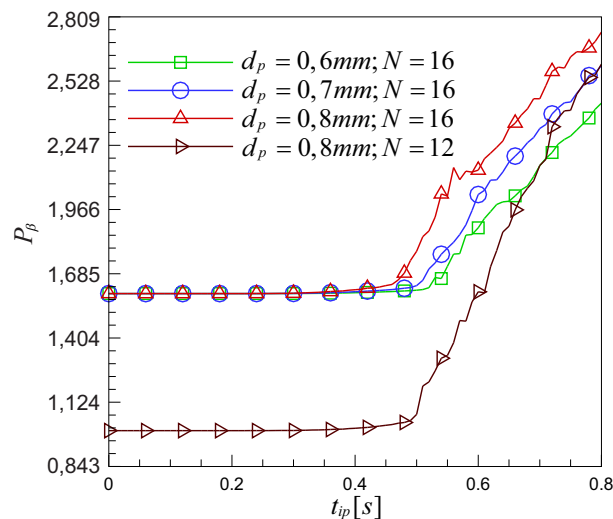


Figura 7.10 – Pressão adimensional máxima no canal P_β ao longo do tempo de injeção t_{ip} para os casos com $d_p = 0,6; 0,7$ e $0,8\text{ mm}$ e $N = 12$ e $N = 16$.

7.6 Efeito da concentração de partículas injetadas

Nesta seção, a vazão mássica das partículas foi variada através da modificação do passo de tempo da injeção de partículas, por meio da alteração do número de linhas de injeção em um determinado intervalo de tempo. Neste estudo o passo de tempo de injeção

padrão utilizado nas simulações para os resultados apresentados anteriormente é igual a $\Delta t_{ip} = 10^{-2} s$, resultando em uma vazão mássica de partículas de referência $\dot{m}_{p,ref}$. Nesta seção são apresentados os resultados para vazões mássicas de partículas de $0,5\dot{m}_{p,ref}$, $\dot{m}_{p,ref}$ e $2\dot{m}_{p,ref}$, em relação às configurações apresentadas na seção 7.5.

Na Figura 7.11 são mostrados os leitos formados sobre o substrato poroso encontrados para a variação da concentração para o caso com diâmetro de partículas $d_p = 0,6 mm$ e número de obstáculos por fileira $N = 16$. É possível perceber um aumento na espessura do leito de acordo com o aumento na concentração de partículas injetadas, para um mesmo instante de tempo $t_{ip} = 0,8 s$. As espessuras médias dos leitos são de $h_b = 4,0 mm$, $7,5 mm$ e $19,0 mm$ para as Figuras 7.11(a), 7.11(b) e 7.11(c), respectivamente.

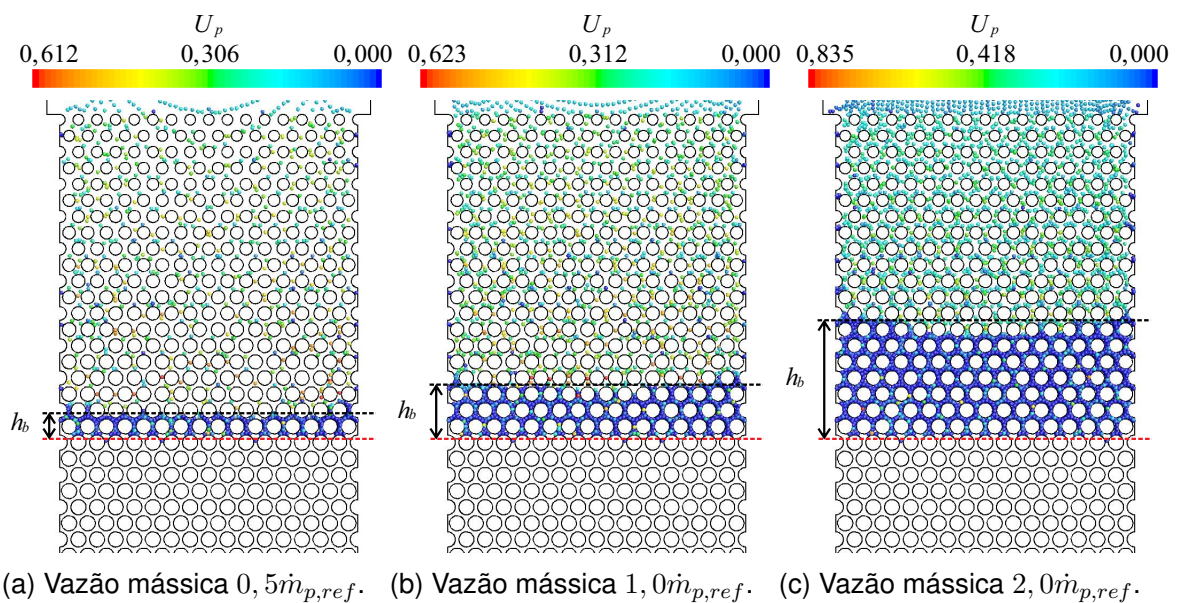


Figura 7.11 – Leitos para a variação de concentração de partículas com $d_p = 0,6 mm$ e $N = 16$.

Maiores espessuras dos leitos de partículas dificultam a passagem de fluido através do meio resultante, provocando uma maior queda de pressão ao longo do canal. Este comportamento pode ser visto no gráfico da Figura 7.12, em que é mostrada a pressão máxima p_{max} tomada em uma linha sobre a coordenada $x = 25 mm$ ao longo do tempo de injeção t_{ip} . É possível notar que a queda de pressão não varia durante os primeiros instantes da injeção, isto ocorre pois as partículas ainda não começaram a se depositar sobre o substrato poroso. A partir do momento em que a pressão máxima passa a variar, é possível ver que a inclinação da curva de pressão é mais acentuada para os casos com maiores concentrações, indicando que a permeabilidade do meio resultante reduz numa maior taxa. As pressões adimensionais máximas observadas para o final do processo foram de $P_{\beta}2,05$, $2,43$ e $3,18$ para os casos com vazão mássica de partículas de $0,5\dot{m}_{p,ref}$, $1,0\dot{m}_{p,ref}$ e $2,0\dot{m}_{p,ref}$, respectivamente.

Na Figura 7.13 pode-se observar a mudança do leito de partículas para a variação da concentração de injeção para o caso com diâmetro de partículas $d_p = 0,7 mm$ e número de

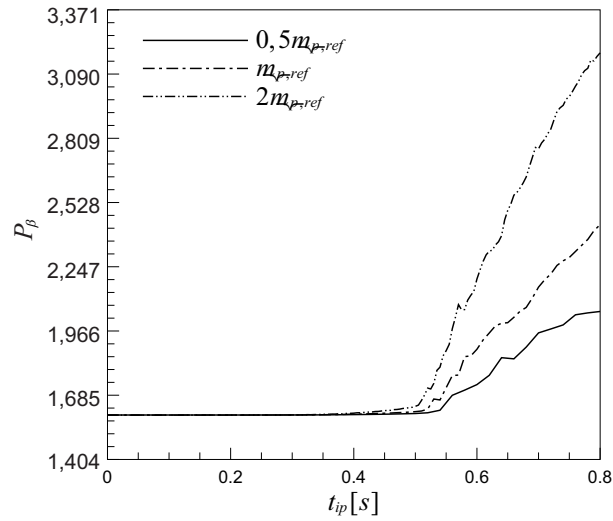


Figura 7.12 – Pressão adimensional máxima no canal P_β ao longo do tempo de injeção t_{ip} para o caso com $d_p = 0,6 \text{ mm}$ e $N = 16$.

obstáculos por fileira $N = 16$. As espessuras de leito observadas são de $7,5 \text{ mm}$, $14,0 \text{ mm}$ e $30,0 \text{ mm}$ para as Figuras 7.13(a), 7.13(b) e 7.13(c), respectivamente.

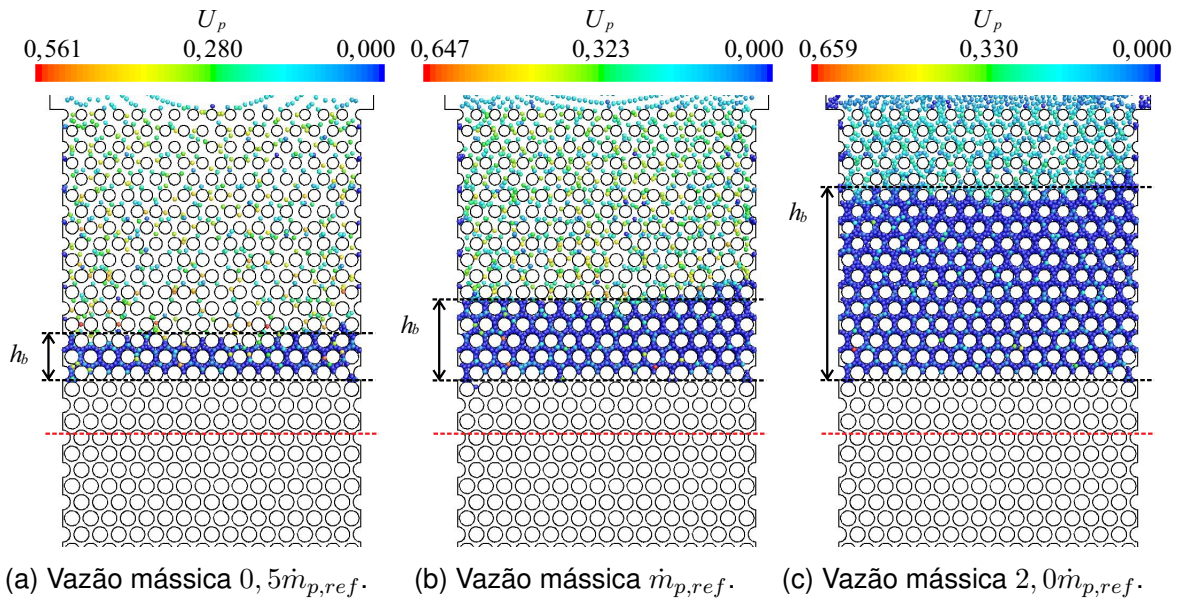


Figura 7.13 – Leitos para a variação de concentração de partículas com $d_p = 0,7 \text{ mm}$ e $N = 16$.

A variação da pressão máxima no canal ao longo do tempo pode ser vista no gráfico da Figura 7.14. É possível notar que para maiores concentrações, a queda de pressão começa a variar em instantes de tempo anteriores. No tempo de injeção de $t_{ip} = 0,8 \text{ s}$, são observadas pressões adimensionais máximas de $P_\beta = 2,09$, $2,59$ e $3,40$ para os casos com vazão mássica de partículas de $0,5\dot{m}_{p,ref}$, $\dot{m}_{p,ref}$ e $2,0\dot{m}_{p,ref}$.

O aumento na espessura do leito de partículas para a variação da concentração de injeção para o caso com diâmetro de partículas $d_p = 0,8 \text{ mm}$ e número de obstáculos por

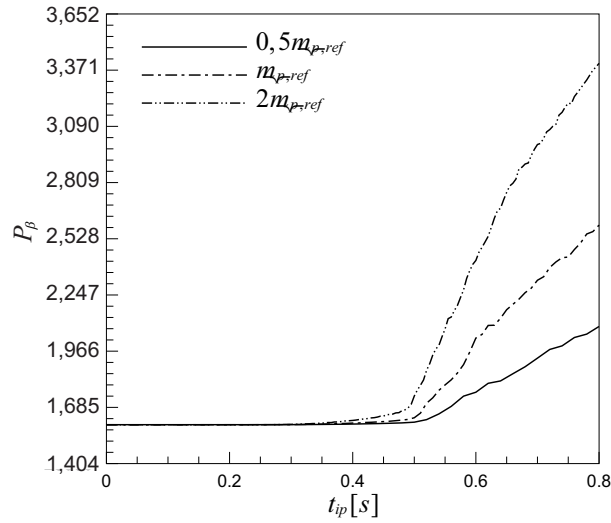


Figura 7.14 – Pressão adimensional máxima no canal P_β ao longo do tempo de injeção t_{ip} para o caso com $d_p = 0,7 \text{ mm}$ e $N = 16$.

fileira $N = 16$ pode ser visto na Figura 7.15. Nas Figuras 7.15(a) e 7.15(b) as espessuras de leito observadas são de $10,0 \text{ mm}$ e $20,5 \text{ mm}$, respectivamente. O caso mostrado na 7.15(c) foi o único dentre os analisados em que o leito de partículas ocupou a região do meio poroso até a coordenada $y = 250 \text{ mm}$, sendo a espessura interna do leito $e_i = 35,0 \text{ mm}$. A altura do leito externa ao meio poroso possui espessura $e_e = 6,0 \text{ mm}$.

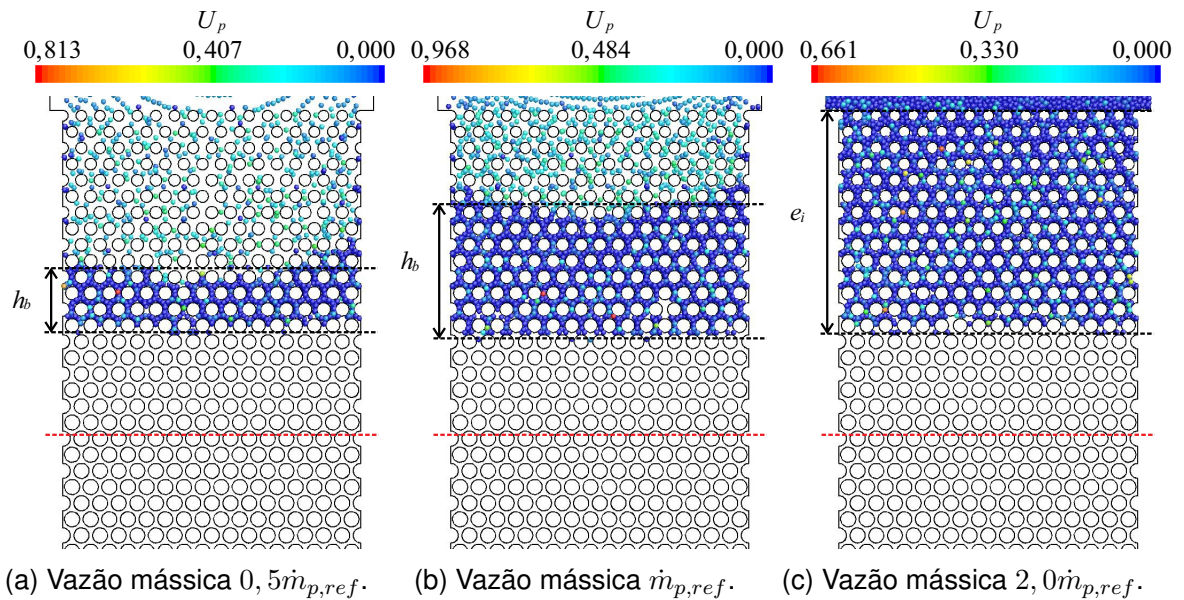


Figura 7.15 – Leitos para a variação de concentração de partículas com $d_p = 0,8 \text{ mm}$ e $N = 16$.

O gráfico da Figura 7.16 mostra a variação da pressão máxima no canal ao longo do tempo para o caso com $d_p = 0,8 \text{ mm}$ e $N = 16$. Neste caso a queda de pressão varia de forma mais acentuada em relação aos casos anteriores. Pode-se ver que a pressão máxima nos casos com maiores concentrações cresce de maneira mais acentuada, implicando

na redução da permeabilidade e número de Darcy do meio poroso resultante. No final do processo são observadas pressões adimensionais máximas de $P_\beta = 2,26, 2,74$ e $3,62$ para os casos com vazão mássica de partículas de $0,5\dot{m}_{p,ref}$, $\dot{m}_{p,ref}$ e $2,0\dot{m}_{p,ref}$, respectivamente. Durante os instantes finais do processo de preenchimento para o tempo analisado a pressão atinge um patamar, devido ao aumento na área do canal.

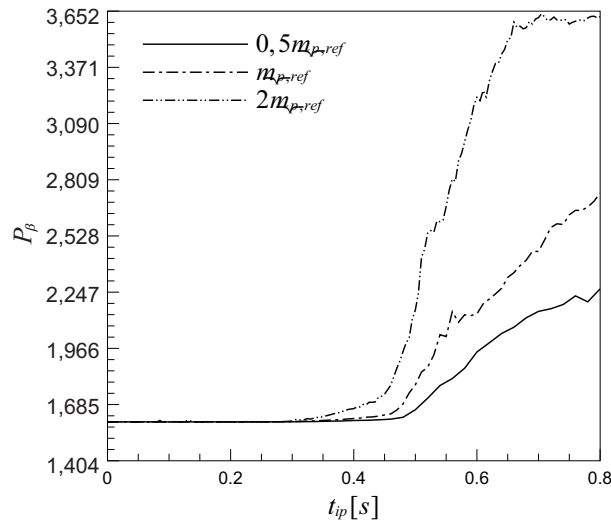


Figura 7.16 – Pressão adimensional máxima no canal P_β ao longo do tempo de injeção t_{ip} para o caso com $d_p = 0,8 \text{ mm}$ e $N = 16$.

Pode-se observar na Figura 7.17 a síntese do efeito das variações de concentrações para os casos com diâmetros de partícula de $d_p = 0,6, 0,7$ e $0,8 \text{ mm}$ e número de obstáculos por fileira de $N = 16$. Nesta figura é possível notar que para as configurações em que é mantido o diâmetro das partículas existe um aumento na queda de pressão com o aumento da concentração de partículas injetadas, desde o momento em que o leito começa a ser formado até o instante final de tempo analisado, para todas as configurações. Também é possível notar que para mesmas concentrações de partículas injetadas, a queda de pressão é maior para as partículas de maiores diâmetros.

Na Figura 7.18, os leitos sobre o substrato poroso para a variação da concentração para o caso com diâmetro de partículas $d_p = 0,8 \text{ mm}$ e número de obstáculos por fileira $N = 12$ são mostrados. Pode-se perceber que devido ao maior tamanho dos poros, as partículas penetram mais no meio poroso em relação à configuração com número de obstáculos de $N = 16$. As espessuras médias dos leitos são de $10,0 \text{ mm}$, $21,0 \text{ mm}$ e $46,0 \text{ mm}$ para as Figuras 7.18(a), 7.18(b) e 7.18(c), respectivamente.

A pressão máxima no canal ao longo do tempo para a configuração de diâmetro de partículas $d_p = 0,8 \text{ mm}$ e número de obstáculos por fileira $N = 12$ é observada no gráfico da Figura 7.19. Nota-se que maiores concentrações de partículas promovem a queda de pressão em um instante de tempo anterior em relação às configurações com menor vazão mássica de sólidos. Por se tratar de uma configuração de meio poroso mais permeável, a queda de pressão inicial é menor em relação aos casos com $N = 16$. No tempo de injeção

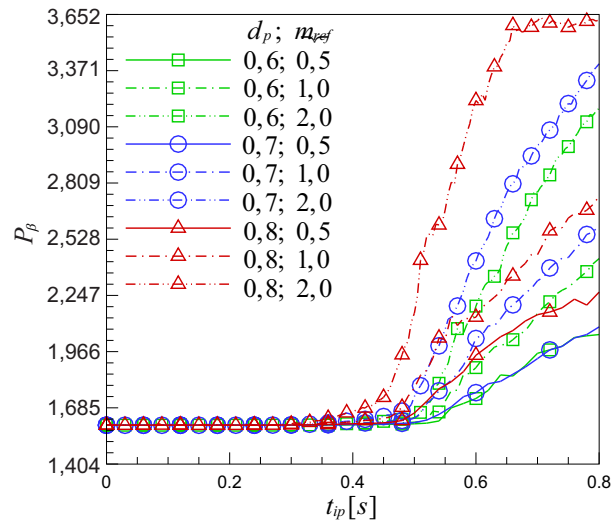
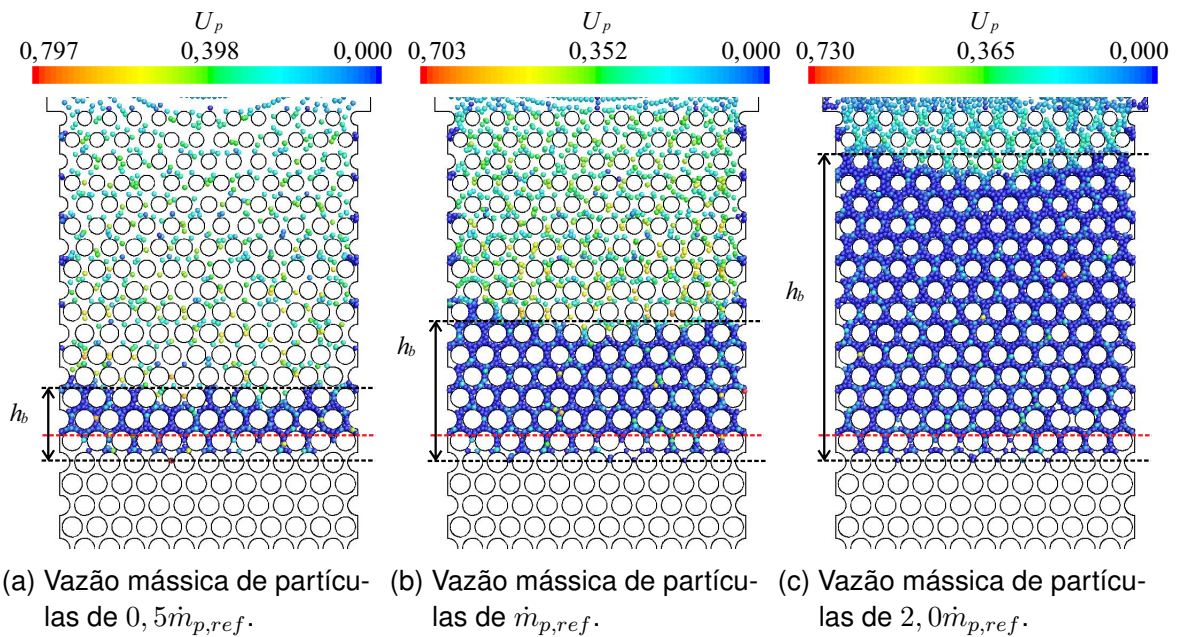


Figura 7.17 – Efeito da variação da concentração $\dot{m}_{p,ref}$ sobre a pressão adimensional máxima no canal P_β ao longo do tempo de injeção t_{ip} para os casos com $d_p = 0,6; 0,7$ e $0,8$ mm e número de obstáculos por fileira $N = 16$.



(a) Vazão mássica de partículas de $0,5\dot{m}_{p,ref}$. (b) Vazão mássica de partículas de $\dot{m}_{p,ref}$. (c) Vazão mássica de partículas de $2,0\dot{m}_{p,ref}$.

Figura 7.18 – Leitos para a variação de concentração com $d_p = 0,8$ mm e $N = 12$.

de $t_{ip} = 0,8$ s, são observadas pressões máximas de $P_\beta = 1,83, 2,60$ e $3,70$ para os casos com vazão mássica de partículas de $0,5\dot{m}_{p,ref}, \dot{m}_{p,ref}$ e $2,0\dot{m}_{p,ref}$, respectivamente. O valor de pressão final máxima para a configuração de injeção de $d_p = 0,8$ mm e $2,0\dot{m}_{p,ref}$ é maior na configuração com $N = 12$ do que na configuração com $N = 16$, isto pode ser explicado pelo maior número de partículas que são depositadas no interior do meio poroso, o que promove maior resistência ao escoamento.

Na Figura 7.20 estão apresentados os resultados de comparação entre os casos com diâmetro de partícula de $d_p = 0,8$ mm, para diferentes concentrações de injeção de partículas e configurações de meio poroso. Pode-se perceber que para os casos com

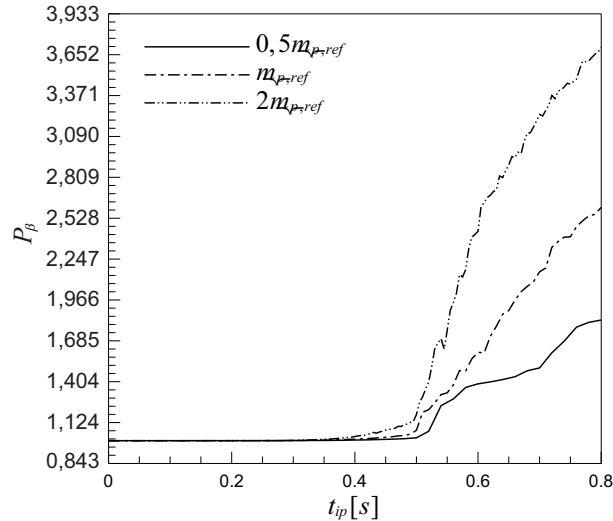


Figura 7.19 – Pressão adimensional máxima no canal P_β ao longo do tempo de injeção t_{ip} para o caso com $d_p = 0,8 \text{ mm}$ e $N = 12$.

menores números de obstáculos por fileira, as pressões máximas no canal são maiores até o momento em que a deposição de partículas ainda não é observada. O incremento das concentrações de partículas promove o acréscimo na pressão máxima no final do tempo analisado. Além disso, é possível ver também que mesmo para as configurações de meio poroso mais permeáveis ($N = 12$), os casos com maiores concentrações de partículas resultam em configurações com quedas de pressão semelhantes.

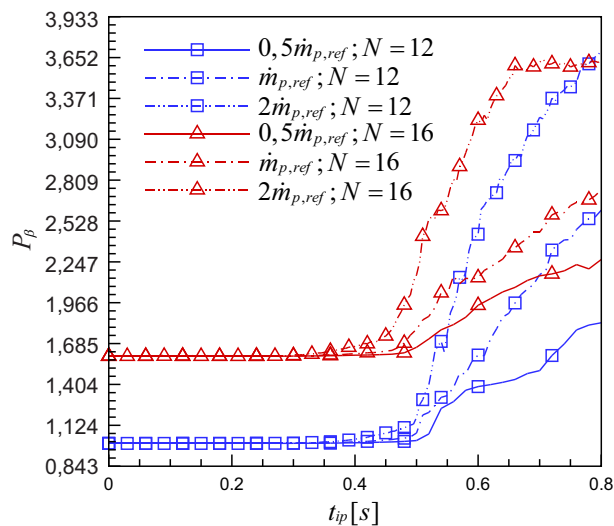


Figura 7.20 – Pressão adimensional máxima no canal P_β ao longo do tempo de injeção t_{ip} para o caso com $d_p = 0,8 \text{ mm}$, configurações de meio poroso de $N = 12$ e 16 e diferentes concentrações de partículas injetadas.

Na Tabela 7.8 estão apresentados os resultados de altura do leito h_b , pressão adimensional máxima P_β , permeabilidade K e número de Darcy Da para diferentes concentração de partículas injetadas $\dot{m}_{p,ref}$. Pode-se perceber que para menores concentrações a altura

do leito é reduzida, em relação às configurações com maiores vazões mássicas de material particulado. A queda de pressão também é menor para as configurações de menor concentração, conseqüentemente a permeabilidade do meio resultante observado e o número de Darcy são maiores. É possível notar uma altura de leito semelhante entre os casos com $N = 12$ e $N = 16$, para o diâmetro de partículas de $d_p = 0,8\text{mm}$ e mesmo tempo de injeção $t_{ip} = 0,8\text{ s}$, sendo observada uma diferença na permeabilidade do meio resultante, devido a diferença de permeabilidade do meio poroso. As configurações que promovem a maior queda de pressão e redução de permeabilidade são aquelas em que as concentrações são mais elevadas.

Tabela 7.8 – Resultados de h_b , P_β , K e Da para diferentes $\dot{m}_{p,ref}$.

Concentração de partículas \dot{m}_p	N	d_p [mm]	h_b [mm]	t_{ip} [s]	P_β	K [m^2]	Da
0,5 $\dot{m}_{p,ref}$	16	0,6	4,0	0,8	2,05	$9,02 \times 10^{-9}$	$3,61 \times 10^{-6}$
	16	0,7	7,5		$2,09$	$8,85 \times 10^{-9}$	$3,54 \times 10^{-6}$
	16	0,8	10,0		$2,26$	$8,17 \times 10^{-9}$	$3,27 \times 10^{-6}$
	12	0,8	10,0		$1,83$	$1,01 \times 10^{-8}$	$4,05 \times 10^{-6}$
1,0 $\dot{m}_{p,ref}$	16	0,6	7,5	0,8	2,43	$7,60 \times 10^{-9}$	$3,04 \times 10^{-6}$
	16	0,7	14,0		$2,59$	$7,13 \times 10^{-9}$	$2,85 \times 10^{-6}$
	16	0,8	20,5		$2,74$	$6,75 \times 10^{-9}$	$2,70 \times 10^{-6}$
	12	0,8	21,0		$2,60$	$7,11 \times 10^{-9}$	$2,84 \times 10^{-6}$
2,0 $\dot{m}_{p,ref}$	16	0,6	19,0	0,8	3,18	$5,82 \times 10^{-9}$	$2,33 \times 10^{-6}$
	16	0,7	30,0		$3,40$	$5,43 \times 10^{-9}$	$2,17 \times 10^{-6}$
	16	0,8	41,0		$3,62$	$5,10 \times 10^{-9}$	$2,04 \times 10^{-6}$
	12	0,8	46,0		$3,70$	$5,00 \times 10^{-9}$	$2,00 \times 10^{-6}$

Na Figura 7.21 pode-se observar um quadro que resume o efeito observado para as diversas variações. Este quadro serve como uma ferramenta qualitativa útil para comparar os diferentes efeitos causados pela variação do número de obstáculos por fileira, o diâmetro das partículas, bem como a concentração de partículas. É possível notar o aumento na altura do leito com o aumento da concentração de partículas injetadas. Ao aumentar o diâmetro das partículas injetadas, é visto que as partículas se depositam em posições superiores em relação às partículas de menor diâmetro, para os casos com $N = 16$. Para os casos com $N = 12$, houve somente retenção de partículas de diâmetro de partículas de $d_p = 0,8\text{mm}$, sendo possível observar que as partículas penetram mais profundamente no meio poroso em relação aos casos com $N = 16$ e mesmo diâmetro de partículas. Percebe-se também que para mesmas concentrações de partículas injetadas, a altura do leito é semelhante para os casos correspondentes, devido ao fato de o tempo de injeção ser o mesmo para todas as configurações.

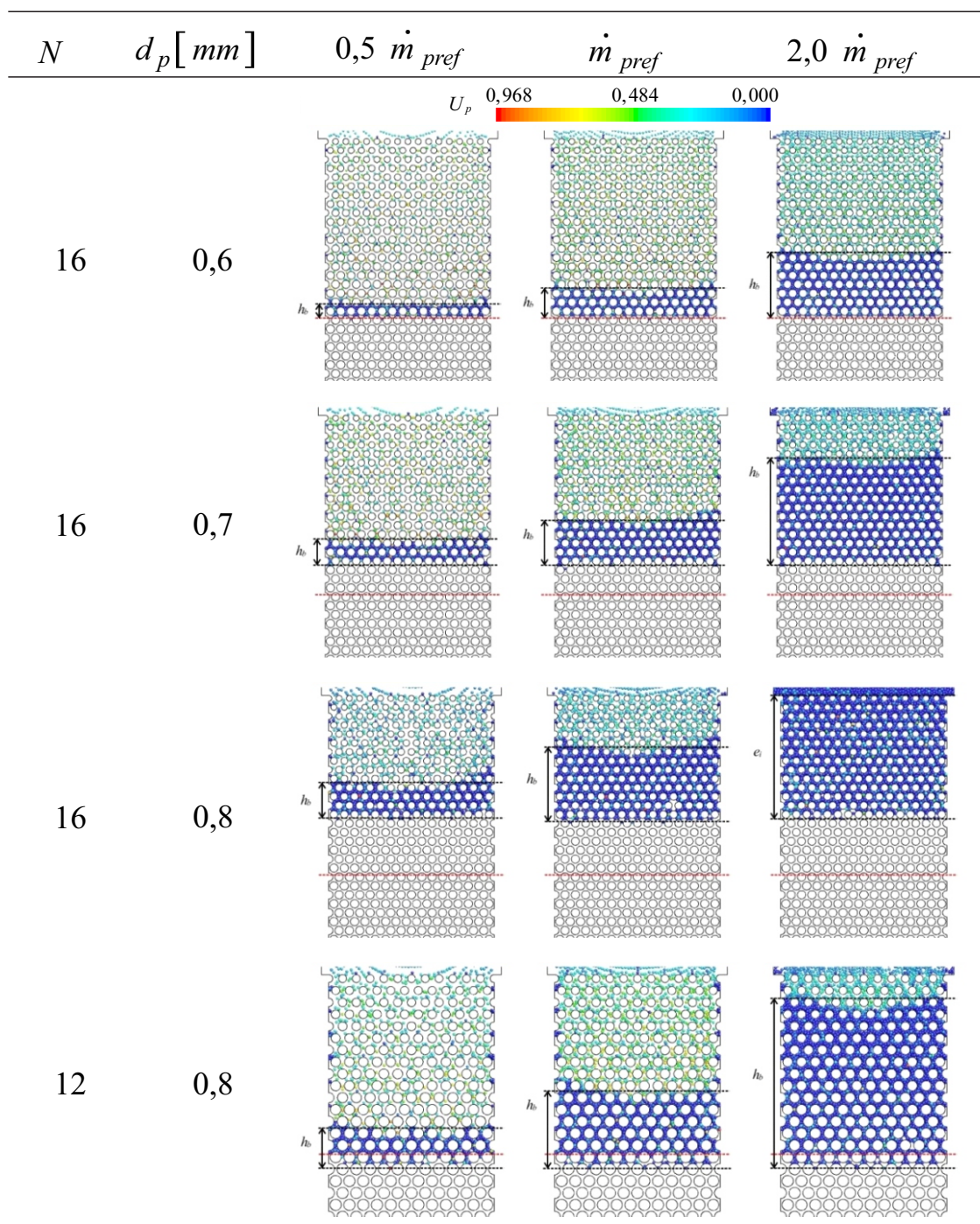


Figura 7.21 – Quadro geral de comparação de tendências para os casos em que houve retenção de partículas.

7.7 Correlação numérica

Nesta seção é apresentada uma correlação numérica para os resultados de pressão adimensional apresentados neste trabalho. A correlação é válida para o tempo final analisado em todos os casos ($t_{ip} = 0,8s$), bem como somente para as configurações em que ocorre a deposição de partículas. A obtenção de uma correlação permite a aquisição de resultados para casos similares ao problema investigado sem a necessidade de realizar

outros experimentos numéricos.

A correlação é obtida através do método dos mínimos quadrados, sendo o coeficiente de determinação igual a 0,986, o que indica um ajuste de boa qualidade por ser um valor próximo de 1. As variáveis utilizadas no cálculo da pressão adimensional são o número de obstáculos N , o valor multiplicador da concentração de partículas de referência na injeção $\dot{m}_{p,ref}$, o diâmetro das partículas injetadas d_p e a altura do leito h_b . Na Equação (7.3) pode ser vista a expressão para a correlação encontrada.

$$P_\beta = 3,887 \times 10^{-3} + 0,123N + 0,342\dot{m}_p - 0,337d_p + 0,035h_b \quad (7.3)$$

Os valores encontrados através da correlação são mostrados na Tabela 7.9. Nesta tabela é possível observar que os valores obtidos pela correlação e pelos ensaios numéricos são próximos, sendo a qualidade do ajuste confirmada pelo valor do coeficiente de determinação.

Tabela 7.9 – Valores obtidos através da correlação em comparação com os valores encontrados através dos ensaios numéricos.

Concentração de partículas \dot{m}_p	N	d_p [mm]	h_b [mm]	P_β (Numérico)	P_β (Correlação)
0,5 $\dot{m}_{p,ref}$	16	0,6	4,0	2,051	2,085
	16	0,7	7,5	2,090	2,175
	16	0,8	10,0	2,264	2,229
	12	0,6	10,0	1,826	1,804
1,0 $\dot{m}_{p,ref}$	16	0,6	7,5	2,433	2,379
	16	0,7	14,0	2,596	2,575
	16	0,8	20,5	2,742	2,771
	12	0,6	21,0	2,601	2,364
2,0 $\dot{m}_{p,ref}$	16	0,6	19,0	3,180	3,127
	16	0,7	30,0	3,404	3,482
	16	0,8	41,0	3,624	3,837
	12	0,6	46,0	3,702	3,588

Na Figura 7.22 é possível observar graficamente a variação dos valores de pressão adimensional para cada um dos casos, tanto para os resultados encontrados através das simulações numéricas como para os valores obtidos através da correlação numérica proposta nesta seção. É possível observar que as tendências dos valores de pressão máxima no canal são as mesmas para ambos os métodos utilizados. Desta forma, pode-se perceber que o uso da correlação permite uma análise do problema de uma forma mais direta e simplificada, sem a necessidade de realizar novos ensaios numéricos.

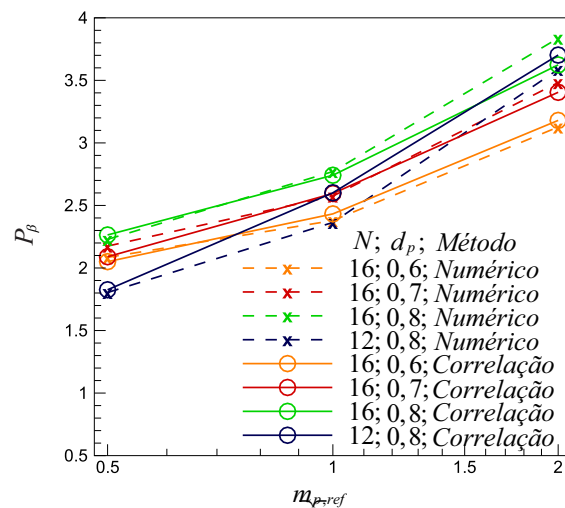


Figura 7.22 – Variação da pressão adimensional para os resultados numéricos em comparação com os resultados obtidos através da correlação numérica.

7.8 Conclusões

Neste trabalho, o processo de deposição de sólidos em um meio poroso heterogêneo é modelado e simulado numericamente, com a finalidade de investigar o mecanismo de filtração e acúmulo de partículas sobre uma interface fluido-porosa como a observada entre um poço de petróleo e a formação rochosa.

Uma revisão da literatura e de conceitos teóricos é apresentada, referentes ao escoamento particulado e em meios porosos. A abordagem matemática e modelagem numérica são discutidas, sendo que o modelo adotado apresenta vantagens numéricas em relação ao tempo computacional das simulações, sendo significativamente menor que em outros modelos utilizados no tratamento de problemas relacionados ao escoamento particulado. O modelo é verificado a partir de problemas encontrados na literatura e os resultados de verificação são apresentados, de forma que o modelo é capaz de representar os fenômenos físicos do escoamento particulado.

A investigação do processo de deposição de partículas em substrato poroso é realizada através da variação de parâmetros característicos do problema. A configuração do meio poroso, o tempo de deposição do leito, a massa específica e o diâmetro das partículas, bem como a concentração de material particulado na injeção são os parâmetros utilizados na análise do mecanismo de filtração investigado.

Dentre os resultados apresentados neste capítulo, alguns padrões podem ser observados. Para uma mesma configuração de meio poroso, maiores diâmetros de partículas favorecem a retenção de sólidos pelo meio poroso em posições mais acima no substrato, assim como fazem com que as partículas sejam depositadas e iniciem a formação do leito em menores instantes de tempo. Para situações em que o tamanho dos poros é maior que o diâmetro das partículas, não é observada a formação de um leito, mantendo-se inalterada

a queda de pressão ao longo do domínio.

A altura do leito depende do tempo de injeção de partículas e da concentração na injeção, sendo maior para maiores valores dessas variáveis. Conforme as partículas se depositam sobre o meio poroso, o meio resultante atua como um meio poroso oferecendo maior resistência ao escoamento.

A queda de pressão aumenta de acordo com a deposição de material particulado no meio poroso, promovendo a redução da permeabilidade e número de Darcy de para a configuração porosa resultante do leito de partículas sobre o substrato poroso. O aumento da vazão mássica de partículas injetadas eleva a pressão máxima observada no canal para um certo instante. O tempo para que uma determinada queda de pressão seja atingida é reduzido de acordo com maiores concentrações de sólidos utilizadas.

Uma correlação para a pressão adimensional foi proposta, válida para o tempo investigado no presente trabalho. Com esta correlação é possível obter a queda de pressão através do canal através das variáveis de entrada do problema, sendo estas o número de obstáculos por fileira no meio poroso, a concentração de partículas injetadas e o diâmetro das partículas injetadas. Através da queda de pressão no canal é possível obter a permeabilidade do meio e o número de Darcy correspondentes.

Como sugestões para trabalhos futuros, existe o interesse em realizar simulações numéricas para a comparação com resultados experimentais obtidos em um aparato experimental do laboratório do Centro de Pesquisas em Fluidos Não Newtonianos (CERNN) da Universidade Tecnológica Federal do Paraná (UTFPR). Com este aparato será possível realizar observações experimentais e comparar resultados obtidos através da metodologia utilizada neste trabalho.

A variação de parâmetros para uma faixa mais ampla do que a realizada neste estudo pode ser feita. Maiores diâmetros de partículas podem ser investigados, a fim de obter diferentes faixas de permeabilidades e observar a forma dos leitos de partículas que se depositam sobre o meio poroso. A injeção pode ser considerada para diferentes concentrações, com o intuito de observar seu efeito sobre os mesmo parâmetros de monitoramento.

As configurações de meio poroso podem também ter seu caráter avaliado, podendo ser testados meios porosos com diferentes porosidades e permeabilidades. Com relação ao fluido, podem ainda ser analisadas diferentes velocidades de escoamento para o problema, bem como as propriedades do fluido podem ser consideradas para um fluido não-newtoniano, a fim de representar de forma mais real as propriedades de um fluido de perfuração.

Referências

- ABRAMS, A. Mud design to minimize rock impairment due to particle invasion. *Journal of petroleum technology*, Society of Petroleum Engineers, v. 29, n. 05, p. 586–592, 1977.
- ALAZMI, B.; VAFAI, K. Analysis of fluid flow and heat transfer interfacial conditions between a porous medium and a fluid layer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier, v. 44, n. 9, p. 1735–1749, 2001.
- APTE, S.; MAHESH, K.; LUNDGREN, T. Accounting for finite-size effects in simulations of disperse particle-laden flows. *International Journal of Multiphase Flow*, Elsevier, v. 34, n. 3, p. 260–271, 2008.
- BA GERI, B. S.; AL-MUTAIRI, S. H.; MAHMOUD, M. A. Different techniques for characterizing the filter cake. In: SOCIETY OF PETROLEUM ENGINEERS. *SPE Unconventional Gas Conference and Exhibition*. [S.l.], 2013.
- BAILEY, L.; MEETEN, G.; WAY, P.; L'ALLORET, F. *et al.* Filtercake integrity and reservoir damage. In: SOCIETY OF PETROLEUM ENGINEERS. *SPE Formation Damage Control Conference*. [S.l.], 1998.
- BAKER, M. J. *CFD simulation of flow through packed beds using the finite volume technique*. Tese (Doutorado) — University of Exeter, 2011.
- BARBOSA, M. V. *Análise paramétrica de escoamento particulado aplicado ao preenchimento de fraturas*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Tecnológica Federal do Paraná, 2015.
- BARBOSA, M. V.; DE LAI, F. C.; JUNQUEIRA, S. L. M. Simulação numérica de escoamento particulado aplicado ao preenchimento de canal fraturado. *Blucher Chemical Engineering Proceedings*, v. 2, n. 1, p. 726–734, 2015.
- BAVEYE, P.; SPOSITO, G. The operational significance of the continuum hypothesis in the theory of water movement through soils and aquifers. *Water Resources Research*, Wiley Online Library, v. 20, n. 5, p. 521–530, 1984.
- BEAR, J.; BRAESTER, C. On the flow of two immiscible fluids in fractured porous media. In: *Proc. First Int. Symp. on Fundamentals of Trans. Phen. in Porous Media*. [S.l.: s.n.], 1972. p. 177–202.
- BEAVERS, G. S.; JOSEPH, D. D. Boundary conditions at a naturally permeable wall. *Journal of fluid mechanics*, Cambridge Univ Press, v. 30, n. 01, p. 197–207, 1967.
- BEJAN, A. *Convection Heat Transfer*. 3. ed. Estados Unidos da América: John Wiley & Sons, 2004.
- BENNION, D.; THOMAS, F.; BIETZ, R. *et al.* Mechanisms of formation damage and permeability impairment associated with the drilling, completion and production of low api gravity oil reservoirs. In: SOCIETY OF PETROLEUM ENGINEERS. *SPE International Heavy Oil Symposium*. [S.l.], 1995.

- BETCHEN, L.; STRAATMAN, A. G.; THOMPSON, B. E. A nonequilibrium finite-volume model for conjugate fluid/porous/solid domains. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, Taylor & Francis, v. 49, n. 6, p. 543–565, 2006.
- BRINKMAN, H. A calculation of the viscosity and the sedimentation constant for solutions of large chain molecules taking into account the hampered flow of the solvent through these molecules. *Physica*, North-Holland, v. 13, n. 8, p. 447–448, 1947.
- BROWN, G.; HSIEH, H.; LUCERO, D. A. Evaluation of laboratory dolomite core sample size using representative elementary volume concepts. *Water Resources Research*, Wiley Online Library, v. 36, n. 5, p. 1199–1207, 2000.
- CALABREZ, N. *Filtração e Invasão de Fluidos de Perfuração: Estudo Comparativo, Caracterização da Torta e Modelagem*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal Rural do Rio de Janeiro, 2013.
- CERASI, P.; LADVA, H.; BRADBURY, A.; SOGA, K. *et al.* Measurement of the mechanical properties of filtercakes. In: SOCIETY OF PETROLEUM ENGINEERS. *SPE European Formation Damage Conference*. [S.I.], 2001.
- CHANDESRIS, M.; JAMET, D. Boundary conditions at a planar fluid–porous interface for a poiseuille flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier, v. 49, n. 13, p. 2137–2150, 2006.
- CHEN, S.; LIU, F.; BURRAGE, K. Numerical simulation of a new two-dimensional variable-order fractional percolation equation in non-homogeneous porous media. *Computers & Mathematics with Applications*, Elsevier, v. 68, n. 12, p. 2133–2141, 2014.
- CHENEVERT, M.; DEWAN, J. *et al.* A model for filtration of water-base mud during drilling: determination of mudcake parameters. *Petrophysics*, Society of Petrophysicists and Well-Log Analysts, v. 42, n. 03, 2001.
- CHORIN, A. J. Numerical solution of the navier-stokes equations. *Mathematics of computation*, v. 22, n. 104, p. 745–762, 1968.
- CIVAN, F. Reservoir formation damage-fundamentals, modeling, assessment, and migration, gulf pub. Co., Houston, TX, 742p, 2000.
- CIVAN, F. *Reservoir formation damage*. [S.I.]: Gulf Professional Publishing, 2007.
- CORDAZZO, J. *Simulação de reservatórios de petróleo utilizando o método EbFVM e multi-grid algébrico*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal De Santa Catarina, Florianópolis, 2006.
- CROWE, C. T. *Multiphase flow handbook*. [S.I.]: CRC Press, 2005.
- CROWE, C. T.; SOMMERFIELD, M.; TSUJI, Y. *Multiphase Flows with Droplets and Particles*. [S.I.]: CRC Press, 1998.
- CUNDALL, P. A.; STRACK, O. D. A discrete numerical model for granular assemblies. *Geotechnique*, v. 29, n. 1, p. 47–65, 1979.
- DAHL, P. *A solid friction model*. [S.I.], 1968.

- DARCY, H. *Les fontaines publiques de la ville de Dijon*. [S.l.: s.n.], 1856.
- DARLEY, H. C.; GRAY, G. R. *Composition and properties of drilling and completion fluids*. [S.l.]: Gulf Professional Publishing, 1988.
- DARTEVELLE, S. *Numerical and granulometric approaches to geophysical granular flows*. Tese (Doutorado) — Michigan Technological University, 2003.
- DE LAI, F. C. *Simulação Numérica Do Escoamento Particulado Para O Preenchimento De Canal Fraturado*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Tecnológica Federal do Paraná, 2013.
- DE LAI, F. C.; FRANCO, A. T.; JUNQUEIRA, S. L. M. Numerical simulation of liquid-solid flow in a channel with transversal fracture. *Proceedings of ENCIT 2014*, v. 1, 2014.
- DE LAI, F. C.; JUNQUEIRA, S. L.; FRANCO, A. T.; LAGE, J. L.; MARTINS, A. L.; WALDMANN, A. T. Transferência de calor em cavidade com meio poroso bi-disperso: Abordagem microscópica para fraturas discretas. *Proceeding of Encontro Nacional de Hidráulica de Poços de Petróleo e Gás*, 2011.
- DE LEMOS, M. J. S. *Turbulence in porous media: Modeling and applications*. [S.l.]: Elsevier, 2006.
- DEEN, N.; ANNALAND, M. V. S.; HOEF, M. Van der; KUIPERS, J. Review of discrete particle modeling of fluidized beds. *Chemical Engineering Science*, Elsevier, v. 62, n. 1, p. 28–44, 2007.
- DICK, M.; HEINZ, T.; SVOBODA, C.; ASTON, M. *et al.* Optimizing the selection of bridging particles for reservoir drilling fluids. In: SOCIETY OF PETROLEUM ENGINEERS. *SPE International Symposium on Formation Damage Control*. [S.l.], 2000.
- DIETRICH, P.; HELMIG, R.; SAUTER, M.; HÖTZL, H.; KÖNGETER, J.; TEUTSCH, G. *Flow and transport in fractured porous media*. [S.l.]: Springer, 2005.
- DONG, K.; ZOU, R.; YANG, R.; YU, A.; ROACH, G. Dem simulation of cake formation in sedimentation and filtration. *Minerals Engineering*, Elsevier, v. 22, n. 11, p. 921–930, 2009.
- ECONOMIDES, M. J.; WATTERS, L. T.; DUNN-NORMAN, S.; MURALI, B. N. *Petroleum Well Construction*. [S.l.]: Wiley, John & Sons, Incorporated, 1998.
- EDEM. Edem fluent coupling mode guide. *DEM Solutions*, 2009.
- EHRHARDT, M. An introduction to fluid-porous interface coupling. 2010.
- ELKATATNY, S.; MAHMOUD, M. A.; NASR-EL-DIN, H. A. Characterization of filter cake generated by water-based drilling fluids using ct scan. *SPE Drilling & Completion*, Society of Petroleum Engineers, v. 27, n. 02, p. 282–293, 2012.
- ERGUN, S. Fluid flow through packed columns. *Chem. Eng. Prog.*, v. 48, p. 89–94, 1952.
- FALCONE, G.; HEWITT, G. F.; ALIMONTI, C. *Multiphase flow metering*. [S.l.]: Elsevier, 2009.
- FISHER, K.; WAKEMAN, R.; CHIU, T.; MEURIC, O. Numerical modelling of cake formation and fluid loss from non-newtonian muds during drilling using eccentric/concentric drill strings with/without rotation. *Chemical Engineering Research and Design*, Elsevier, v. 78, n. 5, p. 707–714, 2000.

- FLUENT, A. 14.5, theory guide; ansys. *Inc.*, *Canonsburg, PA*, 2012.
- FORCHHEIMER, P. Wasserbewegung durch boden. *Z. Ver. Deutsch. Ing.*, v. 45, n. 1782, p. 1788, 1901.
- FRIES, L.; ANTONYUK, S.; HEINRICH, S.; PALZER, S. Dem–cfd modeling of a fluidized bed spray granulator. *Chemical Engineering Science*, Elsevier, v. 66, n. 11, p. 2340–2355, 2011.
- GAO, C. Factors affecting particle retention in porous media. *Emirates journal of engineering research*, v. 12, n. 3, 2007.
- GAO, D.; SUN, J. *Using DEM in Particulate Flow Simulations*. [S.I.]: INTECH Open Access Publisher, 2011.
- GARG, R.; GALVIN, J.; LI, T.; PANNALA, S. Open-source mfix-dem software for gas–solids flows: Part i—verification studies. *Powder Technology*, Elsevier, v. 220, p. 122–137, 2012.
- GOHARZADEH, A.; KHALILI, A.; JØRGENSEN, B. B. Transition layer thickness at a fluid-porous interface. *Physics of Fluids (1994-present)*, AIP Publishing, v. 17, n. 5, p. 057102, 2005.
- GONDRET, P.; LANCE, M.; PETIT, L. Bouncing motion of spherical particles in fluids. *Physics of Fluids (1994-present)*, AIP Publishing, v. 14, n. 2, p. 643–652, 2002.
- HERRMANN, H. J.; JR, J. S. A.; ARAÚJO, A. D.; ALMEIDA, M. P. Transport of particles in fluids. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, Elsevier, v. 372, n. 2, p. 374–386, 2006.
- HOOMANS, B. P. B. *Granular dynamics of gas-solid two-phase flows*. [S.I.]: Universiteit Twente, 2000.
- HUBBERT, M. K. *et al. Darcy's law and the field equations of the flow of underground fluids*. [S.I.]: Shell Development Company, Exploration and Production Research Division, 1956.
- JAMES, D. F.; DAVIS, A. M. Flow at the interface of a model fibrous porous medium. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge Univ Press, v. 426, p. 47–72, 2001.
- JANG, J.; CHEN, J. Forced convection in a parallel plate channel partially filled with a high porosity medium. *International communications in heat and mass transfer*, Elsevier, v. 19, n. 2, p. 263–273, 1992.
- JIAO, D.; SHARMA, M. M. Formation damage due to static and dynamic filtration of water-based muds. In: SOCIETY OF PETROLEUM ENGINEERS. *SPE Formation Damage Control Symposium*. [S.I.], 1992.
- JIAO, D.; SHARMA, M. M. Investigation of dynamic mud cake formation: the concept of minimum overbalance pressure. In: SOCIETY OF PETROLEUM ENGINEERS. *SPE Annual Technical Conference and Exhibition*. [S.I.], 1993.
- JIAO, D.; SHARMA, M. M. Dynamic filtration of invert-emulsion muds. *SPE drilling & completion*, Society of Petroleum Engineers, v. 8, n. 03, p. 165–169, 1993.

- KAUFMANN, A.; MOREAU, M.; SIMONIN, O.; HELIE, J. Comparison between lagrangian and mesoscopic eulerian modelling approaches for inertial particles suspended in decaying isotropic turbulence. *Journal of Computational Physics*, Elsevier, v. 227, n. 13, p. 6448–6472, 2008.
- KAVIANY, M. *Principles of heat Transfer in porous media*. [S.l.]: Springer, 1995.
- KUZNETSOV, A. V.; NIELD, D. Local thermal non-equilibrium effects on the onset of convection in an internally heated layered porous medium with vertical throughflow. *International Journal of Thermal Sciences*, Elsevier, v. 92, p. 97–105, 2015.
- LAGE, J. The fundamental theory of flow through permeable media from darcy to turbulence. *Transport phenomena in porous media*, v. 1, 1998.
- LAGE, J.; DE LEMOS, M.; NIELD, D. Modeling turbulence in. *Transport phenomena in porous media II*, Elsevier, p. 198, 2002.
- LAI, F. C. D.; BARBOSA, M. V.; FRANCO, A. T.; JUNQUEIRA, S. L. Eulerian-lagrangian approach applied to particulate flow using dense discrete phase model. *Multiphase Flow Journeys – JEM*, 2015.
- LI, A.; AHMADI, G. Dispersion and deposition of spherical particles from point sources in a turbulent channel flow. *Aerosol science and technology*, Taylor & Francis, v. 16, n. 4, p. 209–226, 1992.
- LOTH, E. *Particles, drops and bubbles: fluid dynamics and numerical methods*. [S.l.]: University of Illinois at Urbana-Champaign & University of Virginia. Book Draft for Cambridge University Press., 2010.
- MARTINS, A. A. A. *Fenómenos de transporte em meios porosos*. Tese (Doutorado) — Tese de Doutorado. FEUP, Porto, 2006.
- MARTINS, A. L. Modelagem e simulação do escoamento axial anular de mistura sólido-fluido não-newtoniano em dutos horizontais e inclinados. Biblioteca Digital da Unicamp, 1990.
- MARTINS, A. L. *Quantificação Das Forças Resistivas No Escoamento De Soluções Poliméricas Em Meios Porosos E Seu Impacto Na Engenharia De Poços De Petróleo*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal do Rio de Janeiro, 2004.
- MASSARANI, G. *Fluidodinâmica em sistemas particulados*. 2. ed. [S.l.]: Editora E-papers, 2002.
- MAZZEI, L. *Eulerian modelling and computational fluid dynamics simulation of mono and polydisperse fluidized suspension*. Tese (Doutorado) — UCL (University College London), 2008.
- MERRIKH, A. A.; LAGE, J. L. Natural convection in an enclosure with disconnected and conducting solid blocks. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 48, p. 1361–1372, 2005.
- MORAD, M. R.; KHALILI, A. Transition layer thickness in a fluid-porous medium of multi-sized spherical beads. *Experiments in Fluids*, Springer, v. 46, n. 2, p. 323–330, 2009.

- MORDANT, N.; PINTON, J.-F. Velocity measurement of a settling sphere. *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems*, Springer, v. 18, n. 2, p. 343–352, 2000.
- NAIR, K. A.; SAMEEN, A. Experimental study of slip flow at the fluid-porous interface in a boundary layer flow. *Procedia IUTAM*, Elsevier, v. 15, p. 293–299, 2015.
- NARASIMHAN, A.; REDDY, B. Laminar forced convection in a heat generating bi-disperse porous medium channel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier, v. 54, n. 1, p. 636–644, 2011.
- NIELD, D. A.; BEJAN, A. *Convection in Porous Media*. 3. ed. Nova York: Springer Science + Business Media, Inc., 2006.
- PATANKAR, S. V. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Nova York: Taylor & Francis, 1980. (series in computational methods in mechanics and thermal sciences).
- PATANKAR, S. V.; SPALDING, D. B. A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows. *International journal of heat and mass transfer*, Elsevier, v. 15, n. 10, p. 1787–1806, 1972.
- PEDRAS, M. H.; DE LEMOS, M. J. Thermal dispersion in porous media as a function of the solid–fluid conductivity ratio. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier, v. 51, n. 21, p. 5359–5367, 2008.
- PEKER, S. M.; HELVACI, S. S. *Solid-Liquid Two Phase Flow*. [S.l.]: Elsevier Science & Technology, 2008.
- POPOFF, B.; BRAUN, M. A lagrangian approach to dense particulate flows. In: *International Conference on Multiphase Flow, Leipzig, Germany*. [S.l.: s.n.], 2007.
- POULIKAKOS, D.; KAZMIERCZAK, M. Forced convection in a duct partially filled with a porous material. *Journal of Heat Transfer*, American Society of Mechanical Engineers, v. 109, n. 3, p. 653–662, 1987.
- Queiroz Neto, J. C. de. *Redução na Pressão de Rompimento da Torta de Filtração Através de Melhorias na composição do Fluido de Perfuração à Base de Polímeros*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal do Rio de Janeiro, 2006.
- RAMÉZANI, H.; AKKAL, R.; COHAUT, N.; KHODJA, M.; AHMED-ZAID, T.; BERGAYA, F. On the filtrate drilling fluid formation and near well-bore damage along the petroleum well. *Journal of Petroleum Science and Engineering*, Elsevier, v. 135, p. 299–313, 2015.
- RAO, K. K.; NOTT, P. R.; SUNDARESAN, S. *An introduction to granular flow*. [S.l.]: Cambridge university press New York, 2008.
- RHIE, C.; CHOW, W. A numerical study of the turbulent flow past an isolated airfoil with trailing edge separation; 3rd joint thermophysics, fluids, plasma and heat transfer conference, st. Louis, Missouri, 1982.
- RIPPERGER, S.; GÖSELE, W.; ALT, C.; LOEWE, T. Filtration, 1. fundamentals. *Ullmann's Encyclopedia of Industrial Chemistry*, Wiley Online Library, 2012.

- ROBINSON, L. *Shale Shakers And Drilling Fluid Systems*. [S.l.]: Gulf Professional Publishing, 1999.
- SAFFMAN, P. The lift on a small sphere in a slow shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, Cambridge Univ Press, v. 22, n. 02, p. 385–400, 1965.
- SAITO, M. B.; DE LEMOS, M. J. A correlation for interfacial heat transfer coefficient for turbulent flow over an array of square rods. *Journal of Heat Transfer*, American Society of Mechanical Engineers, v. 128, n. 5, p. 444–452, 2006.
- SALLES, J.; THOVERT, J.; ADLER, P. Deposition in porous media and clogging. *Chemical Engineering Science*, Elsevier, v. 48, n. 16, p. 2839–2858, 1993.
- SILVA, R. G. *Estudo numérico de movimentação de partículas em escoamentos*. Dissertação (Mestrado) — Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, 2006.
- SIMPSON, J. P. *et al.* Drilling fluid filtration under stimulated downhole conditions. In: SOCIETY OF PETROLEUM ENGINEERS. *SPE Symposium on Formation Damage Control*. [S.l.], 1974.
- SOUZA, J. Z.; RIBEIRO, D. C.; FONTES, C. E.; MARTINS, A. L.; WALDMANN, A. T. Análise do escoamento de fluidos particulados durante a perfuração de reservatórios de petróleo. In: *III Encontro Nacional de Hidráulica de poços*. [S.l.: s.n.], 2009.
- TENG, H.; ZHAO, T. An extension of darcy's law to non-stokes flow in porous media. *Chemical engineering science*, Elsevier, v. 55, n. 14, p. 2727–2735, 2000.
- TSUJI, Y. Multi-scale modeling of dense phase gas–particle flow. *Chemical Engineering Science*, Elsevier, v. 62, n. 13, p. 3410–3418, 2007.
- TSUJI, Y.; KAWAGUCHI, T.; TANAKA, T. Discrete particle simulation of two-dimensional fluidized bed. *Powder technology*, Elsevier, v. 77, n. 1, p. 79–87, 1993.
- VAFAI, K. *Handbook of Porous Media*. [S.l.]: Marcel Dekker, New York, 2000.
- VASQUEZ, S.; IVANOV, V. A phase coupled method for solving multiphase problems on unstructured meshes. In: *Proceedings of ASME FEDSM'00: ASME 2000 fluids engineering division summer meeting, Boston*. [S.l.: s.n.], 2000.
- VAUSSARD, A.; MARTIN, M.; KONIRSCH, O.; PATRONI, J.-M. *et al.* An experimental study of drilling fluids dynamic filtration. In: SOCIETY OF PETROLEUM ENGINEERS. *SPE Annual Technical Conference and Exhibition*. [S.l.], 1986.
- VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. *An Introduction To Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method*. 2. ed. [S.l.]: Prentice Hall, 1995.
- WALDMANN, A. T. A. *Mecanismos que governam a efetividade de agentes obturantes no controle da invasão de fluidos de perfuração na rocha reservatório de petróleo*. Dissertação (Mestrado) — DEM–PUC-RIO, RJ, Brasil, 2005.
- ZAMANI, A.; MAINI, B. Flow of dispersed particles through porous media—deep bed filtration. *Journal of Petroleum Science and Engineering*, Elsevier, v. 69, n. 1, p. 71–88, 2009.

ZARGHAMI, A.; BISCARINI, C.; SUCCI, S.; UBERTINI, S. Hydrodynamics in porous media: A finite volume lattice boltzmann study. *Journal of Scientific Computing*, Springer, v. 59, n. 1, p. 80–103, 2014.

ZHAO, C. Y. Review on thermal transport in high porosity cellular metal foams with open cells. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2012.

ZHAO, Y.; TANG, G. Monte carlo study on extinction coefficient of silicon carbide porous media used for solar receiver. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Elsevier, v. 92, p. 1061–1065, 2016.

ZHU, H.; ZHOU, Z.; YANG, R.; YU, A. Discrete particle simulation of particulate systems: theoretical developments. *Chemical Engineering Science*, Elsevier, v. 62, n. 13, p. 3378–3396, 2007.

APÊNDICE A – Solução numérica do modelo DDPM-DEM

O método dos volumes finitos, proposto por Patankar (1980), é utilizado em grande parte das análises numéricas envolvendo problemas de mecânica dos fluidos e transferência de calor, devido ao seu caráter conservativo. Seguindo a tendência dos demais programas computacionais, o programa Ansys Fluent[®] também utiliza esse método, que consiste na divisão do domínio do problema em um número finito de volumes de controle em que se realiza o balanço de fluxo de uma determinada variável.

Para o presente trabalho, a solução do conjunto de equações do problema é feita através do algoritmo de acoplamento pressão-velocidade PC-SIMPLE (VASQUEZ; IVANOV, 2000). Sendo o escoamento considerado incompressível neste trabalho, a solução das equações se baseia no método de correção da pressão de forma segregada (encontrado no Ansys Fluent[®] como *Pressure-Based Solver*), proposto por Chorin (1968).

O algoritmo de solução segregado calcula as equações de conservação através de um processo iterativo de forma sequencial e individual para cada variável ($u_{\beta,x}$, $u_{\beta,y}$, p_{β} e ϵ_{β}). A rotina numérica realizada para cada iteração i pode ser resumida em sete passos:

- I. Atualização das propriedades do fluido (considera-se ρ_{β} e μ_{β} constantes);
- II. Solução da equação da quantidade de movimento ($u_{\beta,x}^{*i}$ e $u_{\beta,y}^{*i}$), utilizando os valores de pressão (p_{β}^{i-1}) e fluxo de massa (J_F^{i-1}) da iteração anterior;
- III. Solução da equação de correção de pressão ($p_{\beta}'^i$), utilizando os valores de velocidades ($u_{\beta,x}^{*i}$ e $u_{\beta,y}^{*i}$) e fluxo de massa (J_F^{*i}) obtidos no passo II;
- IV. Correção dos fluxos de massa (J_F^i), campo de velocidades ($u_{\beta,x}^{*i}$ e $u_{\beta,y}^{*i}$) e pressão ($p_{\beta}'^i$), utilizando a correção da pressão obtida no passo III;
- V. Solução das equações para as propriedades escalares adicionais ao equacionamento (ausentes para o presente trabalho);
- VI. Atualização dos termos fontes da fase contínua devido a interação com outras fases (\mathbf{u}_p , $\kappa_{p\beta}$, \mathbf{F}_{mv} , \mathbf{F}_s , \dot{m}_p , ϵ_{β} e ϵ_p), implicando na solução da fase discreta, utilizando os valores obtidos no passo IV;
- VII. Verificação de convergência e resíduos, repetindo o processo até que um critério de convergência seja atingido.

O fluxo de massa J_F corresponde ao produto entre a velocidade do fluido e sua massa específica. Tal fluxo é calculado em uma face F do volume de controle com área A_F .

No passo II, as equações de conservação, na forma geral para o transporte de uma variável, são convertidas em equações algébricas. O método dos volumes finitos consiste na integração da equação de transporte de uma variável φ em um volume pré-determinado. De forma geral, as equações de conservação podem ser escritas como:

$$\frac{\partial \rho \varphi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}_\beta \varphi) = \nabla \cdot (\Gamma_\varphi \nabla \varphi) + S_\varphi \quad (\text{A.1})$$

Esta equação mostra o equacionamento para o transporte de uma variável φ . O coeficiente de difusão Γ_φ e o termo fonte S_φ são associados a variável transportada. A integração sobre um volume de controle da Equação (A.1) fornece:

$$\int_V \frac{\partial \rho \varphi}{\partial t} dV + \int_V \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}_\beta \varphi) dV = \int_V \nabla \cdot (\Gamma_\varphi \nabla \varphi) dV + \int_V S_\varphi dV \quad (\text{A.2})$$

As integrais dos termos convectivos e difusivos podem ser reescritas em função de integrais de superfície, representadas por uma área superficial \mathbf{A} , através do Teorema de Gauss, como expresso na Equação (A.3).

$$\int_V \frac{\partial \rho \varphi}{\partial t} dV + \int_S \rho \mathbf{u}_\beta \varphi d\mathbf{A} = \int_S \Gamma_\varphi \nabla \varphi d\mathbf{A} + \int_V S_\varphi dV \quad (\text{A.3})$$

A discretização temporal será realizada através do método implícito com precisão de primeira ordem, devido à sua capacidade de ser incondicionalmente estável em relação ao passo de tempo. Além disso, existem restrições do programa Ansys Fluent[®] a outro sistema de discretização temporal. A Equação (A.4) mostra a discretização no tempo da variável φ .

$$\varphi^{n+1} = \varphi^n + \Delta t F(\varphi_{viz}^{n+1}) \quad (\text{A.4})$$

sendo que $n + 1$ representa o instante de tempo atual e n , o instante de tempo anterior. $F(\varphi_{viz}^{n+1})$ é a função que incorpora as discretizações espaciais dos outros termos presentes na Equação (A.3) com relação aos volumes vizinhos de φ .

Sendo o fenômeno de transporte de partícula um problema de associado de difusão-convecção, o uso do método *upwind* de primeira ordem é indicado para a discretização espacial da variável φ (VERSTEEG; MALALASEKERA, 1995).

A discretização dos gradientes presentes na Equação (A.3) é necessária para determinar os termos de difusão, as derivadas das velocidades, bem como os valores de grandezas escalares nas faces dos volumes de controle. O método dos mínimos quadrados baseados no centro do volume de controle é utilizado em conjunto com o método de ortogonalização de Gram-Schmidt para decompor a matriz geométrica (função dos centroides dos volumes de controle) em cada volume de controle (FLUENT, 2012).

Aplicando a discretização para a equação da conservação da quantidade de movimento, pode-se obter o valor da velocidade do fluido através da expressão na forma linearizada:

$$a_P u_i = \sum_{viz} a_{viz} u_{viz} + \sum_{faces} p_F |\mathbf{A}| \cdot e_F + S \quad (\text{A.5})$$

sendo os coeficientes de linearização dados por a_P e a_{viz} para o ponto de cálculo e seus vizinhos, respectivamente. O produto $|\mathbf{A}| \cdot e_F$ representa a área do volume de controle na direção F em que atua a pressão p_F e S o termo fonte das demais forças que atuam sobre o volume de controle.

Para a solução da equação da pressão no passo III, deve-se obter a discretização para a equação da conservação da massa, que resulta na seguinte expressão:

$$\sum_{faces} J_F A_F = 0 \quad (\text{A.6})$$

A equação da pressão, ou correção da pressão, é obtida através da combinação das equações (A.5) e (A.6), de modo que o campo de velocidades, corrigido pela pressão, atenda à equação da continuidade. Para tanto, é necessário interpolar os valores da velocidade para os centros dos volumes de controle. O programa Ansys Fluent[®] faz a interpolação através da média ponderada da quantidade de movimento baseada no coeficiente a_P da Equação (A.5), assim como proposto por Rhie e Chow (1982). Utilizando-se o procedimento indicado, obtém-se a equação para o fluxo de massa em função das pressões no centro do volume de controle em ambos os lados da face.

$$J_F = \hat{J}_F + \xi(p_{c0} - p_{c1}) \quad (\text{A.7})$$

O parâmetro \hat{J}_F na equação Equação (A.7) representa a influência das velocidades e ξ é uma função média dos coeficientes de quantidade de movimento. As equações (A.8) e (A.9) definem ambos os parâmetros, respectivamente.

$$\hat{J}_F = \rho \frac{a_{P,c0} u_{n,c0} + a_{P,c1} u_{n,c1}}{a_{p,c0} - a_{p,c1}} \quad (\text{A.8})$$

$$\xi = \xi_{a_p} \left[1 + \frac{(\Delta p|_{c0} x_0) - (\Delta p|_{c1} x_1)}{p_{c0} - p_{c1}} \right] \quad (\text{A.9})$$

Nestas equações $u_{n,c0}$ e $u_{n,c1}$ representam a velocidade normal em ambos os lados da face F, localizadas no centro do volume de controle, que possui coordenadas x_0 e x_1 .

Dessa forma, algoritmo de solução PC-SIMPLE utiliza a Equação (A.7) para determinar a equação de correção da pressão, expressa por:

$$a_P p' = \sum_{viz} a_{viz} p'_{viz} + \sum_{faces} J_F^* A_F \quad (\text{A.10})$$

Sendo que o fluxo de massa J_F^* pode ser entendido como uma estimativa e, por isso, não satisfaz a equação da conservação da massa. Desta maneira, ele deve ser corrigido através da Equação (A.11) com J_F' dado pela Equação (A.12).

$$J_F = J_F^* + J_F' \quad (\text{A.11})$$

$$J_F' = \xi(p'_{c0} - p'_{c1}) \quad (\text{A.12})$$

A solução da fase discreta se faz necessária para o passo IV, sendo a discretização para esta fase já abordada anteriormente, dada pelas equações (5.6) e (5.7). Os passos para a solução acoplada das fases contínua e discreta são descritos a seguir:

- A. Solução da fase contínua para se obter o campo de velocidades do escoamento (antes de introduzir a fase discreta das partículas);
- B. Introdução da fase discreta através do cálculo das trajetórias das partículas para cada processo de injeção do domínio lagrangiano;;
- C. Atualização do campo de velocidades da fase contínua devido a inserção do termos de acoplamento provenientes do passo B;
- D. Atualização das trajetórias da fase discreta devido à mudança do campo de velocidades da fase contínua do passo C;
- E. Repetição dos passos C e D até que a solução atinja o critério de convergência estabelecido.

Efetuosos os cálculos, armazena-se a solução da fase discreta no referencial lagrangiano do domínio, sendo a influência das propriedades da partículas aplicadas sobre os volumes de controle da malha computacional. Para tanto, o modelo DDPM utiliza um método de distribuição dos valores, das variáveis DPM calculadas, com base nos nós dos volumes de controle da fase contínua, utilizando uma técnica chamada de *Node Based Averaging* (média baseada nos nós), descrita no Apêndice B.

APÊNDICE B – Distribuição com base na média dos nós

De acordo com o exposto anteriormente, o resultado dos cálculos das variáveis DPM das partículas são armazenadas nos nós do volume de controle através da técnica da baseada na média dos nós. Esta distribuição reduz a dependência da malha, aumentando a estabilidade numérica nas simulações que utilizam o acoplamento DDPM-DEM, devido a suavização do efeito das partículas sobre a solução do escoamento da fase contínua (FLUENT, 2012).

Considerando a variável φ , pode-se obter uma média $\bar{\varphi}_{no}$, tomada a partir dos nós dos volumes de controle da malha, através da Equação (B.1):

$$\bar{\varphi}_{no} = \sum_i^{parcelas} Q_{p,i} w_i(x_p^i - x_{no}) \varphi_p \quad (B.1)$$

O parâmetro $\bar{\varphi}_{no}$ pode ser entendido como o acúmulo da variável φ no nó da malha, referente a todas as parcelas i . Dentro do modelo DPM e DDPM, uma parcela pode representar várias partículas, sendo $Q_{p,i}$ o número de partículas em uma parcela. Recomenda-se, para o modelo DEM, uma relação unitária de parcela-partícula, de tal forma que uma parcela represente uma partícula, evitando erros relacionados aos cálculos de colisão. Ainda na Equação (B.1), w_i representa uma função de distribuição referente à posição das parcelas x_p^i e dos nós da malha x_{no} .

Diferentes funções de distribuição w_i podem ser usadas com a ativação da técnica da média dos nós, possuindo a habilidade de distribuir os efeitos da quantidade de movimento da partícula sobre os volumes de controle vizinhos aos que ela se encontra. O presente trabalho utiliza uma função gaussiana, que vem se mostrando eficiente conforme pode ser verificado nos trabalhos de Kaufmann *et al.* (2008) e Apte, Mahesh e Lundgren (2008). A definição de w_i através de uma distribuição de Gauss é dada pela Equação (B.2).

$$w_i(x_p^i - x_{no}) = \left(\frac{a}{\pi}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{a|x_p^i - x_{no}|^2}{\Delta x_v^2}\right) \quad (B.2)$$

Na Equação (B.2), a é o fator de distribuição gaussiano (i.e., como a distribuição se dará em torno do volume central) e Δx_v é o comprimento característico do volume de controle que contém a parcela.

APÊNDICE C – Parâmetros de simulação numérica do modelo DDPM-DEM

Neste apêndice são apresentados os parâmetros numéricos utilizados para a simulação do modelo DDPM-DEM. A nomenclatura destes parâmetros é apresentada de acordo com a encontrada no programa Ansys Fluent® (FLUENT, 2012). Na Tabela C.1 são apresentados os parâmetros de solução numérica para o modelo DDPM, bem como os parâmetros físicos considerados para o modelo DEM e os parâmetros numéricos utilizados pelo método de cálculo de distribuição para os nós da malha computacional. Os parâmetros de solução do processo iterativo do algoritmo do programa também são mostrados nesta tabela.

Tabela C.1 – Parâmetros da solução numérica do modelo DDPM-DEM

<i>Interaction</i>	<i>Interaction with continuous phase</i>	Ativado
	<i>Update DPM Sources Every Flow Iteration</i>	Desativado
	<i>Number of continuous phase iteration per DPM iteration</i>	100
<i>Particle Treatment</i>	<i>Unsteady particle tracking</i>	Ativado
	<i>Track with Fluid Flow Time Step</i>	Desativado
	<i>Inject particles at</i>	<i>Fluid Time Step</i>
	<i>Particle Time Step Size (s)</i>	1,00E-6
<i>Tracking</i>	<i>Max. number of steps</i>	50
	<i>Step Length factor</i>	5
<i>Physical models</i>	<i>Virtual Mass Factor</i>	0,5
	<i>Edge Scale Factor</i>	1,5
	<i>Maximum Particle Velocity (m/s)</i>	100
<i>Numerics</i>	<i>Enable Node Based Averaging</i>	Ativado
	<i>Average DPM Source Terms</i>	Ativado
	<i>Average in Each Integration Step</i>	Desativado
	<i>Average DDPM Variables</i>	Ativado
	<i>Averaging Kernel</i>	<i>Gaussian</i>
	<i>Gaussian Factor</i>	1
<i>Spatial discretization</i>	<i>Gradient</i>	<i>Least Squares</i>
	<i>Momentum</i>	<i>First Order Upwind</i>
	<i>Volume fraction</i>	<i>First Order Upwind</i>
<i>Under-Relaxation Factors</i>	<i>Pressure</i>	0,7
	<i>Density</i>	1
	<i>Body forces</i>	1
	<i>Momentum</i>	0,6
	<i>Volume fraction</i>	1
<i>Formulation</i>	<i>Discrete Phase Sources</i>	1
	<i>Transient</i>	<i>First Order Implicit</i>
<i>Coupling</i>	<i>Pressure-velocity coupling</i>	<i>Phase coupled SIMPLE</i>

APÊNDICE D – Ensaios numéricos preliminares de sensibilidade paramétrica

Os ensaios numéricos preliminares realizados são apresentados neste apêndice, através da Tabela D.1. Estes ensaios foram realizados a fim de adequar os parâmetros de simulação que mais influenciam sobre a solução numérica, de forma a permitir a análise dos casos que apresentaram maior coerência com os fenômenos físicos investigados. A partir destas simulações foi feita a análise da variação dos principais parâmetros que exercem influência sobre o problema.

Tabela D.1 – Resumo dos ensaios numéricos preliminares realizados para adequar os parâmetros de simulação.

Caso	d_p [mm]	ρ_p	Δt_p	Δt_f	$\Delta t_{f/p}$	$u_{p,max}$	K	δ %	n_{col}	η
1	0,6	2346	5×10^{-5}	1×10^{-2}	200	0,8	15	25,238	3,786	0,9
2	0,6	2376	1×10^{-5}	1×10^{-2}	1000	0,8	50	13,824	10,368	0,9
3	0,6	2376	1×10^{-5}	1×10^{-2}	1000	0,8	500	4,371	3,279	0,9
4	0,6	2376	5×10^{-6}	1×10^{-2}	2000	0,8	500	4,371	6,557	0,9
5	0,6	2376	2×10^{-6}	1×10^{-2}	5000	0,8	500	4,371	16,393	0,9
6	0,6	2376	5×10^{-6}	1×10^{-2}	2000	0,8	50	13,824	20,735	0,9
7	0,6	1782	1×10^{-5}	1×10^{-2}	1000	0,8	500	3,786	2,839	0,9
8	0,6	2970	1×10^{-5}	1×10^{-2}	1000	0,8	500	4,887	3,666	0,9
9	0,6	1782	1×10^{-5}	1×10^{-2}	1000	0,8	100	8,465	6,349	0,9
10	0,6	1782	1×10^{-5}	1×10^{-2}	1000	0,8	1000	2,677	2,008	0,9
11	0,6	2970	1×10^{-5}	1×10^{-2}	1000	0,8	100	10,928	8,196	0,9
12	0,6	2970	1×10^{-5}	1×10^{-2}	1000	0,8	1000	3,456	2,592	0,9
13	0,8	2376	1×10^{-5}	1×10^{-2}	1000	0,8	500	4,371	3,279	0,9
14	0,8	2376	1×10^{-5}	1×10^{-2}	1000	0,8	1000	3,091	2,318	0,9
15	0,7	2376	1×10^{-5}	1×10^{-2}	1000	0,8	500	4,722	4,131	0,3
16	0,6	2376	1×10^{-5}	1×10^{-2}	1000	0,8	500	4,371	3,279	0,3
17	0,8	2376	1×10^{-5}	1×10^{-2}	1000	0,8	500	5,048	5,048	0,3
18	0,6	2376	1×10^{-5}	1×10^{-2}	1000	4	10000	4,887	0,733	0,3
19	0,7	2376	1×10^{-5}	1×10^{-2}	1000	4	10000	5,279	0,924	0,3
20	0,8	2376	1×10^{-5}	1×10^{-2}	1000	4	10000	5,643	1,129	0,3
21	0,6	2376	1×10^{-5}	1×10^{-2}	1000	4	500	21,857	3,279	0,3
22	0,7	2376	1×10^{-5}	1×10^{-2}	1000	4	500	23,608	4,131	0,3
23	0,8	2376	1×10^{-5}	1×10^{-2}	1000	4	500	25,238	5,048	0,3
24	0,6	2376	5×10^{-6}	1×10^{-2}	2000	4	2000	12,619	5,048	0,3
25	0,6	2376	2×10^{-6}	1×10^{-2}	5000	4	20000	3,456	2,592	0,3
26	0,6	2376	2×10^{-6}	1×10^{-2}	5000	4	20000	3,456	2,592	0,3

APÊNDICE E – Ajuste dos parâmetros do modelo para o problema

Neste apêndice são apresentados os resultados dos testes preliminares para a determinação de alguns parâmetros (denominados neste trabalho como parâmetros secundários), que influenciam no mecanismo de filtração das partículas e que, em primeira análise, não são considerados como parâmetros principais de caracterização para o processo de deposição das partículas sobre o meio poroso. A determinação destes parâmetros secundários é essencial para a análise do efeito da variação dos parâmetros principais de injeção.

E.1 Malha computacional

Para determinar a malha computacional a ser utilizada, são necessárias as análises do escoamento particulado em duas etapas. A primeira envolve o escoamento de apenas fluido, a fim de determinar a malha apropriada para resolver o escoamento do fluido através do canal poroso utilizado. Na segunda etapa são apresentados testes para o escoamento particulado, a fim de encontrar a malha para resolver as interações entre as fases sólida e fluida, bem como as interações de colisão das partículas. A análise simultânea destes resultados propicia a escolha de uma malha em que os fenômenos físicos investigados possam ser modelados de maneira adequada.

Para encontrar a malha adequada a fim de resolver o escoamento sem partículas, as velocidades do fluido no canal são analisadas para as regiões livre e com o meio poroso heterogêneo separadamente. Na região com meio poroso as velocidades máximas do fluido entre os obstáculos são comparadas em relação à malha mais refinada dentre as testadas. A Tabela E.1 mostra os resultados para a velocidade máxima entre os obstáculos para diferentes malhas e $Re = 1$, sendo o tamanho médio dos volumes de controle referente ao tamanho das arestas do volume nos planos de simetria.

Tabela E.1 – Resultados de velocidade máxima do fluido na região entre os obstáculos e queda de pressão através do meio poroso para $Re = 1$.

Tamanho médio dos volumes de controle [mm]	Velocidade máxima entre os obstáculos [m/s]	Erro %	Δp [Pa]	Erro %
0,0625	$3,94 \times 10^{-3}$	-	118,013	-
0,125	$3,71 \times 10^{-3}$	5,838	107,787	8,665
0,25	$2,96 \times 10^{-3}$	24,873	93,527	20,748
0,5	$2,28 \times 10^{-3}$	42,132	66,9774	43,245

Apesar de ser observada uma diferença relativamente grande nos erros para as malhas menos refinadas, o modelo DDPM-DEM impõe uma limitação quanto ao tamanho dos volumes de controle em relação ao diâmetro das partículas. Esta limitação determina que o tamanho dos volumes de controle deve ser pelo menos duas vezes maior que o diâmetro da partícula, de maneira que a fração volumétrica utilizada nos cálculos represente de forma adequada a relação entre o volume ocupado pelas fases no domínio (FLUENT, 2012).

O tamanho do volume de controle na direção z é igual a profundidade do canal $l_z = 2\text{mm}$, uma vez que não há interesse em analisar o escoamento nesta direção. Esta profundidade é considerada apenas devido à necessidade que o modelo DDPM-DEM tem para que as partículas sejam inseridas no domínio, permitindo a resolução das forças de interação entre as fases. Na Tabela E.2 são apresentados os resultados para a velocidade máxima entre os obstáculos para diferentes malhas e $Re = 100$.

Tabela E.2 – Resultados de velocidade máxima do fluido na região entre os obstáculos e queda de pressão através do meio poroso para $Re = 100$.

Tamanho médio dos volumes de controle [mm]	Velocidade máxima entre os obstáculos [m/s]	Erro %	Δp [Pa]	Erro %
0,0625	$3,95 \times 10^{-1}$	-	12945,158	-
0,125	$3,72 \times 10^{-1}$	5,723	11834,330	8,581
0,25	$2,99 \times 10^{-1}$	24,304	10195,229	21,243
0,5	$2,22 \times 10^{-1}$	43,797	7446,894	42,474

Os testes realizados para a análise da velocidade máxima entre os obstáculos indicam que os erros observados ao refinar a malha são praticamente os mesmos para diferentes números de Reynolds. Uma vez que se recomenda o uso de volumes de controle de pelo menos duas vezes o tamanho das partículas, como comentado no manual do usuário do Fluent (2012), a utilização de volumes de controle menores que o tamanho das partículas pode implicar em erros relacionados à estabilidade numérica da solução. Neste trabalho o menor diâmetro de partículas simulado possui $d_p = 0,6\text{mm}$. Desta forma, para reduzir os erros atrelados à simulação do escoamento particulado na região do meio poroso, foi adotado um tamanho médio dos volumes de controle de $0,25\text{mm}$ para esta região.

Para a região livre (sem meio poroso) do canal, não há necessidade de uma malha tão refinada, para resolver o escoamento, isto pode ser observado na Figura E.1, em que são comparados diferentes perfis de velocidade para $Re = 150$, tomados na mesma altura onde é realizada a injeção de partículas ($y = 300\text{mm}$). É possível perceber que não existe mudança significativa nas curvas de perfil de velocidade para as malhas com tamanhos médios de volumes de controle de $0,5\text{mm}$, 1mm e 2mm , em relação ao perfil analítico.

Na Tabela E.3 é feita a comparação da velocidade máxima no centro do canal para as diferentes malhas utilizadas em relação à velocidade analítica, também para $Re = 150$. Pode-se perceber que o erro varia de forma pouco significativa ao utilizar malhas de

diferentes volume de controle. Estes testes indicam ser apropriado um tamanho médio de volumes de controle de 1 mm para a região sem meio poroso.

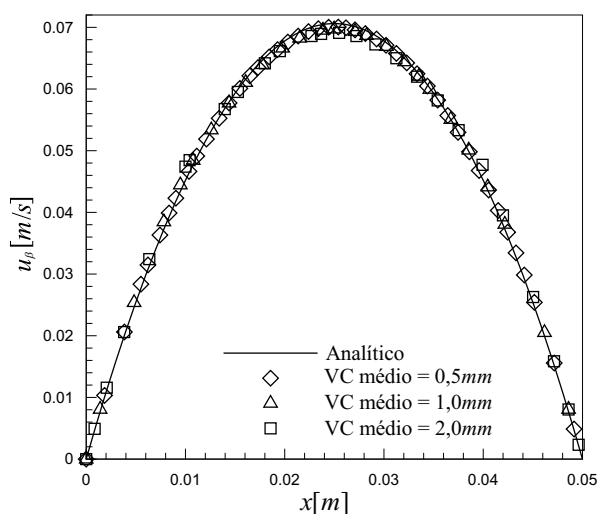


Figura E.1 – Comparação dos perfis de velocidade numéricos e analítico no canal.

Tabela E.3 – Comparação da velocidade máxima no centro do canal.

Referência	Velocidade no centro do canal [m/s]	Erro %
Velocidade analítica	0,070631	-
VC médio = $0,5\text{ mm}$	0,070043	0,83294
VC médio = 1 mm	0,069659	1,37604
VC médio = 2 mm	0,069107	2,15756

Nas Tabelas E.4 e E.5 são apresentados os resultados de velocidade terminal para partículas de vidro e aço, respectivamente. Estes testes auxiliam na determinação da malha a ser utilizada em todo o domínio. São analisados casos com diferentes diâmetros de partículas, passos de tempo de fluido e de partícula, tamanho médio dos volumes de controle, bem como a massa específica da fase sólida. São feitas comparações para o erro em relação à malha mais refinada e em relação aos resultados apresentados por Mordant e Pinton (2000). A análise destas tabelas permite observar que para maiores diâmetros de partícula os erros para a velocidade terminal das partículas são menores, sendo possível identificar maiores erros em relação à literatura para as partículas de menor diâmetro. Menores passos de tempo, bem como maiores tamanhos médios dos volumes de controle propiciam uma solução mais acurada.

Tabela E.4 – Resultados de velocidade terminal para a partícula de vidro com a variação do tamanho dos volumes de controle e passos de tempo.

Diâmetro da partícula d_p [mm]	Velocidade terminal $u_{p,t}$ [m/s] Mordant e Pinton (2000)	Tamanho médio do volume de controle [mm]	Passo de tempo do fluido Δt_β [s]	Passo de tempo da partícula Δt_p [s]	Velocidade terminal $u_{p,t}$ [m/s] Presente	Erro % (literatura)	Erro % (malha)
0,5	0,0741	0,5	10^{-3}	10^{-3}	0,08568	15,621	6,157
			10^{-4}	10^{-4}	0,07609	2,680	0,054
		1,0	10^{-3}	10^{-3}	0,08071	8,915	3,813
			10^{-4}	10^{-4}	0,07605	2,625	0,159
		2,0	10^{-3}	10^{-3}	0,07774	4,915	-
			10^{-4}	10^{-4}	0,07617	2,788	-
1,5	0,218	1,5	10^{-3}	10^{-3}	0,2149	1,444	1,554
			10^{-4}	10^{-4}	0,2139	1,885	2,031
		3,0	10^{-3}	10^{-3}	0,2182	0,111	0,600
			10^{-4}	10^{-4}	0,2183	0,149	0,340
		6,0	10^{-3}	10^{-3}	0,2196	0,715	-
			10^{-4}	10^{-4}	0,2191	0,491	-

Tabela E.5 – Resultados de velocidade terminal para a partícula de aço com a variação do tamanho dos volumes de controle e passos de tempo.

Diâmetro da partícula d_p [mm]	Velocidade terminal $u_{p,t}$ [m/s] Mordant e Pinton (2000)	Tamanho médio do volume de controle [mm]	Passo de tempo do fluido Δt_β [s]	Passo de tempo da partícula Δt_p [s]	Velocidade terminal $u_{p,t}$ [m/s] Presente	Erro % (literatura)	Erro % (malha)
1,0	0,383	1,0	10^{-3}	10^{-3}	0,3832	0,041	1,611
			10^{-4}	10^{-4}	0,3806	0,636	1,217
		2,0	10^{-3}	10^{-3}	0,3894	1,679	0,212
			10^{-4}	10^{-4}	0,3853	0,589	0,253
		4,0	10^{-3}	10^{-3}	0,3886	1,464	-
			10^{-4}	10^{-4}	0,3862	0,844	-
3,0	0,813	3,0	10^{-3}	10^{-3}	0,7896	2,874	1,486
			10^{-4}	10^{-4}	0,7917	2,623	1,538
		6,0	10^{-3}	10^{-3}	0,8015	1,408	0,518
			10^{-4}	10^{-4}	0,8040	1,101	0,217
		12,0	10^{-3}	10^{-3}	0,8057	0,895	-
			10^{-4}	10^{-4}	0,8058	0,886	-
6,0	1,158	6,0	10^{-3}	10^{-3}	1,1269	2,688	1,551
			10^{-4}	10^{-4}	1,1276	2,623	1,767
		12,0	10^{-3}	10^{-3}	1,1446	1,155	0,463
			10^{-4}	10^{-4}	1,1479	0,872	0,183
		24,0	10^{-3}	10^{-3}	1,1500	0,694	-
			10^{-4}	10^{-4}	1,1500	0,690	-

No presente trabalho são utilizadas malhas com tamanhos de volume de controle grandes o suficiente para minimizar o erro da velocidade terminal de uma partícula, como consequência um erro maior nas velocidades do fluido é esperado. Através dos testes apresentados adota-se uma malha de 55210 elementos para a geometria com 12 obstáculos por fileira, enquanto 60128 elementos são utilizados na malha para a geometria com 16 obstáculos.

E.2 Parâmetros secundários

Nesta seção são apresentados os resultados dos testes realizados para o ajuste dos parâmetros denominados secundários do problema abordado. Dentre estes parâmetros, estão a constante de rigidez, o coeficiente de restituição e o passo de tempo da fase discreta. Estes parâmetros não são considerados na caracterização do mecanismo de filtração, mas são essenciais para a análise dos fenômenos físicos envolvidos no problema abordado.

E.2.1 Passo de tempo da fase discreta Δt_p

O passo de tempo da fase discreta é analisado juntamente com os testes para a constante de rigidez das partículas, discutidos no Apêndice E.2.2. Observa-se que a determinação incorreta do passo de tempo promove divergências numéricas em relação à colisão das partículas e ao formato do leito de sólidos sobre o substrato poroso.

No Apêndice E.2.2 são apresentados os testes para a constante de rigidez das partículas, que em conjunto com os testes de passo de tempo da fase discreta das partículas, fornecem uma metodologia para a escolha da combinação correta de ambos os parâmetros, os quais apresentam uma independência no processo de preenchimento da fratura para uma determinada condição de injeção.

Para determinar o passo de tempo da fase discreta é utilizado um parâmetro relacionado à escala de tempo de colisão para a sobreposição máxima t_{col} , representado por n_{col} , sendo calculado pela relação entre t_{col} e o passo de tempo da fase discreta Δt_p . Este parâmetro representa o número mínimo de passos de tempo da fase discreta para que o cálculo das colisões das partículas seja realizado de maneira apropriada, estando diretamente correlacionado com a massa das partículas m_p e a constante de rigidez k .

Na Tabela E.6 são apresentados os parâmetros utilizados nas simulações dos resultados para diferentes passos de tempo da fase discreta, para $d_p = 0,6 \text{ mm}$, $\rho_p = 2376 \text{ kg/m}^3$, $N = 16$, $\eta = 0,3$ e $Re = 250$. A velocidade máxima das partículas utilizada nos cálculos da constante de rigidez k e da sobreposição δ para o cálculo das colisões das partículas foi de $u_{p,max} = 0,8 \text{ m/s}$, que é bastante superior a velocidade máxima do fluido entre os obstáculos, a fim de garantir uma boa margem para o cálculo de k . O passo de tempo da fase contínua é mantido constante em $\Delta t_\beta = 10^{-2} \text{ s}$. Denota-se por $\Delta t_p/\Delta t_\beta$ a relação entre os passos de tempo das fases discreta e fluida.

Tabela E.6 – Parâmetros dos testes para a variação de Δt_p .

Δt_p [s]	Δt_β [s]	$\Delta t_p/\Delta t_\beta$	k	δ	n_{col}
2×10^{-5}	10^{-2}	500			1,639
1×10^{-5}	10^{-2}	1000	500	4,371	3,279
5×10^{-6}	10^{-2}	2000			6,557
2×10^{-6}	10^{-2}	5000			16,393

Os casos avaliados a partir destes testes permitiram observar que o cálculo para as colisões não é realizado de maneira correta para $\Delta t_p = 2.10^{-5}$ s, observando-se a passagem de partículas no meio poroso através poros de menor tamanho que o diâmetro das partículas. Para maiores relações de passo de tempo este problema não é observado, porém a utilização de $\Delta t_p = 5.10^{-6}$ s e $\Delta t_p = 2.10^{-6}$ s implica em um ganho no custo computacional. Desta forma, é adotado o passo de tempo de $\Delta t_p = 1.10^{-5}$ s nas simulações para os resultados apresentados neste estudo. Nota-se que número mínimo de passos de tempo da fase discreta de $n_{col} \sim 4$ é necessário para representar uma colisão de forma coerente.

E.2.2 Constante de rigidez k

Um dos principais parâmetros para a modelagem adequada das forças de colisão das partículas é a constante de rigidez k . Os testes realizados para a determinação desta constante são apresentados nesta seção, sendo considerados os parâmetros $d_p = 0,6$ mm, $\rho_p = 2376$ kg/m³, $N = 16$, $\eta = 0,3$ e $Re = 250$. Quanto maior o valor de k , é observado que a simulação resolve as interações de colisão mais corretamente.

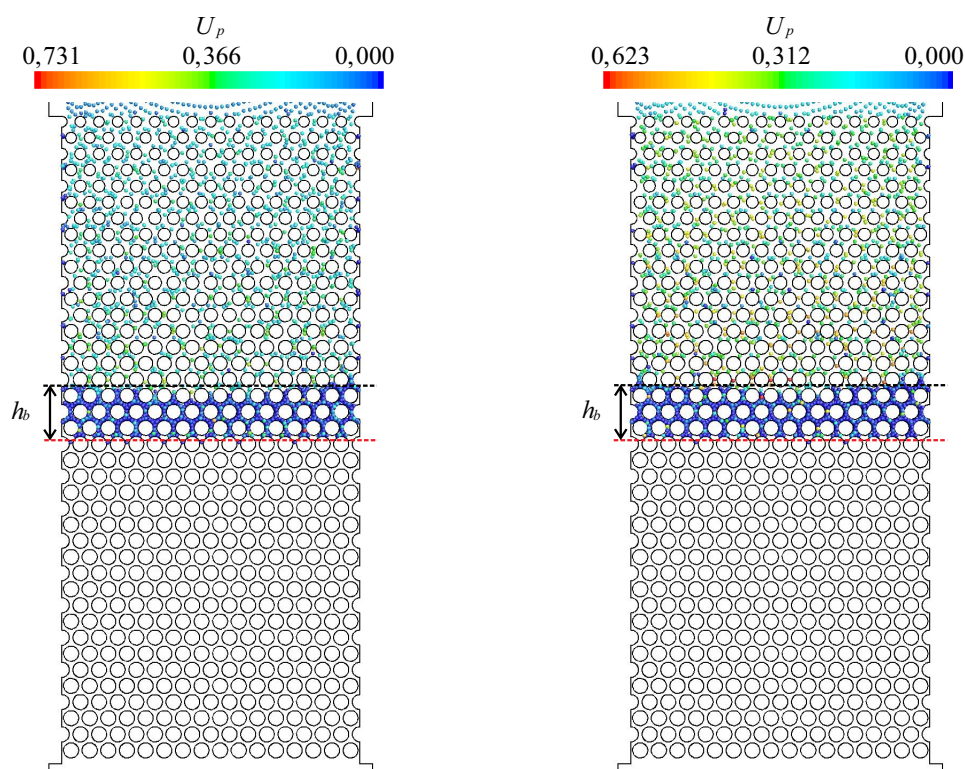
As simulações realizadas permitem observar uma relação de estabilidade numérica na convergência dos resultados em relação à constante de rigidez das partículas. Para os casos com constantes de rigidez mais elevadas, de $k = 1000$; 2000 e 20000, a solução do problema é realizada até um certo instante de tempo e diverge. Desta forma, o valor da constante de rigidez de $k = 500$ é apontado pelos resultados dos testes realizados como apropriado para a solução do problema investigado neste estudo.

Tabela E.7 – Parâmetros dos testes para a variação de k .

Δt_p [s]	Δt_β [s]	$\Delta t_p/\Delta t_\beta$	k	δ %	n_{col}
			10	13,824	10,368
			50	13,824	10,368
10^{-5}	10^{-2}	1000	500	4,371	3,279
			1000	3,091	2,318
			2000	2,186	1,639
			20000	0,691	0,518

E.2.3 Coeficiente de restituição η

Para determinar o coeficiente de restituição, foram testados casos dentro do intervalo $0,3 \leq \eta \leq 0,9$. Na Figura E.2 apresenta-se a comparação entre os casos com $\eta = 0,9$ e $\eta = 0,3$, para $d_p = 0,6 \text{ mm}$, $\rho_p = 2376 \text{ kg/m}^3$, $Re = 250$, $\Delta t_p = 10^{-5} \text{ s}$, $\Delta t_\beta = 10^{-2} \text{ s}$ e $\Delta t_p/\Delta t_\beta = 1000$. Através dos testes foi visto que ao reduzir o η existe uma redução no número de partículas que passa através dos poros menores que os diâmetros das partículas, representando de maneira mais real o problema abordado e proporcionando maior estabilidade numérica à simulação. Desta forma, concluiu-se que o coeficiente de restituição $\eta = 0,3$ é mais adequado para a realização das simulações.



(a) Velocidade das partículas u_p para o coeficiente de restituição de $\eta = 0,9$. (b) Velocidade das partículas u_p para o coeficiente de restituição de $\eta = 0,3$.

Figura E.2 – Comparação do efeito da variação do coeficiente de restituição sobre as partículas que entram no meio poroso.

Nas figuras em que é apresentada a escala para a velocidade das partículas é possível notar que algumas partículas possuem maiores velocidades no interior do leito. Isto acontece pois o número máximo de iterações para o cálculo da trajetória da fase discreta foi atingido para estas partículas. Quando isto ocorre, o programa Ansys Fluent[®] abandona o cálculo das trajetórias para estas partículas, por vezes finalizando o cálculo com uma velocidade relativamente alta. A informação da velocidade é armazenada desta forma, porém as partículas não se movem novamente, uma vez que o cálculo de suas trajetórias não é mais realizado.