

UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ
DEPARTAMENTO ACADÊMICO DE MECÂNICA - DAMEC
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA - PPGEM

CAMILA ALMEIDA MARTINS

SIMULAÇÃO DO PERFIL AXIAL DE PRESSÃO NA COLUNA *RISER*
DE UM LEITO FLUIDIZADO CIRCULANTE

DISSERTAÇÃO

PONTA GROSSA

2015

CAMILA ALMEIDA MARTINS

**SIMULAÇÃO DO PERFIL AXIAL DE PRESSÃO NA COLUNA *RISER*
DE UM LEITO FLUIDIZADO CIRCULANTE**

Dissertação apresentada como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica, do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Campus Ponta Grossa.

Orientador: Prof. Dr. Jhon Jairo Ramirez Behainne

PONTA GROSSA

2015

Ficha catalográfica elaborada pelo Departamento de Biblioteca
da Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Campus Ponta Grossa
n.01/16

M386 Martins, Camila Almeida

Simulação do perfil axial de pressão na coluna *riser* de um leito fluidizado circulante. / Camila Almeida Martins. -- Ponta Grossa, 2015.
131 f. : il. ; 30 cm.

Orientador: Prof. Dr. Jhon Jairo Ramirez Behainne

Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) - Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Ponta Grossa, 2015.

1. Engenharia mecânica. 2. Dinâmica dos fluidos. 3. escoamento multifásico. 4. Fluidodinâmica computacional. I. Ramirez Behainne, Jhon Jairo. II. Universidade Tecnológica Federal do Paraná. III. Título.

CDD 620.1



FOLHA DE APROVAÇÃO

Título de Dissertação N° 02/2015

SIMULAÇÃO DO PERFIL AXIAL DE PRESSÃO NA COLUNA RISER DE UM LEITO FLUIDIZADO CIRCULANTE

por

CAMILA ALMEIDA MARTINS

Esta dissertação foi apresentada às **09:00 horas** do dia **11 de dezembro de 2015** como requisito parcial para a obtenção do título de MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA, com Área de Concentração em Térmica e Fluidos, linha de pesquisa em Engenharia de Sistemas Térmicos, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. A candidata foi arguida pela Banca Examinadora composta pelos professores abaixo citados. Após deliberação, a Banca Examinadora considerou o trabalho APROVADO.

Profa. Dra. Gabriela Cantarelli Lopes
(DEQ - UFSCar)

Prof. Dr. Luiz Eduardo Melo Lima
(DAMEC - UTFPR)

Prof. Dr. Jhon Jairo Ramirez Behainne
(DAMEC - UTFPR)
Orientador

Prof. Dr. Jhon Jairo Ramirez Behainne
(DAMEC-UTFPR)
Coordenador do PPGEM

– O Termo de Aprovação assinado encontra-se no Departamento de Registros Acadêmicos da UTFPR – Campus Ponta Grossa -

AGRADECIMENTOS

Este trabalho é resultado de uma longa caminhada, marcada, sempre, pelo apoio e estímulo de muitos. Os méritos que ele possa ter devem-se à contribuição das pessoas que, durante a sua elaboração, durante os anos de mestrado e durante toda a vida, fizeram desta caminhada algo possível, expresso a minha mais profunda gratidão.

Aos meus pais, Artur Minelli Martins e Sônia Maria Arimathea de Almeida Martins, pela luta constante, pela confiança e pela certeza do meu sucesso. Pelo amor incondicional e pela dedicação incansável. Obrigada por me tornarem quem sou hoje. Espero um dia poder retribuir tudo aquilo que me proporcionaram.

Às minhas irmãs, Tamira Almeida Martins e Talita Almeida Minelli Martins, por toda uma vida dividida, pelas brincadeiras, pela cumplicidade.

Ao meu noivo, Cristian Cosmoski Rangel de Abreu, pelo sorriso, pela paciência, compreensão, conselhos, pelo apoio irrestrito e pelo amor incondicional.

Aos meus amigos, com quem dividi minha passagem pelos corredores desta Universidade e com quem divido uma vida, por se tornarem meus cúmplices, pelas muitas histórias e pelos tantos momentos inesquecíveis.

Ao Professor Dr. Jhon Jairo Ramirez Behainne, pela orientação paciente, pela disponibilidade e acessibilidade, pelas valiosas contribuições para o trabalho e pela incansável dedicação. Na pessoa dele, agradeço a todos os professores que, de alguma forma, marcaram essa caminhada.

À CAPES, pela bolsa concedida durante a realização do mestrado.

RESUMO

MARTINS, Camila Almeida. **Simulação do perfil axial de pressão na coluna riser de um leito fluidizado circulante**. 2015. 131 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) - Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Ponta Grossa, 2015.

Escoamentos gás-sólido em sistemas de leito fluidizado circulante são muito comuns em processos industriais, sendo objeto de pesquisa nos últimos anos pela sua natureza altamente complexa. O estudo de parâmetros inerentes às características fluidodinâmicas deste escoamento, como por exemplo, do perfil de pressão estática na coluna de fluidização rápida, pode mostrar o caminho para a prevenção de situações não desejadas em processos desenvolvidos na indústria química e de petróleo, bem como na geração de energia elétrica. Apesar da existência de vários trabalhos realizados sobre o assunto, é frequente encontrar divergências nos resultados apontados pelos diversos autores. Assim, visando contribuir com o melhor entendimento do fenômeno de escoamento gás-sólido em regime de fluidização rápida, este estudo teve como objetivo simular o escoamento gás-sólido no interior de uma coluna *riser* de um sistema de leito fluidizado circulante a frio utilizando fluidodinâmica computacional, procurando determinar o perfil axial de pressão estática sob diferentes condições operacionais. Para tanto, o método dos volumes finitos, por meio do programa computacional comercial ANSYS-FLUENT™ v. 16.0, foi aplicado para a análise fluidodinâmica no interior do *riser*. Além do perfil de pressão, as simulações determinaram os campos de velocidade do sólido e do gás, bem como, a distribuição da concentração de sólidos, dentre outros parâmetros de interesse. Para a validação do modelo computacional, os resultados obtidos na simulação da queda de pressão axial ao longo da coluna *riser* foram comparados com dados experimentais obtidos em um sistema piloto que teve a sua geometria reproduzida nas simulações. Os resultados obtidos mostram concordância satisfatória entre os valores das simulações e os dados experimentais disponíveis.

Palavras-chave: Leito Fluidizado Circulante. Perfil Axial de Pressão. Escoamento Multifásico. Fluidodinâmica Computacional. Método dos Volumes Finitos.

ABSTRACT

MARTINS, Camila Almeida. **Simulation of the axial pressure profile in the riser column of a circulating fluidized bed.** 2015. 131 p. Dissertation (Master in Mechanical Engineering) - Federal University of Technology - Parana. Ponta Grossa, 2015.

Gas-solid flows in circulating fluidized bed systems are very common in industrial processes, being a research subject in recent years because of its highly complex nature. The study of parameters related to the hydrodynamics characteristics of this flow, such as the static pressure profile along the column in fast fluidization, can show the way to prevent undesired situations found in processes of the chemical and petroleum industry, as well as in boilers for power generation. Despite the existence of several studies conducted on the subject, there are differences in the results pointed out by several authors. Thus, in order to contribute to a better understanding of the phenomenon of gas-solid flow in fast fluidization regime, this study aimed to model and simulate the gas-solid multiphase flow inside a riser of a circulating fluidized bed by using computational fluid dynamics, in order to determine the axial pressure profile under different operating conditions. Therefore, the finite volume method, through ANSYS-FLUENT™ v.16.0-commercial software was applied to analyze the hydrodynamics of the gas-solid flow inside the riser. In addition to the pressure profile, simulations determined the solid and gas velocity fields, and also the distribution of the solids holdup, among other parameters of interest. To validate the computational model, the results obtained from simulations of the axial pressure drop across the riser column were compared with experimental data obtained in a pilot system, which had its geometry reproduced in the simulations. The results obtained showed good agreement between the values of the simulations and those available from experimental data.

Keywords: Circulating Fluidized Bed. Axial pressure profile. Multiphase Flow. Computational Fluid Dynamics. Finite Volume Method.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Classificação de Geldart para partículas fluidizadas em condições ambientais.....	21
Figura 2 – Regimes de fluidização	23
Figura 3 – Queda de pressão em função da velocidade superficial do gás em um leito fluidizado.....	27
Figura 4 – Fluxos de matéria e componentes principais de um LFC.....	29
Figura 5 – Efeito da velocidade superficial do gás e do fluxo de recirculação dos sólidos na porosidade ao longo do <i>riser</i>	30
Figura 6 – Efeito do inventário de sólidos sobre a porosidade ao longo do <i>riser</i>	31
Figura 7 – Perfil axial da porosidade do leito	31
Figura 8 – Balanço de pressão no sistema de leito fluidizado circulante	32
Figura 9 – Abordagens em modelagem de escoamentos turbulentos	38
Figura 10 – Diagrama esquemático da UFRAF.....	60
Figura 11 – Vista geral da UFRAF	61
Figura 12 – Código da função (UDF) adotada para garantia da conservação da massa de sólidos no sistema ao considerar o <i>riser</i> com saída pelo topo e entrada lateral	64
Figura 13 – Variação da vazão mássica na saída do <i>riser</i> e da pressão estática em RS-01 ao longo de 10 s de simulação do Caso 08	66
Figura 14 – Geometria utilizada no estudo.....	68
Figura 15 – Perfil de velocidade típico para uma camada limite turbulenta	69
Figura 16 – Detalhes da malha numérica na saída (a), nas entradas (b) e (c) e na seção transversal do <i>riser</i> (d).....	71
Figura 17 – Linha radial e planos XZ a 0,8 m, 1,6 m e 2,4 m da base do cone	72
Figura 18 – Perfis axiais de pressão: funções de parede.....	73
Figura 19 – Detalhes das malhas de 140 mil e 495 mil volumes.....	75
Figura 20 – Perfis axiais de pressão para malhas com diferentes distâncias da parede	76
Figura 21 – Perfis radiais de fração de sólidos para malhas com diferentes distâncias da parede a 1,6 m da base do cone.....	76
Figura 22 – Perfis radiais de velocidade dos sólidos para malhas com diferentes distâncias da parede a 1,6 m da base do cone	77
Figura 23 – Campos de fração de sólidos para malhas com diferentes distâncias da parede a 0,8 m, 1,6 m e 2,4 m da base do cone	77
Figura 24 – Perfis axiais de pressão para malhas com diferentes refinamentos radiais.....	78

Figura 25 – Perfis radiais de fração de sólidos para malhas com diferentes refinamentos radiais a 1,6 m da base do cone.....	79
Figura 26 – Perfis radiais de velocidade dos sólidos para malhas com diferentes refinamentos radiais a 1,6 m da base do cone.....	79
Figura 27 – Campos de fração de sólidos para malhas com diferentes refinamentos radiais a 0,8 m,1,6 m e 2,4 m da base do cone.....	80
Figura 28 – Perfis axiais de pressão para malhas com diferentes refinamentos axiais	81
Figura 29 – Perfis radiais de fração de sólidos para malhas com diferentes refinamentos axiais a 1,6 m da base do cone	81
Figura 30 – Perfis radiais de velocidade dos sólidos para malhas com diferentes refinamentos axiais a 1,6 m da base do cone	82
Figura 31 – Campos de fração de sólidos para malhas com diferentes refinamentos axiais a 0,8m,1,6 m e 2,4 m da base do cone	82
Figura 32 – Perfis axiais de pressão obtidos com diferentes modelos de arraste.....	83
Figura 33 – Perfis radiais de fração de sólidos para diferentes modelos de arraste a 1,6 m da base do cone.....	84
Figura 34 – Perfis radiais de velocidade dos sólidos para diferentes modelos de arraste a 1,6 m da base do cone.....	84
Figura 35 – Campos de fração volumétrica e de velocidade dos sólidos para diferentes modelos de arraste a 0,8 m,1,6 m e 2,4 m da base do cone.....	85
Figura 36 – Perfis axiais de pressão dos oito casos estudados.....	87
Figura 37 – Perfis axiais de pressão dos Casos 01 e 05 - efeito da variação do diâmetro da partícula sobre o perfil de pressão estática	87
Figura 38 – Perfis axiais de pressão dos Casos 01 e 03 - efeito da variação do inventário de sólidos sobre o perfil de pressão estática	88
Figura 39 – Perfis axiais de pressão dos Casos 01 e 02 - efeito da variação da velocidade de fluidização sobre o perfil de pressão estática.....	89
Figura 40 – Perfis radiais de fração volumétrica dos oito casos estudados a respectivamente 0,8 m,1,6 m e 2,4 m da base do cone.....	91
Figura 41 – Campos de fração volumétrica dos oito casos estudados	92
Figura 42 – Vetores de velocidade instantânea de sólidos em 15 s de simulação a diferentes alturas para o Caso 01	93
Figura 43 – Perfis radiais de velocidade instantânea y de sólidos dos oito casos estudados a respectivamente 0,4 m, 0,8 m, 1,6 m e 2,4 m da base do cone	94
Figura 44 – Perfis radiais de velocidade y de sólidos dos oito casos estudados a respectivamente 0,4 m, 0,8 m, 1,6 m e 2,4 m da base do cone	95
Figura 45 – Perfis radiais de velocidade de sólidos dos oito casos estudados a respectivamente 0,8 m,1,6 m e 2,4 m da base do cone.....	96
Figura 46 – Campos de fração volumétrica dos oito casos estudados	97

Figura 47 – Campos de fração volumétrica na região do cone para os oito casos estudados.....	98
Figura 48 – Perfil axial de fração volumétrica média para os oito casos estudados .	99
Figura 49 – Evolução temporal do campo axial de fração de sólidos ao longo do <i>riser</i> para o Caso 01.....	100
Figura 50 – Evolução temporal do campo axial de fração de sólidos ao longo do <i>riser</i> para o Caso 08.....	101
Figura 51 – Variação temporal do fluxo mássico de sólidos no <i>riser</i> para os oito casos estudados	102
Figura 52 – Representação dos volumes de controle	121
Figura 53 – Resultados experimentais – Caso 01.....	124
Figura 54 – Resultados experimentais – Caso 02.....	125
Figura 55 – Resultados experimentais – Caso 03.....	126
Figura 56 – Resultados experimentais – Caso 04.....	127
Figura 57 – Resultados experimentais – Caso 05.....	128
Figura 58 – Resultados experimentais – Caso 06.....	129
Figura 59 – Resultados experimentais – Caso 07.....	130
Figura 60 – Resultados experimentais – Caso 08.....	131

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – $(CDRep^2) \times Rep$	26
Tabela 2 – Matriz de planejamento contendo as variáveis e seus respectivos níveis	62
Tabela 3 – Condição inicial e condições de contorno	65
Tabela 4 – Comparação entre os resultados de pressão obtidos por meio da simulação, para diferentes tempos reais, com os experimentais para o Caso 08.....	67
Tabela 5 – Comparação entre os resultados de pressão obtidos por meio da simulação, utilizando as Funções de Parede Escaláveis, com os experimentais para o Caso 08.....	74
Tabela 6 – Comparação entre os resultados de pressão obtidos por meio da simulação, utilizando as Funções de Parede Padrão, com os experimentais para o Caso 08.....	74
Tabela 7 – Comparação entre os resultados de pressão obtidos por meio da simulação, para malhas com diferentes distâncias da parede, com os experimentais para o Caso 08.....	78
Tabela 8 – Comparação entre os resultados de pressão obtidos por meio da simulação, para malhas com diferentes refinamentos radiais, com os experimentais para o Caso 08.....	80
Tabela 9 – Comparação entre os resultados de pressão obtidos por meio da simulação, para malhas com diferentes refinamentos axiais, com os experimentais para o Caso 08.....	83
Tabela 10 – Comparação entre os resultados de pressão obtidos por meio da simulação, para diferentes modelos de arraste, com os experimentais para o Caso 08	86
Tabela 11 – Comparação entre os resultados de pressão obtidos por meio da simulação com os experimentais para os oito casos	90
Tabela 12 – Tempo médio de residência e fluxo mássico médio de partículas no <i>riser</i> para os oito casos estudados.....	104

LISTA DE ABREVIATURAS

CDS	Esquema de Diferença Central, do inglês <i>Central Difference Scheme</i>
CFD	Fluidodinâmica Computacional, do inglês <i>Computational Fluid Dynamics</i>
LFC	Leito Fluidizado Circulante
DEM	Método dos Elementos Discretos, do inglês <i>Discrete Element Method</i>
DNS	Simulação Numérica Direta, do inglês <i>Direct Numerical Simulation</i>
EMMS	Minimização Multi-Escala, do inglês <i>Energy Minimization Multi-Scale</i>
KTGF	Teoria Cinética do Escoamento Granular, do inglês <i>Kinetic Theory of Granular Flow</i>
LES	Simulação das Grandes Escalas, do inglês <i>Large Eddy Simulation</i>
LPC	Laboratório de Pesquisa Computacional
OpenFOAM	Operação e manipulação em ambiente aberto, do inglês <i>Open Source Field Operation And Manipulation</i>
RANS	Equações de Navier-Stokes com médias de Reynolds, do inglês <i>Reynolds Averaged Navier-Stokes</i>
SIMPLE	Método Semi-Implicito para Acoplamento da Pressão, do inglês <i>Semi Implicit Method for Pressure-Linked Equations</i>
SPH	Hidrodinâmica Suavizada de Partículas, do inglês <i>Smoothed Particle Hydrodynamics</i>
UDS	Esquema de Diferença a Montante, do inglês <i>Upwind Difference Scheme</i>
UDF	Função Definida pelo Usuário, do inglês <i>User Defined Function</i>
UFRAF	Unidade de Fluidização Rápida a Frio

LISTA DE SÍMBOLOS

Letras Latinas

A	área superficial	[m ²]
A_t	área transversal do riser	[m ²]
A_{ti}	área transversal da entrada secundária do <i>riser</i>	[m ²]
Ar	número de Arquimedes	
B	somatório das forças que atuam no sistema	[N]
C_d	coeficiente de arraste	
d_p	diâmetro da partícula	[m]
e	coeficiente de restituição do particulado	
g	aceleração da gravidade	[m.s ⁻²]
g_0	função de distribuição radial	
G	módulo de elasticidade	[Pa]
G_k	energia cinética turbulenta	[m ² .s ⁻²]
G_o	módulo de elasticidade de referência	[Pa]
G_s	fluxo mássico de partículas	[kg.m ⁻² .s ⁻¹]
$\overline{G_s}$	fluxo mássico médio de partículas	[kg.m ⁻² .s ⁻¹]
\overline{I}	tensor unitário	
k	energia cinética turbulenta	[m ² .s ⁻²]
L	altura axial no <i>riser</i>	[m]
m_L	massa de sólidos no interior do <i>riser</i>	[kg]
\dot{m}_s	vazão mássica de sólidos	[kg.s ⁻¹]
\dot{m}_{si}	vazão mássica de sólidos na entrada secundária do <i>riser</i>	[kg.s ⁻¹]
p	pressão para a fase gasosa	[Pa]
P	pressão estática	[Pa]
$p_{máx}$	pressão máxima	[Pa]
Pr	número de Prandtl	
Re	número de Reynolds	
Re_{mf}	número de Reynolds na mínima fluidização	
Re_p	número de Reynolds da partícula	

S	termo fonte	$[m^{-3}s^{-1}]$
t_r	tempo médio de residência dos sólidos	$[s]$
u_0	velocidade superficial do gás	$[m.s^{-1}]$
u^+	velocidade adimensional próxima à parede	
u_{mf}	velocidade de mínima fluidização	$[m.s^{-1}]$
u_{si}	velocidade dos sólidos na entrada secundária do <i>riser</i>	$[m.s^{-1}]$
\vec{v}	vetor velocidade	$[m.s^{-1}]$
v_t	velocidade terminal da partícula	$[m.s^{-1}]$
v_{tr}	velocidade de transporte das partículas	$[m.s^{-1}]$
y^+	distância adimensional próxima à parede	
x_1	dimensão do volume de controle	$[m]$

Letras Gregas

α	fração volumétrica	
$\alpha_{s,max}$	fração volumétrica de sólidos máxima	
β	transferência da quantidade de movimento entre as fases	$[kg.m^{-3}.s^{-1}]$
Γ	difusividade térmica	
Δt	passo de tempo da iteração	$[s]$
δ	ângulo de fricção entre o particulado e a parede	$[^\circ]$
ε	porosidade do leito	
ε_{mf}	porosidade do leito na condição de mínima fluidização	
ε_{si}	fração volumétrica de sólidos na entrada secundária do <i>riser</i>	
ϵ	dissipação turbulenta	$[m^2.s^{-3}]$
θ	energia pseudo-térmica	$[J]$
\emptyset_s	esfericidade das partículas sólidas	
Λ	viscosidade volumétrica	$[N.s.m^{-2}]$
λ_p	fator de interpolação	
μ_g	viscosidade dinâmica do gás	$[kg.m^{-1}.s^{-1}]$
$\mu_{g,ef}$	viscosidade dinâmica efetiva	$[kg.m^{-1}.s^{-1}]$
$\mu_{g,t}$	viscosidade dinâmica turbulenta	$[kg.m^{-1}.s^{-1}]$
ρ_B	densidade a granel (<i>bulk</i>) do leito	$[kg.m^{-3}]$

ρ_g	massa específica do gás	[kg.m ⁻³]
ρ_s	densidade dos sólidos	[kg.m ⁻³]
$\bar{\tau}_k$	tensor viscoso	[Pa]
Φ	variável genérica transportada	
Ψ	função de troca	
ω	frequência turbulenta	[s ⁻¹]

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO	15
1.1 JUSTIFICATIVA.....	18
1.2 OBJETIVOS.....	19
1.2.1 Objetivo Geral.....	19
1.2.2 Objetivos Específicos.....	19
1.3 ESTRUTURA DO TRABALHO	20
2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	21
2.1 FLUIDIZAÇÃO	21
2.2 LEITO FLUIDIZADO CIRCULANTE.....	28
2.3 MODELAGEM MATEMÁTICA DO ESCOAMENTO GÁS SÓLIDO	33
2.3.1 Modelo de Dois Fluidos	34
2.3.2 Teoria Cinética do escoamento Granular (KTGF)	35
2.3.3 Modelagem da Turbulência	37
2.3.4 Modelos de Arraste.....	39
2.3.5 Coeficiente de Especularidade	41
2.4 EVOLUÇÃO NO ESTUDO DA MODELAGEM DE SISTEMAS GÁS-SÓLIDO	45
3. METODOLOGIA	53
3.1 ESQUEMA ADOTADO PARA AS SIMULAÇÕES COMPUTACIONAIS	53
3.2 MODELAGEM MATEMÁTICA	55
3.3 SISTEMA EXPERIMENTAL.....	60
3.4 CONDIÇÕES OPERACIONAIS E DE CONTORNO.....	62
3.5 PARÂMETROS DA SIMULAÇÃO NUMÉRICA.....	65
3.6 GEOMETRIA E MALHA NUMÉRICA.....	67
4. RESULTADOS	72
4.1 TESTE DAS FUNÇÕES DE PAREDE	73
4.2 TESTE DE MALHA	75
4.3 TESTE DOS MODELOS DE ARRASTE	83
4.4 SIMULAÇÕES DOS PERFIS DE PRESSÃO, VELOCIDADE E FRAÇÃO DE SÓLIDOS	86
5. CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	105
REFERÊNCIAS	108
APÊNDICE A	119
ANEXO A	124

1. INTRODUÇÃO

Escoamentos multifásicos em sistemas fluidizados são comuns em processos industriais, como no craqueamento catalítico e na combustão de coque em refinarias de petróleo, secagem e transporte pneumático de grãos, recobrimento e granulação de partículas, incineração de resíduos sólidos, entre outros.

A fluidização é um fenômeno no qual um leito de partículas sólidas, ao ser submetido à passagem vertical e ascendente de um gás ou um líquido, assume um comportamento dinâmico análogo ao de um fluido (KUNII; LEVENSPIEL, 1991). Quando a vazão do fluido é alta o suficiente para atingir o regime de fluidização rápida, parte do material particulado é arrastada para fora da coluna de fluidização e retornada novamente à base desta, configurando o denominado Leito Fluidizado Circulante (LFC) (HODAPP, 2012). Esta configuração proporciona características especiais, como excelente transferência de calor e massa, justificando o interesse acadêmico e industrial pelo estudo desses processos.

O conhecimento do comportamento fluidodinâmico em um leito fluidizado é essencial, não apenas para a otimização de processos já existentes, mas também para o projeto do mesmo direcionado a novas aplicações e para a compreensão de suas limitações (SANTOS, 2011). Dada a complexidade fluidodinâmica de escoamentos gás-sólido em leitos fluidizados, muitas pesquisas têm sido realizadas abordando questões relativas à natureza altamente instável desse processo de fluidização.

O monitoramento da variação da pressão nos leitos fluidizados, por exemplo, tem ganhado importância com o desenvolvimento de dispositivos eletrônicos para a aquisição e tratamento de dados, tornando-se uma ferramenta essencial para a supervisão e verificação do regime de operação do leito durante o processo. As técnicas de monitoramento e análise visam a prevenção de comportamentos não desejados do leito, conhecimento de parâmetros importantes, como o início da fluidização (velocidade mínima de fluidização) e determinação da transição entre os regimes, entre outros (FONSECA, 2009).

Com base na distribuição axial de pressão, também é possível determinar a concentração dos sólidos ao longo do *riser*. Uma distribuição não uniforme de concentração de sólidos pode influenciar significativamente no tempo de residência

médio das partículas no equipamento, alterando o desempenho e controle da operação (BASTOS, 2005).

A melhoria no rendimento de leitos fluidizados requer conhecimento sobre a natureza dos sistemas multifásicos e do processo de fluidização. Entretanto, o movimento dos sólidos em um leito fluidizado depende de diversos parâmetros, como a geometria do leito e as propriedades das partículas. Pequenas variações desses parâmetros podem resultar em grandes perdas de eficiência (MIRINI, 2008).

A alta complexidade das equações que descrevem o escoamento gás-sólido em leitos fluidizados circulantes requer o envolvimento de correlações empíricas determinadas em laboratórios para a resolução dos modelos matemáticos. Quando o procedimento de cálculo do modelo é baseado apenas em correlações empíricas, incertezas na confiabilidade dessas equações precisam ser avaliadas com cuidado na tarefa de prever o comportamento de leitos fluidizados industriais, devido às características operacionais próprias, variedade de escalas e configurações geométricas particulares presentes em cada caso. Tais incertezas tendem a ser diminuídas quando as correlações empíricas requeridas para a modelagem matemática são apenas consideradas em conjunto com as equações fundamentais que descrevem os fenômenos gás-sólido e o uso de métodos numéricos para resolução. Nesse sentido, esforços significativos têm sido investidos no desenvolvimento de modelos numéricos para estudar a complexa fluidodinâmica dos escoamentos multifásicos (HODAPP, 2009).

A fluidodinâmica computacional (CFD, do inglês *Computational Fluid Dynamics*) tornou-se uma ferramenta viável para o estudo e predição do comportamento fluidodinâmico de muitos sistemas. Para o caso de escoamentos monofásicos, estas técnicas têm sido empregadas de maneira ampla e com sucesso (MALISKA, 2004). Escoamentos multifásicos, entretanto, são muito mais difíceis de analisar que escoamentos monofásicos, uma vez que as fases não se misturam uniformemente. Esforços significativos de pesquisa têm sido empregados no desenvolvimento de modelos numéricos para o estudo da complexa fluidodinâmica de escoamentos multifásicos (ROSA, 2008)

A utilização de técnicas CFD apresenta algumas vantagens sobre os métodos experimentais, como a versatilidade na variação dos parâmetros dos processos, a redução significativa no tempo e nos custos de projetos, a obtenção de resultados detalhados e de forma não intrusiva, e a possibilidade de estudar

sistemas em que a realização de experimentos é muito difícil ou até mesmo impossível. Entretanto, é importante salientar que, embora os métodos computacionais ofereçam inúmeras vantagens, o uso de técnicas experimentais é de extrema importância na análise de problemas e na validação dos modelos numéricos (ROSA, 2002).

Diversos estudos têm sido realizados com o objetivo de se verificar a aplicabilidade de modelos matemáticos disponíveis para a descrição do escoamento gás-sólido em leitos fluidizados. Em estudos recentes, vários autores apresentaram a modelagem computacional do escoamento gás-sólido em um leito fluidizado circulante empregando técnicas CFD, com o objetivo de analisar a influência das propriedades do gás e do sólido ou da variação dos parâmetros das condições operacionais sobre a fluidodinâmica do leito. Outros pesquisadores testaram a aplicação da teoria cinética da temperatura granular e de modelos de arraste, como o de Gidaspow e de Syamlal–O'Brien, na modelagem do escoamento em reatores. Alguns também testaram e validaram, com sucesso, modificações do Modelo de Dois Fluidos aplicado a sistemas gás-sólido.

Em geral, a revisão da literatura mostra que estudos sobre o escoamento gás-sólido em leitos fluidizados apresentam contradições em diversos aspectos. Dessa maneira, mais estudos se fazem necessários, principalmente daqueles que possam confrontar a aplicação das técnicas de CFD com dados experimentais (SANTOS, 2011; HODAPP, 2012).

Neste trabalho, propõe-se um estudo para a determinação da fluidodinâmica gás-sólido na coluna principal de fluidização (*riser*) de um sistema LFC a frio por meio da modelagem numérica. Para tanto, o método dos volumes finitos, por meio do programa computacional ANSYS-FLUENT™ v.16.0, foi aplicado para prever os seguintes parâmetros operacionais: queda de pressão axial, campos de velocidade do sólido e do gás e distribuição da concentração de sólidos. Os valores de queda de pressão ao longo de diferentes alturas na coluna *riser* foram confrontados com dados experimentais obtidos em unidade LFC da mesma geometria, a fim de validar o modelo computacional.

1.1 JUSTIFICATIVA

Os escoamentos gás-sólido estão presentes em diversos setores da indústria, principalmente, em importantes processos que utilizam sistemas fluidizados. Em especial, os processos que aplicam a fluidização rápida, própria dos leitos fluidizados circulantes (LFC), possuem uma maior superfície específica do sólido e uma elevada recirculação interna, evidenciando, dessa forma, diversas vantagens em relação aos leitos de fluidização lenta ou borbulhantes. A combinação dessas características faz com que os processos desenvolvidos em sistemas LFC apresentem elevados coeficientes de transferência de calor e de massa e, conseqüentemente, uma temperatura de leito mais uniforme, permitindo que reações possam ocorrer em condições definidas e controladas (PÉCORA, 1995). Assim, diante destas vantagens e da intensa utilização em aplicações industriais, torna-se necessário o avanço das pesquisas sobre a caracterização do escoamento gás-sólido em leitos fluidizados circulantes (RICCI, 2008). Em particular, o entendimento do comportamento fluidodinâmico no interior do leito representa um aspecto essencial para garantir o funcionamento correto dos sistemas LFC.

Sabe-se que o estudo da fluidodinâmica em leitos fluidizados por meio de pesquisas experimentais requer, na maioria dos casos, grandes investimentos. Além disso, a interação gás-partícula reflete uma complexa dinâmica de escoamento, levando a uma distribuição espacial não uniforme da fase sólida e a altos gradientes de velocidade e de pressão, tornando fundamental o emprego de modelos matemáticos complexos para a previsão correta do escoamento (BARBOSA, 2012). Portanto, os custos elevados envolvidos na realização de testes experimentais, somados à complexidade dos modelos matemáticos e à evolução das técnicas CFD, têm impulsionado a realização de pesquisas de simulação numérica destes escoamentos (RICCI, 2008). Por outro lado, este grande avanço na simulação computacional contrasta com a escassez de dados experimentais, fundamentais para a validação dos modelos computacionais (SANTOS, 2011). Mesmo em um contexto global, são poucos os trabalhos disponíveis envolvendo pesquisas com aplicação de técnicas CFD confrontadas com informações experimentais (HODAPP, 2012).

A grande maioria dos trabalhos encontrados na literatura analisam leitos fluidizados densos com altas velocidades de fluidização aplicando o Modelo de Dois Fluidos. Tais situações são próprias de processos da indústria do petróleo. Porém, nos casos analisados neste estudo, o leito é diluído e, as velocidades de fluidização, próximas à velocidade de transporte das partículas, caracterizando condições normais de fornalhas de leito fluidizado circulante utilizadas para geração de vapor e potência mecânica. Leitos diluídos e com velocidades de fluidização relativamente baixas tendem a causar maiores instabilidades em simulações com o Modelo de Dois Fluidos, porém, ainda assim, este modelo é vantajoso se comparado com a alta demanda computacional requerida com a aplicação do modelo Lagrangeano.

Além disso, este trabalho traz a implementação de condições de contorno diferentes às normalmente aplicadas na maioria dos estudos reportados na literatura. Novas condições de contorno foram impostas ao modelo computacional com base em informação experimental obtida através de testes realizados em uma unidade de fluidização rápida a frio (UFRAF) construída em escala de laboratório.

1.2 OBJETIVOS

1.2.1 Objetivo Geral

Este estudo tem como objetivo principal analisar os resultados obtidos da simulação numérica do escoamento gás-sólido presente no interior de um *riser* de um sistema de LFC a frio sob diferentes condições operacionais.

1.2.2 Objetivos Específicos

Dentre os objetivos específicos desse estudo destacam-se:

- simular o escoamento gás-sólido na coluna *riser* utilizando o Modelo de Dois Fluidos;
- obter o perfil axial de pressão estática e outras propriedades do escoamento gás-sólido a frio no *riser* sob condições de fluidização

rápida, com auxílio do programa computacional CFD ANSYS-FLUENT™ v.16.0;

- comparar resultados das simulações com dados experimentais obtidos em trabalhos prévios realizados no próprio sistema simulado.

1.3 ESTRUTURA DO TRABALHO

Com o objetivo de conhecer o caminho já percorrido por outros pesquisadores, é apresentada, no Capítulo 2, uma fundamentação teórica do tema e um breve estado da arte sobre o assunto desta dissertação. São enfatizados, ao longo do capítulo, aspectos sobre o processo de fluidização e sobre a operação dos sistemas LFC, caracterização das partículas sólidas e a queda de pressão no sistema. São apresentadas, ainda, as equações fundamentais de conservação da massa e da quantidade de movimento, bem como as demais equações necessárias para a resolução do problema. Além disso, são discutidos a teoria cinética do escoamento granular e os modelos de turbulência.

No Capítulo 3 é apresentada a metodologia empregada no estudo, o tratamento utilizado na geração da malha numérica e as condições de contorno para a simulação.

No Capítulo 4 são apresentados os resultados e a discussão das simulações realizadas. Finalmente, no Capítulo 5, são apresentadas as conclusões do trabalho e as sugestões para trabalhos futuros.

2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Este capítulo apresenta uma revisão da literatura sobre temas de interesse para o estudo, envolvendo inicialmente aspectos relacionados com o processo e os regimes de fluidização, características dos sistemas de leito fluidizado circulante (LFC), propriedades das partículas sólidas e variáveis fluidodinâmicas (perfis de pressão e velocidade dos sólidos). Posteriormente, são descritas as bases teóricas dos principais fenômenos envolvidos em escoamentos gás-sólido, bem como a teoria na qual foi embasada a modelagem matemática.

2.1 FLUIDIZAÇÃO

A fluidização é um fenômeno no qual um leito ou conglomerado de partículas sólidas assume o comportamento dinâmico de um fluido, pela ação de um líquido ou de um gás que o atravessa em sentido ascendente (KUNII; LEVENSPIEL, 1991).

De acordo com Cremasco (2012), a caracterização das partículas sólidas é de extrema importância para o estudo de sistemas de fluidização, uma vez que estes são regidos pela interação partícula/fluido e partícula-partícula. Neste sentido, Geldart (1973) propôs uma classificação de partículas em quatro grupos com base em suas características morfológicas e propriedades de fluidização em condições ambiente. A classificação apresentada na Figura 1, mostra a influência da densidade e do diâmetro médio das partículas no comportamento do leito (HOWARD, 1989).

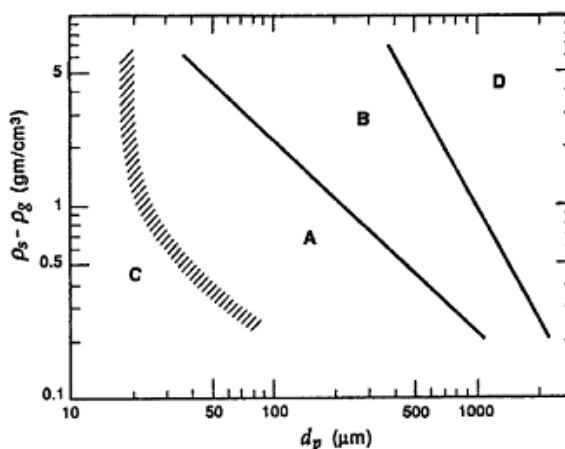


Figura 1 – Classificação de Geldart para partículas fluidizadas em condições ambientais
Fonte: Fonseca (2009, p. 9).

Cada letra (A, B, C e D) corresponde a uma categoria de partícula na classificação de Geldart. Cada grupo é descrito a seguir em ordem crescente de diâmetro (HOWARD, 1989):

- Grupo C - Partículas de diâmetros inferiores a 30 μm e/ou de baixa densidade, de forma que as forças interpartículas tenham uma influência maior sobre as partículas do que a força gravitacional. São partículas de difícil fluidização. Para baixas velocidades, ocorre a canalização do fluxo do fluido, de forma que sua distribuição não é uniforme. Usualmente pode-se trabalhar com este grupo de partículas com o emprego de agitadores mecânicos próximos ao distribuidor, aumentando a uniformidade da distribuição do gás.
- Grupo A - Partículas de diâmetros superiores a 20 μm e inferiores a 100 μm e densidade inferior a aproximadamente 1400 kg/m^3 . Acima da velocidade de mínima fluidização há uma expansão considerável do leito formado por partículas desse grupo. A expansão continua até que a velocidade do gás atinja aproximadamente duas ou três vezes a velocidade de mínima fluidização. Apresentam boa fluidização, geralmente com formação de bolhas.
- Grupo B - Partículas de diâmetros superiores a 40 μm e inferiores a 500 μm e densidade entre 1400 kg/m^3 e 4500 kg/m^3 . A expansão do leito é pequena e o borbulhamento ocorre quando a velocidade de mínima fluidização (ou um pouco acima) é atingida.
- Grupo D - Partículas de diâmetros superiores a 600 μm e/ou densidade superior à dos outros grupos. É necessária uma alta velocidade do fluido para ocorrer a fluidização das partículas. Ocorre a formação de bolhas grandes, canais preferenciais e jorros. As bolhas coalescem mais rapidamente, no entanto sobem mais lentamente que o gás.

O comportamento do leito e os diferentes regimes de operação são determinados pela velocidade do fluido que atravessa os sólidos. Considerando um leito de partículas, observam-se diferentes graus de influência do fluido sobre a fase sólida à medida que a velocidade do fluido injetado aumenta. A Figura 2 apresenta a classificação sugerida por Kunii e Levenspiel (1991), a qual diferencia os regimes de

fluidização numa coluna, em que um leito de partículas sólidas, inicialmente em repouso, é submetida à passagem de um fluido injetado através de um distribuidor.

A passagem vertical de um fluido por um leito de partículas sólidas a baixas velocidades não movimentava o leito, uma vez que o fluido simplesmente passa pelos interstícios do particulado. Esta condição denomina-se leito fixo (Figura 2-a). Com o aumento da velocidade de entrada do fluido, o espaço entre as partículas aumenta um pouco e percebem-se vibrações e movimentos em regiões restritas. Este regime denomina-se leito expandido.

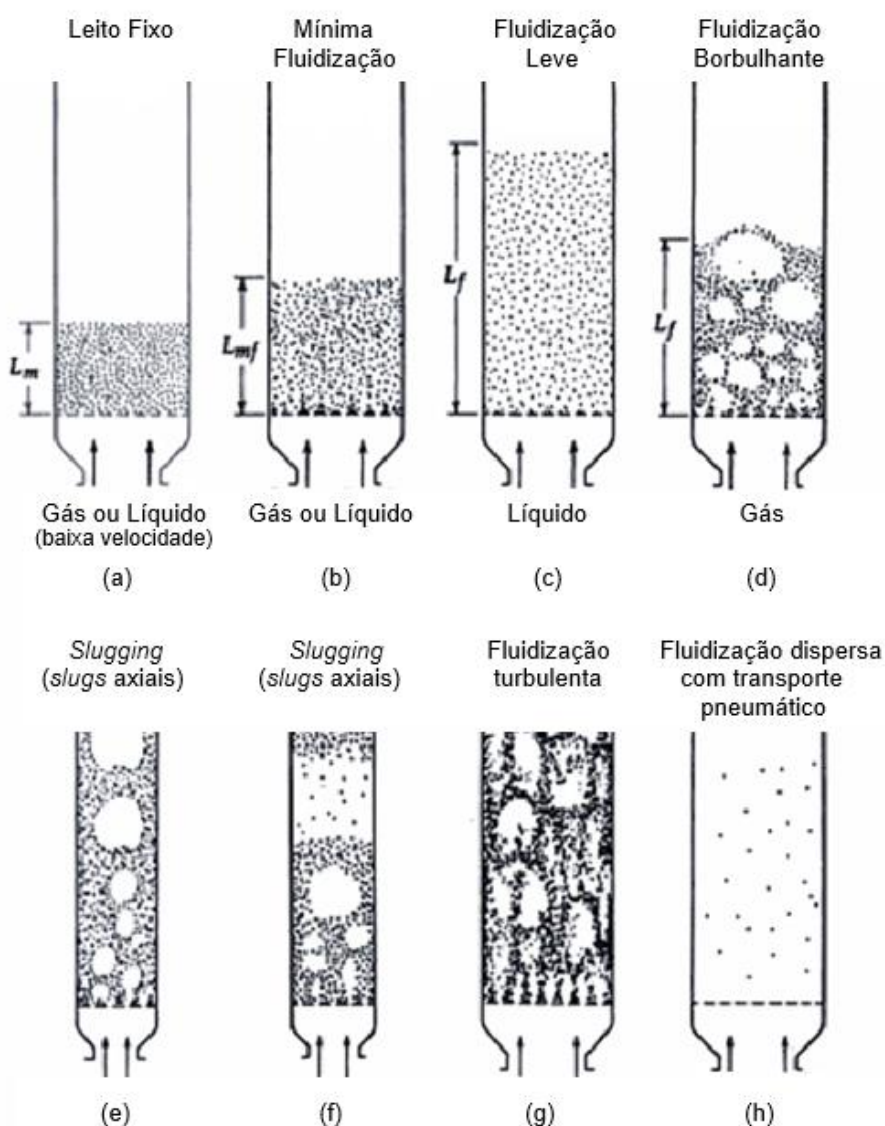


Figura 2 – Regimes de fluidização
 Fonte: Adaptado de Kunii e Levenspiel (1991, p.2).

Com o incremento da velocidade, atinge-se uma condição em que todas as partículas são suspensas pelo fluido. Neste estado, há um equilíbrio entre a força de arraste exercida pelo fluido e a força peso do sólido. Nesta condição, o regime é denominado “fluidização incipiente” ou de “mínima fluidização” (Figura 2-b). Dessa maneira, ocorre a transição entre o leito fixo e o leito plenamente fluidizado, estando este último presente quando a velocidade do fluido atinge a denominada “velocidade de mínima fluidização, u_{mf} ”. Uma das equações para a determinação da velocidade mínima de fluidização é a apresentada por Grace et al. (1997), com base na correlação de Wen e Yu (1996), mostrada na Equação(1).

$$Re_{p,mf} = \sqrt{27,2^2 + 0,0408 Ar} - 27,2 \quad (1)$$

onde,

$$Ar = \frac{\rho_g(\rho_s - \rho_g)d_p^3g}{\mu_g^2} \quad (2)$$

$$u_{mf} = \frac{Re_{p,mf}\mu_g}{\rho_g d_p} \quad (3)$$

sendo $Re_{p,mf}$ o número de Reynolds da partícula na velocidade de mínima fluidização, Ar o número de Arquimedes, ρ a massa específica, μ a viscosidade dinâmica, d_p o diâmetro da partícula e g a aceleração da gravidade. Os subscritos g e s representam a fase gasosa e a fase particulada, respectivamente. O subscrito mf indica a condição de mínima fluidização.

A velocidade de mínima fluidização também pode ser calculada com base na equação de Ergun (1952):

$$\frac{\Delta P}{L} = 150 \frac{(1 - \varepsilon)^2 \mu_g}{\phi_s^2 \varepsilon^3 d_p^2} u + 1,75 \frac{(1 - \varepsilon) \rho_g}{\phi_s \varepsilon^3 d_p} u^2 \quad (4)$$

Para o regime laminar ($Re_{p,mf} < 20$), a parte final da equação de Ergun pode ser negligenciada. Já para o regime turbulento ($Re_{p,mf} > 100$), a parte inicial da equação de Ergun é insignificante em relação à segunda. Sendo assim, rearranjando a Equação (4), tem-se:

$$u_{mf} \begin{cases} \frac{(\phi_s d_p)^2 (\rho_s - \rho_g) g \varepsilon_{mf}^3}{150 \mu_g (1 - \varepsilon_{mf})} \text{ para } Re_p, mf < 20 \\ \left[\frac{(\phi_s d_p) (\rho_s - \rho_g) g \varepsilon_{mf}^3}{1,75 \rho_g} \right]^{1/2} \text{ para } Re_p, mf > 100 \end{cases} \quad (5)$$

sendo ϕ_s a esfericidade da fase particulada, ε_{mf} a porosidade do leito na condição de mínima fluidização.

Para escoamentos com números de Reynolds inferiores a 20, a velocidade de mínima fluidização também pode ser calculada pela equação de Kunii e Levenspiel (1991):

$$u_{mf} = \frac{d_p^2 (\rho_s - \rho_g) g}{1650 \mu_g^2} \text{ para } Re_p, mf < 20 \quad (6)$$

Para sistemas líquido-sólido, um aumento de velocidade acima da velocidade de mínima fluidização resulta em uma suave e progressiva expansão do leito. Esse regime é chamado de fluidização suave ou homogênea (Figura 2-c). Por outro lado, para sistemas gás-sólido, com aumento da velocidade acima da velocidade mínima de fluidização, inicia-se a formação de bolhas e grandes instabilidades aparecem, as quais aumentam gradativamente e tornam-se mais caóticas conforme se aumenta a velocidade. No entanto, não se observa expansão do leito. Esse estado denomina-se leito fluidizado heterogêneo ou borbulhante (Figura 2-d).

Em leitos de grande comprimento e pequeno diâmetro, as bolhas podem atingir o diâmetro da coluna que contém o leito. Esse fenômeno é conhecido como *slugging* (Figura 2-e). Para partículas grossas e de difícil fluidização, uma fração do leito acima das bolhas pode ser empurrada para cima, retornando quando a bolha atinge a superfície do leito e se desintegra (Figura 2-f).

Quando as partículas são fluidizadas a uma velocidade suficientemente alta, a velocidade terminal dos sólidos é excedida, com o leito apresentando movimentos caóticos e a sua superfície superior tornando-se indefinida. Esse regime é chamado de leito fluidizado turbulento (Figura 2-g).

Para calcular o valor da velocidade terminal da partícula, inicialmente determina-se o valor do $\log(C_D Re_p^2)$ pela Equação (7) (MASSARANI, 1984).

$$C_D Re_p^2 = \frac{4 g d_p^3 \rho_g (\rho_s - \rho_g)}{3 \mu_g^2} \quad (7)$$

onde C_D é o coeficiente de arraste da partícula.

A Tabela 1 apresenta as correlações entre o valor de $\log(C_D Re_p^2)$ e a esfericidade da partícula com o número de Reynolds da partícula.

Tabela 1 – $(C_D Re_p^2) \times Re_p$

$\log Re_p$	$\log(C_D Re_p^2)$				
	$\phi_s = 1$	$\phi_s = 0,9$	$\phi_s = 0,8$	$\phi_s = 0,7$	$\phi_s = 0,6$
-2,000	-0,620	-0,604	-0,583	-0,559	-0,530
-1,523	-0,155	-0,126	-0,106	-0,082	-0,053
-1,301	0,079	0,097	0,117	0,140	0,167
-1,000	0,380	0,407	0,431	0,465	0,494
-0,523	0,857	0,879	0,908	0,937	0,967
-0,301	1,093	1,117	1,146	1,176	1,204
0,000	1,423	1,447	1,477	1,502	1,525
0,477	1,971	1,996	2,025	2,053	2,079
0,699	2,238	2,274	2,301	2,338	2,371
1,000	2,613	2,635	2,703	2,740	2,771
1,477	3,255	3,316	3,369	3,425	3,476
1,699	3,574	3,616	3,677	3,762	3,804
2,000	4,029	4,079	4,173	4,290	4,431
2,477	4,767	4,841	4,975	5,155	5,369
2,699	5,140	5,262	5,407	5,580	5,775
3,000	5,663	5,898	6,076	6,279	6,377
3,477	6,556	6,917	7,104	7,230	7,330
3,699	6,984	7,362	7,548	7,679	7,775
4,000	7,607	7,963	8,149	8,276	8,377

Fonte: Massarani (1984, p. 107).

Sendo assim, com base apenas nas propriedades da fase gasosa e nas características da fase particulada é possível, com o auxílio da Tabela 1, determinar o valor de Re_p e, conseqüentemente, o valor da velocidade terminal da partícula (v_t) a partir das expressões (8) a (10):

$$v_t = \begin{cases} K_1 \frac{g(\rho_s - \rho_g)d_p^2}{18 \mu_g} & \text{para } Re_p < 0,1 \\ \frac{4 g(\rho_s - \rho_g)d_p}{3 K_2 \rho_g} & \text{para } Re_p > 103 \\ \frac{Re_p \mu_g}{d_p \rho_g} & \text{para } 0,1 > Re_p > 103 \end{cases} \quad (8)$$

onde,

$$K_1 = 0,843 \log \frac{\phi}{0,065} \quad (9)$$

$$K_2 = 5,31 - 4,88 \phi_s \quad (10)$$

A partir da condição de fluidização turbulenta, com novo incremento na velocidade, parte dos sólidos é transportada para fora da coluna com o gás. Esse estado é conhecido como fluidização dispersa com transporte pneumático (Figura 2-h). Esta condição do leito corresponde também ao regime de fluidização rápida, característico dos sistemas de leito fluidizado circulante (KUNII; LEVENSPIEL, 1991).

O movimento vertical ascendente do gás ao longo de um leito de partículas resulta em uma queda de pressão devido à resistência das partículas à passagem do gás.

A

Figura 3 ilustra a queda de pressão, Δp , em função da velocidade superficial do gás, U_0 (curva fluidodinâmica).

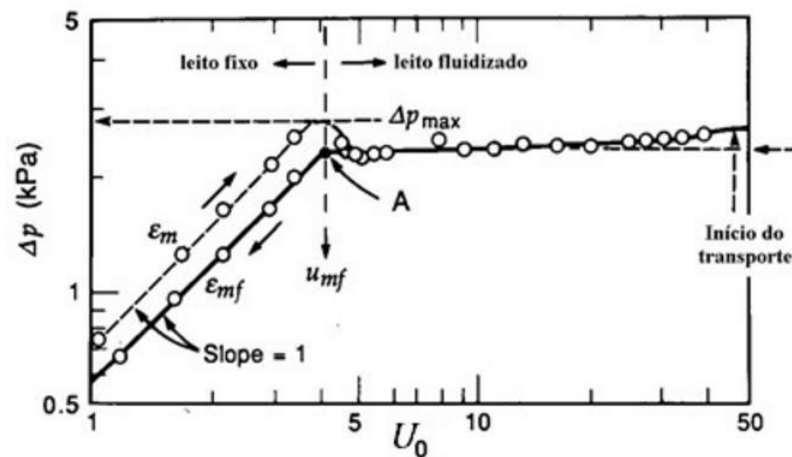


Figura 3 – Queda de pressão em função da velocidade superficial do gás em um leito fluidizado
Fonte: Adaptado de Kunii e Levenspiel (1991, p. 71).

Durante o regime de leito fixo, uma vez que as partículas encontram-se aglomeradas no fundo da coluna principal, o aumento da velocidade superficial do gás é proporcional ao aumento da amplitude de pressão estática no leito até atingir um ponto de pressão máxima, Δp_{max} , acima do valor correspondente ao peso das partículas, vinculada à velocidade de mínima fluidização. A partir desse estado, um aumento na velocidade superficial do gás provoca uma expansão e, conseqüente, um aumento da porosidade do leito. Assim, a queda de pressão é reduzida até o valor correspondente ao peso das partículas. O aumento da velocidade acima da velocidade de mínima fluidização inicia o regime de leito fluidizado borbulhante, mantendo a queda de pressão praticamente constante até o início do transporte pneumático (BASU, 2006; KUNII; LEVENSPIEL, 1991; HOWARD, 1989).

A velocidade de transporte das partículas (v_{tr}) representa a velocidade mínima do gás necessária para o estabelecimento do regime de fluidização rápida. Este parâmetro é determinado pela Equação (11) (BASU, 2006):

$$v_{tr} = 1,45 \frac{\mu_g}{(\rho_g d_p)} Ar^{0,484} \quad (11)$$

Aumentando a velocidade do gás acima da velocidade de transporte das partículas, atinge-se o que é denominado de fluidização dispersa com transporte pneumático. Nesta situação, as partículas são arrastadas na direção principal do fluxo do fluido, sendo levado para fora da coluna.

2.2 LEITO FLUIDIZADO CIRCULANTE

De acordo com Basu (2006), um sistema de LFC (Figura 4) consiste em um leito de partículas em regime de fluidização rápida, composto por em uma coluna ascendente dos sólidos e do gás (*riser*), um separador gás-sólido (ciclone), um tubo vertical para a descida de sólidos (*standpipe*) e um sistema de reciclagem ou de recirculação de sólidos.

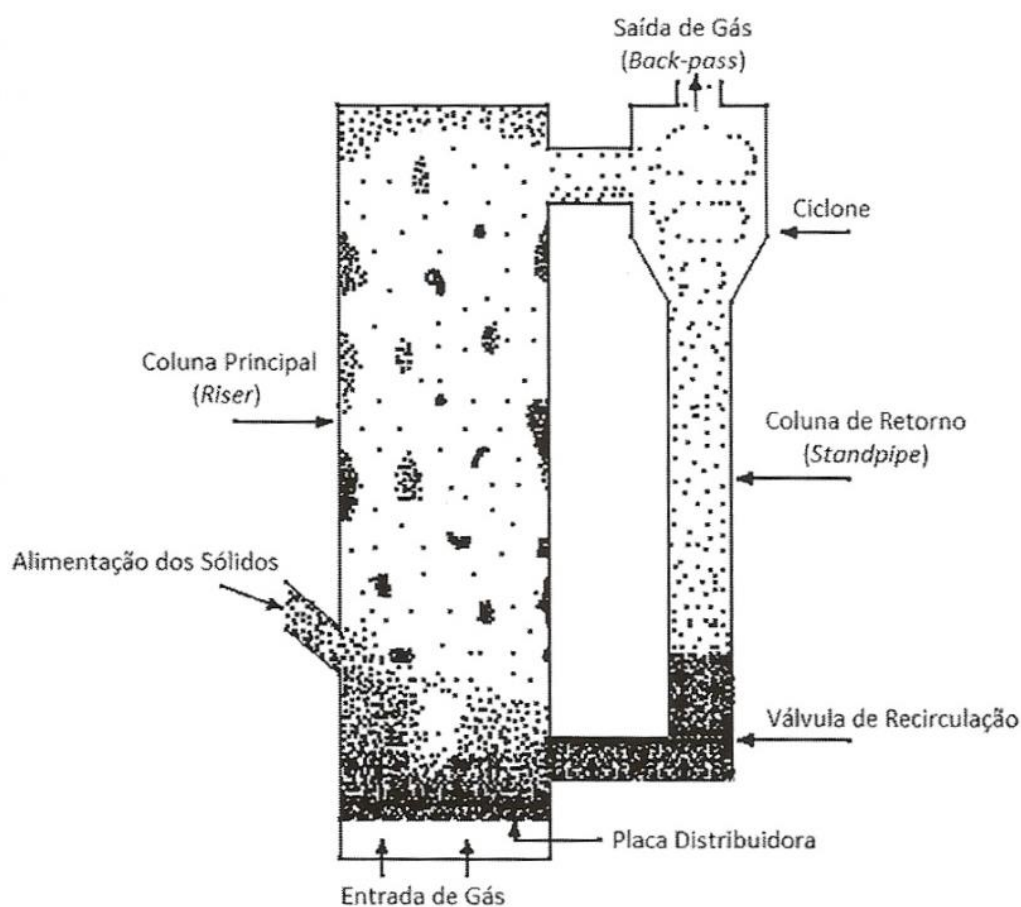


Figura 4 – Fluxos de matéria e componentes principais de um LFC
Fonte: Adaptado de Yang (2003).

O gás injetado a alta velocidade na parte inferior do *riser* promove um estado de elevada turbulência na base da coluna, transportando as partículas até o topo da mesma. A mistura gás-sólido segue em direção ao ciclone, que separa as partículas e as despeja na coluna de retorno. O material sólido depositado na parte inferior da coluna de retorno é injetado novamente na zona baixa do *riser*, com o auxílio de uma válvula de recirculação ou reciclagem de sólidos. As partículas sólidas circulam pelo sistema até atingirem um diâmetro inferior ao diâmetro de corte do ciclone, quando deixam o sistema (MORITA, 2009).

Nos sistemas LFC, utilizando leitos turbulentos e leitos de fluidização rápida, uma recirculação contínua e uniforme através de elementos de regulação da passagem de partículas torna-se essencial para o desenvolvimento adequado das operações. Para tanto, empregam-se válvulas de recirculação, normalmente isentas de partes móveis.

A condição de leito fluidizado rápido é caracterizada por altas concentrações de sólidos, rápida aglomeração e quebra de aglomerados de partículas, retorno extensivo de sólidos e velocidades relativas gás-partícula superiores à velocidade terminal das partículas (PÉCORA, 1995). No entanto, a porosidade do leito não é uniforme ao longo do *riser*.

A porosidade do leito (ϵ) é definida como a razão entre o volume vazio em relação ao volume total do leito. O perfil axial de porosidade do leito apresenta uma região densa na base do *riser* e outra diluída perto do topo. Entre as duas regiões há uma interface onde a curva do perfil apresenta um ponto de inflexão. Mantendo-se constante o inventário de sólidos, um aumento da velocidade superficial do gás, ou uma diminuição no fluxo de recirculação de sólidos, reduz a extensão da região densa do leito (Figura 5).

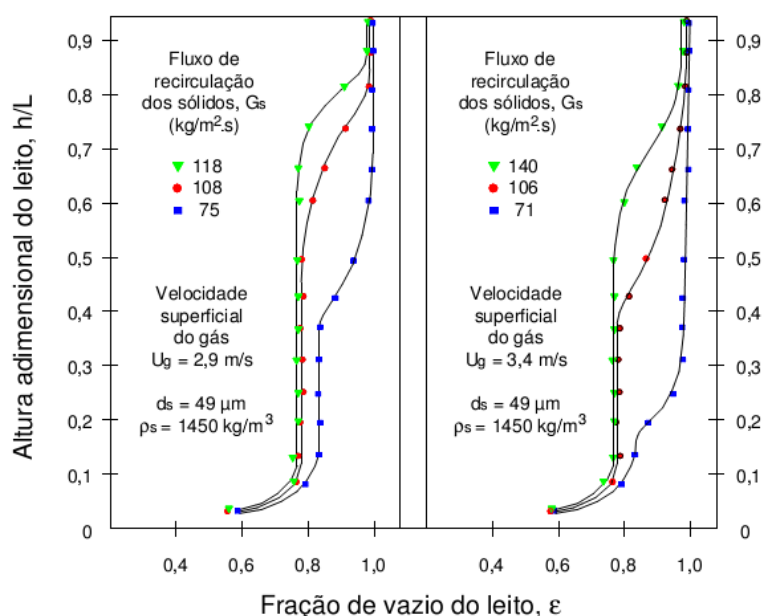


Figura 5 – Efeito da velocidade superficial do gás e do fluxo de recirculação dos sólidos na porosidade ao longo do *riser*

Fonte: Adaptado de Weinstein et al. (1983) apud Ramirez-Behainne (2007).

Por outro lado, um aumento no inventário de sólidos na coluna de retorno, com os demais parâmetros constantes, ocasiona um aumento da região densa do

leito (Figura 6). Com isso, verifica-se que, a fim de preservar o balanço de pressão no circuito, a interface entre a fase densa e diluída do leito se altera conforme a perda de carga na coluna de retorno (WEINSTEIN et al., 1985).

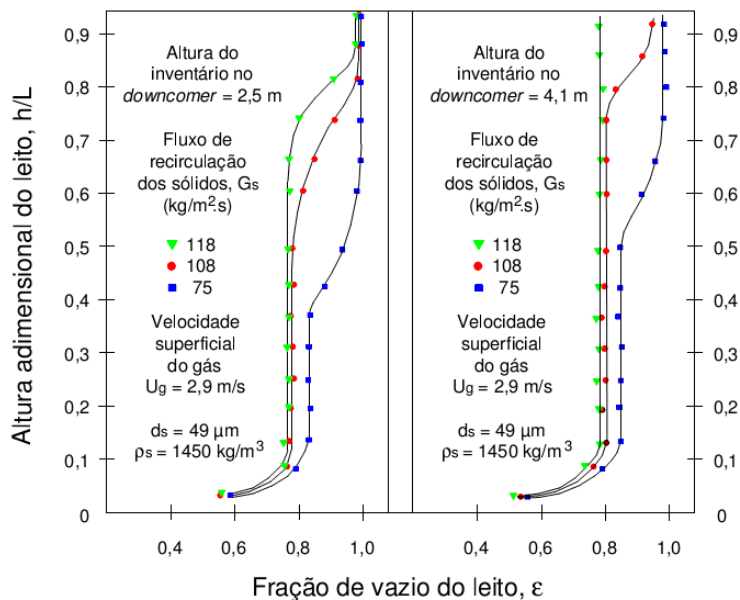


Figura 6 – Efeito do inventário de sólidos sobre a porosidade ao longo do riser
Fonte: Adaptado de Weinstein et al. (1983) apud Ramirez-Behainne (2007).

Rhodes e Geldart (1986) também afirmam que, para leitos fluidizados rápidos, a queda de pressão entre dois pontos do riser é função da velocidade superficial do gás e do fluxo de recirculação dos sólidos, provocando variações na altura da região densa presente no fundo da coluna (Figura 7).

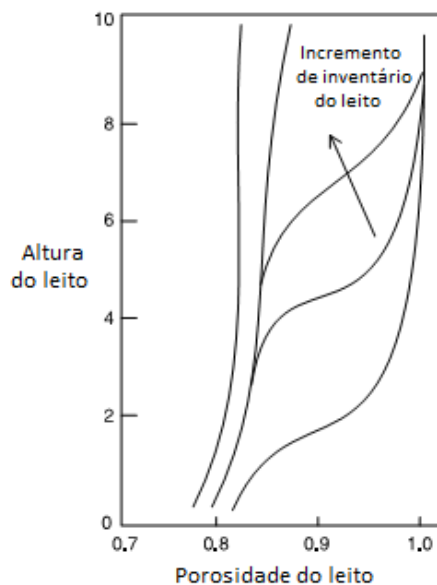


Figura 7 – Perfil axial da porosidade do leito
Fonte: Adaptado de Basu (2006).

Quanto ao perfil radial de concentração de sólidos, verifica-se um movimento ascendente de partículas no núcleo do leito até um ponto onde o fluxo mássico de partículas torna-se nulo. A partir desse ponto em direção à parede do *riser*, o movimento torna-se descendente (MONCEAUX et al., 1985).

Para leitos fluidizados circulantes, ocorre um maior diferencial de pressão por unidade de altura do leito na região inferior do *riser*, uma vez que nesta região o leito de partículas é mais denso que no topo da coluna (Figura 8). Operando em regime permanente, para que os sólidos acumulados na válvula de recirculação se movimentem da coluna de retorno para o *riser*, a pressão em *A* deve ser menor que a pressão em *F* (MORITA, 2009).

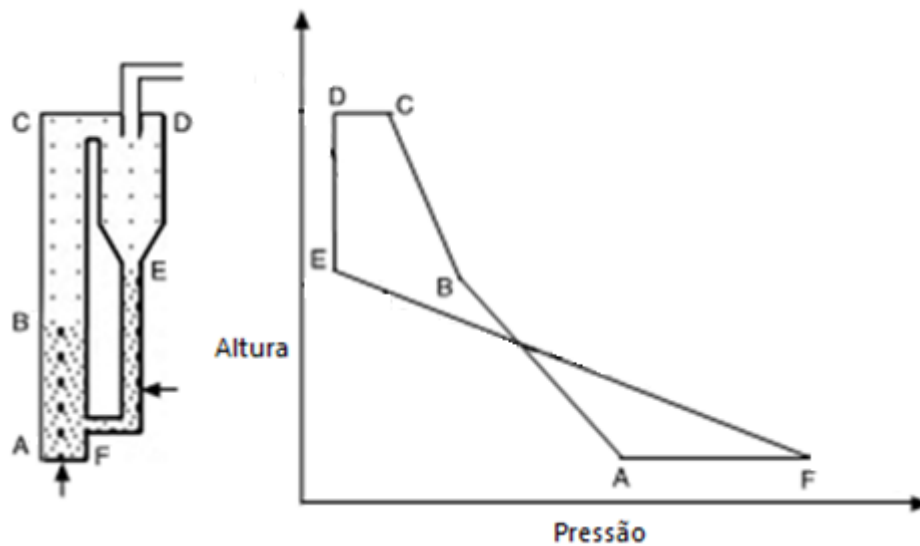


Figura 8 – Balanço de pressão no sistema de leito fluidizado circulante
 Fonte: Adaptado de Basu (2006, p. 45).

A queda de pressão no *riser* ocorre em função da queda de pressão pela aceleração dos sólidos, da perda de energia por atrito dos sólidos e do gás com as paredes e da queda de pressão devido às mudanças na porosidade do leito (NASCIMENTO et al., 2006). A maior queda de pressão ocorre na válvula de recirculação utilizada para o controle do fluxo de sólidos, devido ao acúmulo de partículas nessa região. Assim, para um determinado inventário de sólidos, as partículas são distribuídas principalmente no *riser*, no *standpipe* e na válvula de retorno, sendo esta distribuição verificada mediante a presença do perfil típico de pressão no circuito do sistema de LFC (Figura 8). Portanto, para que o LFC opere de maneira estável, o balanço de pressão no circuito deverá seguir a Equação (12) (BASU, 2006):

$$\Delta P_{F-A} + \Delta P_{A-B} + \Delta P_{B-C} + \Delta P_{C-D} = \Delta P_{D-E} + \Delta P_{E-F} \quad (12)$$

Mantendo as variáveis operacionais constantes, um aumento no inventário de sólidos acarretaria em uma maior pressão estática em cada ponto ao longo do circuito. O aumento do inventário impõe uma nova condição de equilíbrio ao sistema. Uma vez que a maior densidade ou menor porosidade do leito promove um aumento na pressão por unidade de altura na direção axial, a velocidade de fluidização deve ser aumentada para deslocar uma maior massa de sólidos (BASU, 2006).

A densidade do leito é uma propriedade importante no estudo de sistemas fluidizados, principalmente em estudos relacionados à transferência de calor. A

densidade a granel (densidade *bulk*) indica a densidade da massa de partículas incluindo a porosidade do sistema. Devido ao fato de o volume intersticial do leito poder influenciar em parâmetros como permeabilidade e condutividade térmica, o estudo dessa propriedade pode ajudar no entendimento dos fenômenos que ocorrem em sistemas particulados (LAURENTINO, 2007).

Com as quedas de pressão, é possível obter o perfil da densidade média de suspensão e a porosidade do leito ao longo do *riser*, com base nas seguintes equações:

$$\frac{\Delta P}{L} = \rho_B g \quad (13)$$

$$\rho_B = \rho_s(1 - \varepsilon) \quad (14)$$

sendo, ρ_B a densidade a granel do leito e L , a altura de interesse no *riser*.

A porosidade do leito tem uma grande influência na perda de carga e é afetada pelo diâmetro, pela forma das partículas e pelo diâmetro da coluna (FOLTIN, 2013).

2.3 MODELAGEM MATEMÁTICA DO ESCOAMENTO GÁS SÓLIDO

Neste tópico são apresentados os aspectos fundamentais associados à modelagem do escoamento gás-sólido, ressaltando as abordagens comumente utilizadas para o tratamento do problema, bem como os modelos utilizados na presente dissertação, ressaltando seus benefícios e limitações.

2.3.1 Modelo de Dois Fluidos

Para o caso específico dos escoamentos gás-sólido, há duas formas principais de modelar a fase particulada em escoamentos multifásicos, a abordagem Euleriana-Euleriana e a Euleriana-Lagrangeana (BARBOSA, 2012).

Na abordagem Euleriana-Lagrangeana, ou modelo de partículas discretas, cada partícula da fase sólida é modelada individualmente, com base na segunda lei de Newton. A descrição do escoamento de partículas sólidas em um fluido é conseguida, pela resolução das equações de Navier-Stokes para o movimento do

fluido juntamente com a resolução das equações da quantidade de movimento linear e angular para cada uma das partículas.

Como os problemas de engenharia envolvendo escoamentos gás-sólido geralmente envolvem uma grande quantidade de partículas, torna-se inviável a solução do movimento das partículas pela segunda lei de Newton, pois seria requerida uma capacidade computacional extrema (ROTAVA, 2008). Assim, as formulações Eulerianas de meios contínuos tornam-se mais adequadas para a simulação desses escoamentos (SUNDARESAN, 2000).

A formulação Euleriana-Euleriana considera que o material particulado assume o comportamento de um fluido, tornando-se desnecessária a representação de cada partícula individualmente. Esta abordagem considera a fase particulada como um contínuo, aplicando-se equações conservativas de massa e quantidade de movimento para ambas as fases. Esse modelo tem sido genericamente denominado Modelo de Dois Fluidos.

O Modelo de Dois Fluidos é considerado o modelo mais adequado para a simulação de escoamentos gás-sólido, descrevendo o comportamento das duas fases como meios contínuos interpenetrantes coexistindo em um mesmo domínio (SUNDARESAN, 2000).

A formulação do Modelo de Dois Fluidos inicia-se com balanços integrais de massa, quantidade de movimento e energia em um volume de controle genérico contendo as duas fases. Os teoremas de Gauss e de Leibniz são, então, aplicados à equação integral do balanço, obtendo-se dois conjuntos de equações: as equações locais instantâneas e os termos de transferência locais (ISHII; HIBIKI, 2006).

Com base no procedimento Euleriano, no qual uma variável vetorial ou escalar é transportada através do volume de controle usando um sistema de coordenadas fixo, são aplicados procedimentos de médias a essas equações, conduzindo-as ao Modelo de Dois Fluidos (ROTAVA, 2008), o que permite o emprego de malhas mais grosseiras ou passos de tempo mais longos.

No entanto, modelos estatísticos são necessários para transcrever o comportamento de partículas individuais para um contínuo. O modelo mais difundido é a Teoria Cinética do Escoamento Granular (KTGF, do inglês *Kinetic Theory of Granular Flow*), utilizada como um padrão para a representação de leitos fluidizados (GIDASPOW, 1994).

Diversos autores, como Gidaspow (1994), Jackson (2000), Wachem (2000), Agrawal (2000), Agrawal et al. (2001) e Cabezas-Gómez (2003), Michaelides (2006), Lauga et al. (2007), Zhou et al (2013), Feng et al (2014), Roy et al. (2014), Zhang et al. (2015), Bazkshi et al. (2015), Upadhyay e Park (2015), entre outros, apresentaram estudos de simulação com o emprego do Modelo de Dois Fluidos em escoamentos gás-sólido. A maioria destes autores utilizou a KTGF na modelagem do escoamento gás-sólido nos leitos fluidizados estudados.

2.3.2 Teoria Cinética do Escoamento Granular (KTGF)

Os modelos Eulerianos consideram todas as fases do escoamento como um contínuo e interpenetrantes, empregando generalizações das equações de Navier-Stokes, inclusive para a representação da fluidodinâmica da fase sólida, o que gera termos adicionais como pressão e viscosidade do sólido. Sendo assim, os modelos Eulerianos requerem leis de fechamento adicionais para descrever a reologia das partículas fluidizadas.

Uma simplificação possível do problema é a desconsideração destes termos, considerando, dessa forma, o sólido como sendo invíscido e não exercendo pressão no sistema. No entanto, isto é aceitável apenas em alguns casos, como, por exemplo, quando a fração volumétrica de sólidos é suficientemente pequena para que o escoamento seja regido pela fase gasosa. Uma outra possibilidade é considerar estes valores constantes e não nulos. Entretanto, a estimativa de um valor por meio de testes empíricos, pode ser válido para um tipo de particulado, mas não para outro. Enwald et al. (1996), por exemplo, consideram que a viscosidade do particulado é uma função de sua fração e da viscosidade da fase contínua. Na literatura existem outros estudos voltados para a determinação destas variáveis, no entanto, também possuem restrições (HODAPP, 2009).

Uma alternativa bastante aceita na modelagem de leitos fluidizados envolve a Teoria Cinética do Escoamento Granular (KTGF). Esta teoria é uma extensão da teoria cinética clássica dos gases, porém a temperatura usual é substituída por uma temperatura granular, obtida pela resolução da equação diferencial que representa a energia pseudo-térmica das partículas. As outras propriedades da fase sólida são funções desta temperatura granular, fornecendo equações de fechamento que

consideram a dissipação de energia resultante das colisões entre as partículas por meio de coeficientes de restituição (MARINI, 2008). Uma das principais vantagens desta abordagem é a rapidez na resolução de problemas envolvendo grandes domínios e quantidades de partículas, tornando-se aplicável às simulações de engenharia industrial (HODAPP, 2009).

Sinclair e Jackson (1989) foram os primeiros a aplicar a teoria cinética para modelar um escoamento gás-sólido totalmente desenvolvido em um tubo. Mais tarde, Gidaspow (1994) revisou a teoria cinética e fez descrições de sistemas multifásicos utilizando esta alternativa.

Boemer et al. (1995) e Wachem et al. (1999) compararam as diversas equações de fechamento baseadas na KTGF. Os resultados indicaram diferenças significativas de comportamento entre elas, sugerindo, assim, a necessidade de continuidade das pesquisas teóricas e empíricas para a obtenção de melhores relações de fechamento.

Wachem (2000) discutiu a importância do refinamento da malha computacional para a obtenção de resultados sensíveis à KTGF. O autor defendeu que a malha computacional deveria conter alguns poucos diâmetros de partículas, uma vez que a presença de *clusters* (aglomerados de partículas) influencia os resultados.

Benyahia et al. (2000) enfatizaram a importância da KTGF ser estendida para levar em conta a distribuição granulométrica do particulado, introduzindo termos descritivos das interações entre partículas de diferentes granulometrias. No mesmo ano, Mathiesen et al. (2000) desenvolveram um modelo semelhante ao de Kuipers et al. (2001), estendendo a KTGF para escoamentos com partículas de vários tamanhos, de forma que cada granulometria correspondia a uma fase sólida diferente.

Posteriormente, diversos autores aplicaram com sucesso a KTGF na simulação do escoamento gás-sólido em leitos fluidizados, como Goldschmidt et al. (2004), Rotava (2008), Marini (2008), Almuttahir e Taghipour (2008), Armstrong e Luo (2010), Cloete et al. (2011), Cloete et al. (2012), Lohaa et al. (2012), Verma et al. (2013), Wang et al. (2013), Roy et al. (2014), Benzartia et al. (2014) e Zhang et al. (2015).

2.3.3 Modelagem da Turbulência

Segundo Hodapp (2009), a turbulência pode ser definida como um fenômeno convectivo, transiente, não linear e tridimensional, sendo uma propriedade intrínseca ao escoamento e não ao fluido. A turbulência é um fenômeno difusivo, resultando, portanto, no aumento das taxas de transferência de energia, massa e quantidade de movimento.

Diversos modelos para a representação da turbulência em escoamentos foram sugeridos por McComb (1990), Garde (1994), Ferziger e Peric (2002), entre outros. No entanto, a modelagem e análise da turbulência em escoamentos multifásicos é muito mais complexa que em escoamentos monofásicos. As fases não se misturam uniformemente e a interação entre as fases pode acarretar em efeitos profundos nas propriedades do escoamento. Enwald et al. (1996) e Peirano e Leckner (1998) publicaram revisões bibliográficas sobre a modelagem da turbulência em escoamentos gás-sólido.

As equações de Navier-Stokes representam, matematicamente, qualquer escoamento de fluidos newtonianos, laminar ou turbulento. No entanto, a modelagem de escoamentos turbulentos abrange uma ampla faixa de escalas de turbulência e de tempo. A resolução de todas as escalas por meio de métodos numéricos resultaria em um problema que requereria esforços e tempos computacionais demasiadamente longos (HODAPP, 2009).

Sendo assim, visando possibilitar a resolução numérica de escoamentos turbulentos, foram desenvolvidas abordagens teóricas, que geraram diferentes modelos para a turbulência (Figura 9).

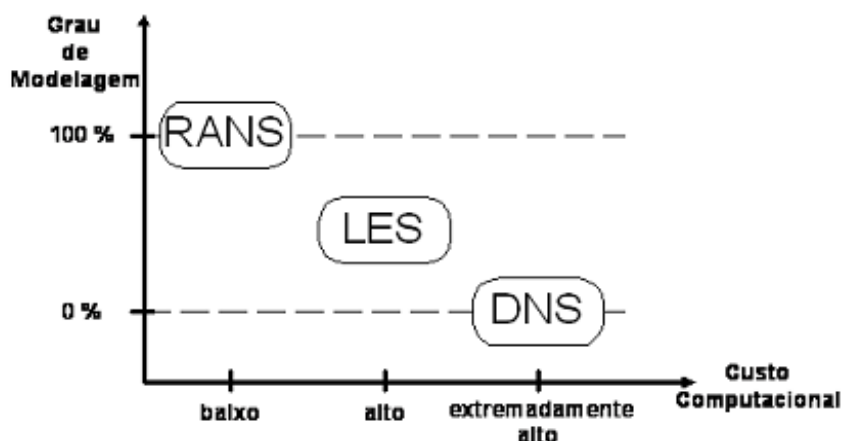


Figura 9 – Abordagens em modelagem de escoamentos turbulentos**Fonte: Hodapp (2009, p.19).**

A modelagem DNS (*Direct Numerical Simulation*), por exemplo, resolve todas as escalas de comprimento e tempo do escoamento. Esse procedimento resolve as equações de Navier-Stokes completas. É o método conceitualmente mais simples e exato para a resolução de escoamentos turbulentos. No entanto, requer grande poder computacional e malhas muito refinadas, sendo usados geralmente em pesquisas sobre a turbulência e para a obtenção de informações para o desenvolvimento de modelos de turbulência (FERZIGER; PERIC, 2002).

O modelo LES (*Large Eddy Simulation*) resolve as grandes escalas explicitamente por meio do DNS, também necessitando de malhas refinadas, no entanto, a influência das escalas dissipativas é modelada com o emprego de sub malhas. Dessa forma, o custo computacional é reduzido significativamente se comparado ao DNS, porém ainda é superior ao RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*) (BARBOSA, 2012). O modelo LES foi utilizado com sucesso por Huilin e Gidaspow (2003) e por Huilin et al. (2003), os quais utilizam uma modelagem de submalha (*sub grid scale*).

O modelo RANS busca modificar as equações de Navier-Stokes por meio da aplicação de técnicas estatísticas, introduzindo termos médios para representar as variações dos elementos de um escoamento turbulento. Dessa forma, é possível obter equações de conservação válidas para representar escoamentos turbulentos. Entretanto, são geradas variáveis adicionais, as tensões de Reynolds ou tensões turbulentas. As equações empregadas no fechamento do problema definem o tipo de modelo de turbulência. Os mais comumente utilizados são os modelos de Tensões de Reynolds (*Reynolds Stresses*) e de Viscosidade Turbulenta (*Eddy Viscosity*) (HODAPP, 2009).

Nos modelos de Tensões de Reynolds, todas as componentes de tensão e das taxas de dissipação são representadas por equações de transporte e resolvidas para cada um dos componentes do tensor, sendo adequados para escoamentos complexos. Os modelos de Viscosidade Turbulenta, por outro lado, são mais simples e mais utilizados em CFD. Estes modelos consideram a turbulência como sendo o conjunto de pequenos vórtices, os quais são continuamente formado e dissipados.

Os principais modelos de Viscosidade Turbulenta são os modelos de zero equação, de uma equação e de duas equações (HODAPP, 2009).

Os modelos de zero equação não possuem equações de transporte adicionais, sendo a viscosidade turbulenta calculada apenas por meio de uma relação algébrica empírica (BARBOSA, 2012). O modelo de uma equação utiliza a energia cinética para o cálculo da viscosidade turbulenta. Dessa forma, apenas uma equação de transporte é gerada (HODAPP, 2009). Nos modelos de duas equações, tanto a velocidade como a escala de comprimento são modeladas através de equações de transporte. Os modelos mais utilizados são o $k - \epsilon$ e $k - \omega$, os quais utilizam as equações de transporte para a modelagem da energia cinética turbulenta, k , e de uma outra variável, ambas relacionadas à dissipação de energia cinética. O modelo $k - \omega$ utiliza a equação de transporte para calcular a frequência de turbulência ω , enquanto o $k - \epsilon$ utiliza a equação de transporte para calcular da dissipação turbulenta ϵ (BARBOSA, 2012).

2.3.4 Modelos de Arraste

A dinâmica da partícula em fluidos é governada pela segunda lei de Newton, expressa pela Equação (15).

$$m_p \frac{d\vec{u}_p}{dt} = \sum \vec{F} \quad (15)$$

sendo, m_p a massa da partícula, \vec{u}_p a velocidade da partícula e \vec{F} as forças atuando sobre uma simples partícula.

O somatório das forças, representado na equação, engloba os diversos mecanismos que atuam sobre a partícula, tais como a força de arraste provocada por uma diferença de velocidades entre as fases; o empuxo, decorrente do gradiente de pressão do fluido; efeito de massa virtual, resultante da aceleração relativa entre as fases; a força de elevação Saffman, devido ao gradiente de velocidade do fluido; a força Magnus, gerada pela rotação da partícula; a força Basset, a qual depende do movimento das partículas através do fluido; além de forças devido a gradientes de temperatura e pressão (SYAMLAL et al., 1993).

No entanto, na modelagem do escoamento gás-sólido, devido à grande diferença de massas específicas entre as fases, as demais forças interfaciais podem ser negligenciadas quando comparadas à força de arraste, uma vez que esta representa aproximadamente 90% da força total (LUNA, 2013).

A força de arraste atuante sobre uma partícula isolada imersa em um fluido estagnado foi amplamente estudada (BOLKAN et al., 2003; CHEN et al., 2006) como função do número de Reynolds da partícula (Equação (16)).

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re_p} & \text{para } Re_p < 1 \\ \frac{18,5}{Re_p^{3/5}} & \text{para } 1 > Re_p > 10^3 \\ 0,44 & \text{para } Re_p > 10^3 \end{cases} \quad (16)$$

No entanto, em um leito fluidizado não há apenas uma partícula isolada, mas sim várias partículas que interagem e influenciam a força de arraste (TAGHIPOUR et al., 2005).

Para considerar estes efeitos, várias correlações empíricas foram propostas para quantificar a quantidade de energia transmitida da fase gás para a fase sólida. Entre as mais utilizadas na modelagem e simulação de leitos fluidizados estão o modelo de Gidaspow (1994), o de Syamlal-O'Brien (1989), o de Wen e Yu (1966) e o de Huilin e Gidaspow (2003).

O modelo de arraste tem uma forte influência na fluidodinâmica do escoamento gás-sólido e, conseqüentemente, nos resultados das simulações, uma vez que é a principal força de aceleração atuando sobre as partículas (LUNA, 2013).

Muitos autores estudaram a influência dos modelos de arraste na fluidodinâmica do escoamento gás-sólido, como Bastos (2005), Almuttahir e Taghipour (2008), Armstrong e Luo (2010), Lohaa et al. (2012), Benzartia et al. (2014), Verma et al. (2014), Zhang et al. (2015), Zhou e Wang (2015), Lungua et al. (2015) e Bazkshi et al. (2015). No entanto, os resultados destes trabalhos divergem e não apontam qual modelo de arraste é o mais adequado para representar a fluidodinâmica do escoamento gás-sólido.

Embora os modelos de arraste apresentem um comportamento qualitativo similar, os resultados quantitativos divergem. Os modelos de arraste podem superestimar ou subestimar a previsão de um parâmetro, entendendo-se que o

modelo está prevendo uma maior ou menor transferência de quantidade de movimento da fase gás para a sólida. O desempenho dos modelos na previsão da fluidodinâmica do leito depende de diversos fatores, como a velocidade de fluidização na qual se desenvolve a operação, os modelos de turbulência utilizados e as condições de contorno empregadas no estudo (LUNA, 2013).

2.3.5 Coeficiente de Especularidade

Uma das incertezas no que sublinham a utilização do Modelo de Dois Fluidos em simulações multifásicas é decorrente da condição de contorno da fase sólida. Tradicionalmente, a influência de paredes em escoamento de fluidos é modelada pelas condições de não deslizamento ou livre deslizamento. Usualmente, aplica-se a condição de não deslizamento na parede, sendo esta amplamente aceita em escoamentos monofásicos. Entretanto, a condição de não deslizamento não é uma suposição válida para a fase sólida (SOMMERFELD, 1999; MICHAELIDES, 2006; LAUGA et al., 2007).

Jonhson e Jackson (1987) desenvolveram uma expressão baseada no balanço de forças entre as partículas e a parede, possibilitando a determinação da velocidade de deslizamento (*slip*) entre as partículas e a parede:

$$\frac{u_{sl}(\sigma_c + \sigma_f)n}{|u_{sl}|} + \frac{\varphi\sqrt{3}\pi\rho_p\alpha_s T^{1/2}|u_{sl}|}{6\alpha_{s,max} \left[1 - \left(\frac{\alpha_s}{\alpha_{s,max}}\right)^{1/3}\right]} + N_f \tan\delta = 0 \quad (17)$$

sendo, u_{sl} a velocidade de deslizamento, dada pela diferença entre a velocidade em um ponto em relação à velocidade próxima a parede, σ_c e σ_f são as contribuições de colisão e de fricção da tensão, n é uma unidade normal a parede para dentro do escoamento, T é a temperatura granular, N_f é o componente normal da tensão pela fricção e δ é o ângulo de fricção entre o particulado e a parede. O coeficiente φ é o coeficiente de especularidade, sendo definido como a medida da fração de colisões que transferem quantidade de movimento para a parede, variando de 0 (livre deslizamento) a 1 (colisões perfeitamente difusivas).

Embora defenda-se uma condição de escorregamento intermediário como condição de contorno mais apropriada, a seleção de um comprimento de deslizamento exato ou de um coeficiente de velocidade de deslizamento ainda está sem resposta.

Estudos desenvolvidos por Benyahia et al (2005) e por Almuttahir e Taghipour (2008) determinaram que, de forma geral, valores baixos de φ (10^{-4} a 10^{-3}) são aceitáveis para leitos fluidizados circulantes, enquanto valores mais altos (0,05 a 0,5) são apropriados para leitos borbulhantes.

Almuttahir e Taghipour (2008) modelaram o escoamento gás-sólido em um leito fluidizado circulante de alta densidade. Os autores estudaram o comportamento do sólido próximo às paredes. Quatro valores de coeficientes de especularidade ($\varphi=1; 0,5; 0,1; e 0$) e três valores de coeficientes de restituição ($e=0,9; 0,95; e 0,99$) foram testados. O coeficiente de restituição é uma medida da energia dissipada pela colisão entre partículas da mesma fase, assumindo o valor 1 para colisões elásticas e 0 (zero) para colisões plásticas. Os melhores resultados, em comparação a dados experimentais, foram obtidos utilizando a condição de livre deslizamento de sólidos na parede ($\varphi=0$). A variação do coeficiente de restituição não afetou significativamente os resultados obtidos.

Hodapp (2009) empregou a correlação de Boltzmann na modelagem das forças entre e intrapartículas. Essa abordagem não apresentou melhoras em relação a outras modelagens, além do maior tempo computacional requerido. O autor também observou o efeito da variação do coeficiente de especularidade (0,4 e 0,6) na condição de contorno na parede sobre os perfis de velocidade da fase particulada, obtendo valores mais adequados para os casos estudados.

Wang et al. (2010) relatou que a condição de livre deslizamento na parede poderia resultar em uma melhor concordância com dados experimentais em LFC que a condição de não-deslizamento.

Armstrong et al. (2010) demonstraram que, para escoamentos densos, a utilização de um coeficiente de especularidade de aproximadamente 0,25 resulta em uma previsão mais precisa da velocidade axial das partículas perto da parede de um tubo de subida em comparação com outros valores.

Loha et al (2013) aplicaram a expressão desenvolvida por Johnson e Jackson (1987) para a fase particulada na simulação da fluidodinâmica do escoamento gás-sólido em um leito fluidizado borbulhante, variando o coeficiente de

especularidade de 0 a 1. O Modelo de Dois Fluidos foi empregado na modelagem e as propriedades das partículas sólidas foram calculadas aplicando a KTGF. Os autores analisaram o efeito de diferentes condições de contorno da parede sobre o comportamento fluidodinâmico do escoamento. Verificou-se que as previsões do modelo são sensíveis ao coeficiente de especularidade.

Zhou et al (2013) investigaram o efeito da condição de contorno da fase sólida na parede durante um escoamento de gás-sólido em um LFC. O Modelo de Dois Fluidos e a KTGF foram empregados. Foi aplicado o modelo de arraste de Gidaspow e o EMMS (Minimização Multi-Escala, do inglês *Energy Minimization Multi-Scale*). A condição de contorno na parede proposta por Johnson e Jackson (1987) foi utilizada para descrever a interação entre as partículas e parede. Estudos paramétricos de coeficiente de especularidade ($\varphi = 1,0; 0,6; 0,0005; 0,00005; 0$) foram realizados para avaliar o seu efeito sobre o perfil axial de porosidade e fluxo de sólidos. Os resultados das simulações mostraram que a condição de contorno de parede teve pouco efeito no perfil de porosidade axial quando foi utilizado o modelo de arraste de Gidaspow. No entanto, o coeficiente de especularidade teve uma influência significativa sobre o comportamento do fluxo quando foi utilizado o modelo de arraste EMMS. Um coeficiente de especularidade pequeno ($\varphi = 0,00005; 0$) pode resultar em uma melhor concordância com os dados experimentais.

Feng et al. (2014) analisaram o movimento de um conjunto de partículas de perto de uma parede sólida vertical durante o processo de fluidização por um fluxo uniforme. Por meio da modelagem DNS, as posições e velocidades de um total de 500 partículas foram monitoradas e analisadas em cada passo de tempo. Os resultados obtidos mostraram uma quantidade significativa de partículas em deslizamento descendente perto da parede vertical, sendo que a velocidade de deslizamento aumentou com o incremento da velocidade de fluidização.

Zhang et al. (2015) estudaram a influência da variação do coeficiente de especularidade em um escoamento gás-sólido no *riser* de um leito fluidizado circulante de alta densidade, utilizando o modelo de arraste EMMS/Matrix. Os autores compararam cinco valores de coeficientes (0; 0,005; 0,05; 0,5; 1) e concluíram que os melhores resultados são obtidos quando o coeficiente de especularidade se aproxima de zero. Almuttahir e Taghipour (2008) também concluíram que coeficientes baixos de especularidade resultam em melhores resultados na simulação de leitos fluidizados circulantes de alta densidade.

Bazkshi et al. (2015) desenvolveram um estudo focado na investigação do impacto do coeficiente de especularidade na fluidodinâmica de leitos fluidizados. As simulações tridimensionais foram realizadas utilizando o Modelo de Dois Fluidos. Os resultados das simulações foram comparados com dados experimentais para diferentes regimes de fluidização e propriedades de partículas. O resultado das análises sugeriu que um coeficiente de especularidade entre 0,01 e 0,3 é aceitável na simulação da maior parte dos escoamentos densos gás-sólidos, sendo observado que a escolha do coeficiente de especularidade afeta a velocidade de sólidos em direção à base da coluna próximo às paredes e a distribuição de sólidos ao longo do leito.

Upadhyay e Park (2015) realizaram uma simulação bidimensional do escoamento gás-sólido no *riser* de um leito fluidizado circulante, utilizando o programa computacional ANSYS-FLUENT™ v.6.3. O Modelo de Dois Fluidos foi empregado juntamente com a KTGF. O modelo de turbulência utilizado foi o $k - \epsilon$ e o modelo de arraste de Gidaspow. Os autores avaliaram a influência da variação do coeficiente de especularidade ($\varphi = 0,00001; 0,0001$ e $0,001$) e do coeficiente de restituição ($e = 0,8; 0,9; 0,99$) na simulação do escoamento. Observou-se que, para baixos valores de coeficientes de especularidade ($\varphi = 0,00001; 0,0001$), a variação do coeficiente de restituição influencia de forma insignificante a distribuição axial de sólidos. Por outro lado, para valores altos de coeficientes de especularidade ($\varphi = 0,001$), a influência da variação do coeficiente de restituição torna-se mais significativa.

2.4 EVOLUÇÃO NO ESTUDO DA MODELAGEM DE SISTEMAS GÁS-SÓLIDO

Davidson (1961) analisou o movimento de uma bolha em um leito fluidizado com base na aplicação de duas equações da continuidade e uma expressão para cálculo das velocidades relativas em função da lei de Darcy. Geralmente atribui-se a esse autor o primeiro passo no entendimento dos fundamentos da fluidização.

Anderson e Jackson (1967) são considerados os pioneiros na modelagem do escoamento gás-sólido. Os autores desenvolveram um conjunto de equações para um sistema de partículas fluidizadas a partir de equações do movimento de

uma única partícula sólida e das equações de Navier-Stokes para o movimento do fluido.

No final de década de 70, Arastoopour e Gidaspow (1979) foram um dos primeiros autores a aplicar as equações fluidodinâmicas multifásicas para um sistema diluído gás-sólido e a comparar os valores obtidos com dados experimentais disponíveis.

Posteriormente, Gidaspow e Ettehadieh (1983) desenvolveram um modelo fluidodinâmico bidimensional para escoamentos gás-sólido. O modelo foi validado experimentalmente. Gidaspow et al. (1984) utilizaram este modelo em um processo de gaseificação do carvão, envolvendo transferência de calor. Os resultados obtidos indicaram que o modelo fluidodinâmico proposto é apropriado para prever o comportamento de leitos fluidizados.

Alves (1998) desenvolveu um programa para as simulações de um reator de LFC, baseado no Modelo de Dois Fluidos. O autor utilizou o modelo $k - \epsilon$ para a fase gasosa e a KTGF para a fase particulada. Os resultados obtidos evidenciaram a importância da determinação da viscosidade efetiva da fase particulada na obtenção da distribuição radial de partículas.

Alves et al. (2000) aplicaram, por meio de técnicas CFD, um Modelo de Dois Fluidos turbulento para a caracterização do escoamento de partículas de catalisador e areia em um leito fluidizado rápido. Diferentes condições operacionais foram testadas, apresentando boa concordância com dados experimentais disponíveis na literatura.

Ribeiro (2001) estudou o escoamento gás-sólido em um *riser*. O autor empregou a teoria cinética de escoamentos granulares na forma simplificada, sem os termos convectivo-difusivo e transiente. Além disso, foram testadas forças extras sobre a fase sólida: força de Saffman e força de pressão na fase sólida. Dessa forma, foi possível prever o comportamento qualitativo dos fenômenos que ocorrem dentro do *riser*.

Zhang e Reese (2001) propuseram um novo Modelo de Dois Fluidos incorporando a influência da turbulência da fase gasosa no movimento aleatório das partículas. Os resultados demonstram que, mesmo para escoamentos diluídos, essa influência no movimento microscópico das partículas não pode ser desprezada. Em 2003, os autores também estudaram a influência da fase particulada na turbulência da fase gasosa. Concluiu-se que a distância interpartículas tem um efeito

significativo na turbulência da fase gasosa, e deve ser incorporada na modelagem da turbulência.

Ribeiro (2001) estudou o escoamento gás-sólido em um *riser*. O autor aplicou uma equação simplificada para o transporte da temperatura granular (um dos termos mais importantes da KTGF) para a determinação da viscosidade da fase particulada. A turbulência na fase gasosa não foi modelada.

No ano seguinte, Rosa (2002) também simulou um escoamento com reações químicas em um *riser*. No entanto, o modelo $k - \epsilon$ foi utilizado para a modelagem da turbulência na fase gasosa. Os resultados obtidos mostram a presença de características do escoamento, como o fluxo em forma sinuosa, não simétrico, e a aglomeração de partícula próximo às paredes.

Sheng et al. (2004) simularam a queima do carvão com o auxílio do pacote computacional ANSYS-FLUENT™. As fases gasosa e particulada foram modeladas de acordo com a abordagem Euleriana-Lagrangeana, respectivamente. A turbulência foi descrita por meio do modelo $k - \epsilon$. Os autores concluíram que, embora os resultados obtidos sobrestimem as reações de queima, as técnicas de CFD representaram corretamente outros comportamentos do caso.

Goldschmidt et al. (2004) e Ibsen et al. (2004) compararam o Modelo de Dois Fluidos e o modelo de partículas discretas com dados experimentais. Os resultados obtidos demonstram uma maior precisão do modelo de partículas discretas. Além disso, os resultados obtidos por Goldschmidt et al. (2004) demonstram que uma melhoria significativa pode ser obtida por meio da incorporação de uma fonte adicional de dissipação na KTGF, considerando os efeitos da rugosidade.

Benim et al. (2005) utilizaram a abordagem Euleriana-Lagrangena para estudar o comportamento fluidodinâmico de um separador de carvão pulverizado em escala laboratorial. Os autores estudaram a influência dos modelos de turbulência para as partículas. Para as condições operacionais do sistema, concluiu-se que a inclusão de um modelo de turbulência para as partículas não mostrou diferenças significativas no que diz respeito à característica do escoamento.

No mesmo ano, Bastos (2005) apresentou a modelagem matemática e a simulação da fluidização rápida em um longo duto cilíndrico vertical. Assim como no estudo de Rosa (2002), o Modelo de Dois Fluidos foi utilizado para o cálculo do escoamento, com a aplicação do modelo $k - \epsilon$ para a fase gasosa. O autor testou

três diferentes modelos para a modelagem do coeficiente de arraste. Os resultados obtidos indicaram um melhor desempenho do modelo de Gidaspow e Ettehadieh (1983) sobre as demais correlações, quando comparados com resultados experimentais.

Um pouco mais tarde, Filkoski et al. (2006) realizaram um estudo semelhante, analisando a queima do carvão também pela abordagem Euleriana-Lagrangeana. Foram realizadas simulações tridimensionais transientes da combustão com o emprego do modelo $k - \epsilon$ para a modelagem da turbulência. Para realizar as simulações, os autores utilizaram dois *softwares*, um desenvolvido pelo próprio grupo de pesquisa e outro comercial. Os resultados mostraram-se bastante satisfatórios quando comparados com dados experimentais.

Milioli e Milioli (2006) utilizaram a abordagem Euleriana-Euleriana para a descrição da fluidodinâmica do escoamento em um sistema de LFC. Os autores indicaram a importância de uma representação rigorosa da fluidodinâmica para a obtenção de um comportamento semelhante ao observado experimentalmente.

Milioli (2006) realizou simulações para descrever processos fluidodinâmicos e reativos em reatores de LFC, com base na abordagem de dois fluidos. As simulações foram realizadas em regimes permanente e transiente. O autor concluiu que as simulações em regime permanente permitem análises qualitativas do processo e proveem condições iniciais para as simulações transientes. Embora o Modelo de Dois Fluidos seja amplamente empregado, o autor evidencia a importância de melhores descrições reológicas e relações constitutivas sub-malha mais precisas.

Papadikis et al. (2008) utilizaram a abordagem Euleriana-Euleriana-Lagrangeana para um sistema gás-sólido em um leito fluidizado borbulhante. O sólido foi decomposto em um fluido Euleriano e em uma partícula Lagrangeana. Para simplificar o problema, os autores monitoraram o movimento de apenas uma partícula Lagrangeana. As simulações mostraram que a partícula permaneceu durante todo o tempo no leito de areia, nunca subindo até a região diluída do escoamento.

Marini (2008) estudou a modelagem matemática em simulações de um leito fluidizado rápido. O modelo dos dois fluidos e o modelo $k - \epsilon$ foram aplicados. A teoria KTGF do escoamento granular foi empregada para descrever as interações na fase particulada e a contribuição das colisões entre partículas. As equações

diferenciais parciais foram discretizadas e resolvidas com o auxílio do software ANSYS CFX™ v.10, e os resultados comparados com os dados experimentais obtidos na literatura.

Almuttahir e Taghipour (2008) modelaram o escoamento gás-sólido em um leito fluidizado circulante de alta densidade. Diferentes modelos de arraste, incluindo o de Gidaspow, Arastoopour, e um modelo modificado de Syamlal-O'Brien, foram testados. Os resultados obtidos de fração volumétrica de sólidos e de velocidade axial das partículas foram similares, independentemente do modelo de arraste utilizado. No entanto, o modelo de Syamlal-O'Brien gerou resultados melhores na área do núcleo quando comparado com os resultados experimentais.

O Modelo de Dois Fluidos, juntamente com a KTGF e uma modificação do modelo de arraste de Syamlal-O'Brien, foi utilizado por Almuttahir e Taghipour (2008) para modelar a fluidodinâmica do escoamento gás-sólido no *riser* de um leito fluidizado circulante. O modelo foi solucionado com o auxílio do programa comercial ANSYS-FLUENT™ v.6.2. O modelo foi capaz de prever os principais aspectos do escoamento gás-sólido, como a formação de *clusters* e velocidades de sólidos em direção à base da coluna próximo às paredes. Para leitos de alta densidade no regime de fluidização rápida, a fração de sólidos e a velocidade axial das partículas obtidos por meio da simulação foram compatíveis aos resultados experimentais. No entanto, o modelo apresentou algumas discrepâncias ao predizer o comportamento do escoamento em leitos fluidizados circulantes de baixa densidade. São considerados leitos fluidizados circulantes de baixa densidade os que operam com fluxos de sólidos inferiores a $100 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ e frações volumétricas de sólidos inferiores a aproximadamente 10% (BASU, 2006).

Rotava (2008) empregou o Modelo de Dois Fluidos na simulação sub-malha do escoamento gás-sólido em *risers* de leitos fluidizados circulantes. A determinação da pressão e da viscosidade da fase sólida foi realizada com a aplicação de correlações teóricas da KTGF. Os resultados das simulações foram comparados entre si, com outros resultados de simulação da literatura e com dados experimentais. Observou-se que nenhuma das simulações foi capaz de descrever corretamente o escoamento, evidenciando-se que novos desenvolvimentos são necessários de forma a obter predições sub-malha mais realistas.

Armstrong e Luo (2010), testaram a aplicação da KTGF na modelagem da transferência de calor de um reator. O Modelo de Dois Fluidos foi utilizado e dois

modelos de arraste foram testados, o de Gidaspow e de Syamlal–O'Brien. Ambos os modelos de arraste detectaram a passagem de bolhas razoavelmente bem. Os coeficientes de transferência de calor obtidos com o modelo Syamlal-O'Brien mostraram mais flutuações locais do que o modelo Gidaspow, uma vez que o modelo Syamlal-O'Brien foi desenvolvido com base na velocidade terminal das partículas, indicando uma ligeira sensibilidade a uma escala microscópica.

Hernández-Jiménez et al. (2011) estudaram a fluidodinâmica em um leito fluidizado borbulhante. A modelagem foi realizada com base no Modelo de Dois Fluidos e nos modelos de arraste de Gidaspow e de Syamlal-O'Brien. Os resultados obtidos foram semelhantes aos de resultados experimentais e estudos prévios.

Cloete et al. (2011) aplicaram o Modelo de Dois Fluidos e a KTGF na simulação do escoamento reativo gás-sólido em um *riser*. Os resultados obtidos mostraram que o comportamento do sistema está de acordo com os resultados experimentais.

Cloete et al. (2012) empregaram o Modelo de Dois Fluidos e a KTGF na modelagem bidimensional do escoamento gás-sólido em um reator de leito fluidizado borbulhante, por meio do programa ANSYS-FLUENT™ v.12.1. Neste trabalho, as simulações não conseguiram reproduzir com precisão a tendência experimental para o caso da utilização do óxido de níquel altamente reativo como material transportador de oxigênio. Entretanto, em geral, foi observada uma concordância quantitativa satisfatória. O modelo foi utilizado com sucesso para capturar outra tendência experimental obtida com um material de suporte muito menos reativo que o óxido de níquel.

Lohaa et al. (2012) investigaram o comportamento fluidodinâmico de um reator de leito fluidizado borbulhante gás-sólido. Técnicas CFD foram empregadas para a simulação transiente do escoamento por meio do Modelo de Dois Fluidos combinado com a KTGF. Quatro diferentes modelos de arraste foram aplicados. Observou-se que o modelo de arraste tem um efeito significativo nos resultados das simulações. O modelo de arraste de Gidaspow apresentou uma maior concordância com os resultados experimentais de velocidade da partícula. Por outro lado, o modelo Syamlal-O'Brien e o EMMS previram melhor a temperatura granular em comparação com o modelo de Gidaspow.

Verma et al. (2013) modelaram o escoamento tridimensional gás-sólido em leitos fluidizados mediante o Modelo de Dois Fluidos e a KTGF. Um algoritmo

SIMPLE (*Semi Implicit Linked Equations*) modificado foi usado para resolver as correções de pressão e de frações de volume, e um método de projeção foi utilizado para se obter as soluções das equações de quantidade de movimento. O método semi-implícito empregado permitiu a utilização de intervalos de tempo maiores e produziu resultados precisos de forma estável e eficiente.

Wanga et al. (2013) aplicaram o Modelo de Dois Fluidos juntamente com a KTGF na modelagem transiente e bidimensional de um LFC em escala piloto. O modelo de arraste de Syamlal-O'Brien apresentou melhores resultados na previsão das características do leito. O modelo de turbulência $k - \epsilon$ disperso foi utilizado para descrever a turbulência do gás no regime de fase densa. O KTGF previu com clareza e precisão a interação partícula-fluido.

Luo et al. (2013) modelaram o escoamento gás sólido em um LFC. Os autores analisaram a influência das propriedades gás-sólido (coeficiente de atrito, coeficiente de restituição, módulo de elasticidade, diâmetro e densidade) sobre a fluidodinâmica do leito. Os resultados indicaram que a circulação interna de sólidos aumenta com o incremento da densidade de sólidos, coeficiente de restituição e pressão do gás, e diminuem com a redução do coeficiente de atrito e do diâmetro.

Roy et al. (2014) apresentaram a modelagem computacional de um LFC empregando técnicas CFD. Os autores aplicaram o Modelo de Dois Fluidos e a abordagem KTGF para a interação sólido-fluido. Os resultados indicaram que a simulação transiente e tridimensional é capaz de prever as características essenciais do escoamento ao longo do *riser*, do *standpipe* e do separador sólido-fluido. Os autores também analisaram detalhadamente o papel do distribuidor de ar no processo. A comparação com dados da literatura mostra concordância qualitativa com as tendências conhecidas de parâmetros fluidodinâmicos importantes.

Benzartia et al. (2014) investigaram a fluidodinâmica do escoamento gás-sólido bidimensional em um leito fluidizado turbulento. O Modelo de Dois Fluidos e a KTGF foram empregados na simulação. O efeito de diferentes modelos de arraste, incluindo os de Gidaspow, Syamlal-O'Brien e Mckeen, foram testados e os resultados comparados. Uma boa concordância foi obtida com o modelo de Gidaspow em comparação com resultados experimentais.

Uma série de simulações, utilizando o modelo híbrido Euleriano-Lagrangeano, foram realizadas por Rodrigues et al. (2015) para estudar a fluidodinâmica de um leito fluidizado circulante a frio. Com o objetivo de avaliar o

impacto do tamanho das partículas e da esfericidade no comportamento do leito, os autores utilizaram areia e esferas de vidro. O estudo sugeriu que, para as diversas condições operacionais estudadas, o impacto foi significativo, sendo que, maiores esfericidades resultaram em menores quedas de pressão. Para as esferas de vidro, os perfis de pressão obtidos foram semelhantes aos experimentais, mas a estrutura no núcleo anular não foi prevista corretamente. Entretanto, a queda de pressão ao longo do *riser* foi fortemente subestimada nas simulações utilizando a areia como material particulado.

Zhang et al. (2015) realizaram simulações bi e tridimensionais do escoamento gás-sólido no *riser* de um leito fluidizado circulante de alta densidade, com o auxílio do programa comercial ANSYS-FLUENT™ v.13.0. Os autores empregaram o Modelo de Dois Fluidos e comparam o modelo de arraste EMMS ao de Gidaspow. Os perfis axial e radial de fração de sólidos foram comparados com observações experimentais. Foi observado que ambos os modelos de arraste preveem razoavelmente a distribuição axial de sólidos quando comparados com dados experimentais, com o modelo de Gidaspow prevendo de forma mais precisa a concentração de sólidos na parte inferior do *riser*. A maior diferença entre os dois modelos esteve na predição dos perfis radiais de fração de sólidos. O modelo de Gidaspow não previu de forma satisfatória a distribuição radial de sólidos utilizando a formulação algébrica da KTGF. No entanto, melhoras significativas foram obtidas com a utilização da equação diferencial parcial para a solução da temperatura granular. O modelo EMMS previu satisfatoriamente a distribuição radial de sólidos independentemente do método adotado na resolução da temperatura granular.

Zhou e Wang (2015) estudaram a fluidodinâmica do escoamento em *risers* de leitos fluidizados circulantes. Simulações bidimensionais com malhas pouco refinadas foram realizadas utilizando o Modelo de Dois Fluidos disponível no programa comercial ANSYS-FLUENT™ v.6.3.2. Diferentes modelos de arraste foram avaliados, mantendo a condição de contorno de não deslizamento na parede, tanto para a fase gasosa quanto para a fase particulada. Dentre os modelos de arraste testados, considerou-se uma modificação do modelo EMMS para escoamentos gás-sólido desenvolvida pelos autores e incorporada ao código como uma função definida pelo usuário (UDF). Esta modificação foi desenvolvida com o objetivo de considerar os efeitos as estruturas de média escala e corrigir o cálculo da força de arraste. O modelo EMMS, ao contrário dos modelos de Gidaspow e de Beetstra,

considerou os efeitos da formação de *clusters* e da segregação na fluidodinâmica do escoamento, apesar da utilização de malhas pouco refinadas. Os autores concluíram que o modelo de arraste EMMS proposto, juntamente com o Modelo de Dois Fluidos, prevê corretamente a mistura e segregação de partículas ao longo do *riser*, enquanto os demais modelos de arraste homogêneos disponíveis no *software* não fornecem resultados satisfatórios.

Um estudo semelhante foi desenvolvido por Lungua et al. (2015) para leitos fluidizados borbulhantes. O Modelo de Dois Fluidos foi utilizado juntamente com um modelo de arraste EMMS modificado. Os dados obtidos por meio da simulação foram comparados com dados da literatura. Os autores concluíram que a inclusão do modelo EMMS teve uma importância significativa na previsão do perfil de queda de pressão axial, do comportamento da mistura e da segregação, bem como no cálculo da energia cinética turbulenta.

Bazkshi et al. (2015) compararam a influência dos modelos de arraste de Gidaspow e de Syamlal-O'Brien na fluidodinâmica de leitos fluidizados sob diferentes regimes de fluidização. As simulações tridimensionais foram realizadas utilizando o Modelo de Dois Fluidos. Os autores concluíram que o modelo de Gidaspow é mais aplicável para leitos fluidizados homogêneos borbulhantes, enquanto que o modelo de Syamlal-O'Brien é mais aplicável para altas velocidades. Resultados similares tinham sido obtidos por Verma et al. (2014).

3. METODOLOGIA

Neste capítulo descreve-se o procedimento utilizado para a realização das simulações do escoamento gás-sólido em regime de fluidização rápida. Especificamente, são apresentados detalhes do modelo computacional utilizado para a modelagem da fluidodinâmica do escoamento bifásico, da geometria do domínio computacional, e das condições iniciais e de contorno estabelecidas para resolver os casos de interesse. Adicionalmente, descrevem-se o aparelho experimental e as condições operacionais utilizados para validar as simulações realizadas.

3.1 ESQUEMA ADOTADO PARA AS SIMULAÇÕES COMPUTACIONAIS

As simulações do escoamento gás-sólido no interior do *riser* foram realizadas utilizando o programa computacional ANSYS-FLUENT™ v.16.0. Inicialmente, desenhou-se a geometria de interesse, de modo que todas as superfícies, regiões de entrada e saída estiveram definidas. Em seguida, uma malha computacional apropriada deveu ser gerada no domínio espacial. O próximo passo consistiu na entrada dos dados físicos, na definição dos modelos computacionais a serem empregados e das condições iniciais e de contorno. Estas etapas foram executadas no pré-processador do programa computacional.

O Modelo de Dois Fluidos (Euleriano-Euleriano) foi utilizado para simular o escoamento gás-sólido no interior do *riser*, com a fase dispersa sendo representada por meio da KTGF. Para o sistema proposto, de um leito fluidizado circulante com escoamento gás-sólido, modelos de turbulência e propriedades da fase particulada deveram ser adicionados à modelagem. Neste caso, o modelo de duas equações $k - \epsilon$ foi o adotado para modelar a turbulência do escoamento gás-sólido.

O programa computacional ANSYS-FLUENT™ v.16.0 disponibiliza quatro funções de parede para a modelagem do escoamento turbulento próximo ao limite físico do domínio, sendo estas: Funções de Parede Padrão (do inglês, *Standard Wall Functions*), Funções de Parede Escaláveis (do inglês, *Scalable Wall Functions*), Funções de Parede de Não-Equilíbrio (do inglês, *Non-Equilibrium Wall Functions*) e Funções de Parede Aprimoradas (do inglês, *Enhanced Wall Functions*). As Funções

de Parede de Não-Equilíbrio são recomendadas para simulações de escoamentos complexos, envolvendo separação e choque, submetidos a altos gradientes de pressão e rápidas mudanças, o que não se aplica ao estudo. As Funções de Parede Aprimoradas permitem a resolução da subcamada viscosa com malhas muito finas, com uma distância adimensional da parede de aproximadamente 1 ($y^+ \approx 1$), demandando um poder computacional demasiadamente alto. Sendo assim, para a modelagem do escoamento próximo à parede, foram testadas duas funções de parede: Funções de Parede Padrão e Funções de Parede Escaláveis.

Para a modelagem do arraste, os seguintes modelos foram testados: Gidaspow (1994), Wen e Yu (1966), Syamlal-O'Brien (1989) e Huilin e Gidaspow (2003).

Estudos indicam que, para o caso de leitos diluídos, baixos coeficientes de especularidade apresentam uma melhor concordância com dados experimentais (Benyahia et al., 2005; Almuttahir e Taghipour, 2008; Wang et al., 2010; Zhou et al., 2013; Zhang et al., 2015). Sendo assim, optou-se pela utilização de um coeficiente de especularidade nulo ou de livre deslizamento ($\phi = 0$).

As características do material particulado e do gás fluidizante, bem como, das condições operacionais simuladas foram as mesmas empregadas nos experimentos realizados por Pecete (2014), a fim de poder validar os resultados. As propriedades do material do leito e os resultados dos testes experimentais realizados por Pecete (2014) são apresentados no Anexo A.

Após a definição do problema, utilizou-se o solucionador (*solver*) do pacote computacional para a aplicação do método de volumes finitos (MVF), apresentado no Apêndice A. Nesta etapa foram configurados os ajustes do *solver*, como os parâmetros de discretização espacial e temporal, os critérios de convergência, o passo de tempo e o tempo de simulação. A definição desses parâmetros é apresentada na Seção 3.5. Finalmente, na etapa de pós-processamento, com o auxílio do programa CFD-Post v.16.0, foi possível verificar o comportamento obtido em qualquer estágio de avanço da solução. Assim, os resultados obtidos puderam ser avaliados por meio da observação de perfis ou campos das variáveis de resposta.

3.2 MODELAGEM MATEMÁTICA

As equações da continuidade para as fases gasosa e sólida são descritas, respectivamente, por:

$$\frac{\partial(\alpha_g \rho_g)}{\partial t} + \nabla(\alpha_g \rho_g \vec{v}_g) = 0 \quad (18)$$

$$\frac{\partial(\alpha_s \rho_s)}{\partial t} + \nabla(\alpha_s \rho_s \vec{v}_s) = 0 \quad (19)$$

sendo, α a fração volumétrica da fase. Aqui, a transferência de massa entre as fases não é considerada.

No Modelo de Dois Fluidos, as equações para o transporte de quantidade de movimento das fases gasosa e particulada são representadas, respectivamente, por:

$$\frac{\partial(\alpha_g \rho_g \vec{v}_g)}{\partial t} + \nabla(\alpha_g \rho_g \vec{v}_g \vec{v}_g) = \nabla \bar{\tau}_g - \alpha_g \nabla p + \alpha_g \rho_g \vec{g} + \beta(\vec{v}_s - \vec{v}_g) \quad (20)$$

$$\frac{\partial(\alpha_s \rho_s \vec{v}_s)}{\partial t} + \nabla(\alpha_s \rho_s \vec{v}_s \vec{v}_s) = \nabla \bar{\tau}_s - \alpha_s \nabla p + \alpha_s \rho_s \vec{g} - \nabla p_s + \beta(\vec{v}_g - \vec{v}_s) \quad (21)$$

sendo $\bar{\tau}$ o tensor tensão, β o coeficiente de transferência da quantidade de movimento entre as fases e p_s a pressão de sólidos, utilizada para considerar as flutuações na velocidade decorrentes dos choques entre as partículas.

Na equação de balanço da quantidade de movimento da fase particulada (Equação (21)) aparecem dois termos: um termo de força viscosa e um termo de gradiente de pressão. Portanto, a consideração do sólido como sendo um fluido exige a atribuição de propriedades de meio contínuo, pressão e coeficientes de viscosidade à fase particulada. Essa modelagem pode ser realizada com o uso de correlações semi-empíricas ou por meio de correlações da KTGF, empregadas no presente trabalho.

O tratamento da fase particulada como um meio contínuo permite a atribuição de uma temperatura granular, analogamente à dos gases, a qual mede o grau de agitação do particulado relacionado às flutuações de velocidade do mesmo. Assim, a KTGF inclui uma equação para a conservação da energia pseudo-térmica, que permite determinar o campo de temperatura granular do sólido. Portanto, esta é

utilizada em correlações teóricas para determinação do campo de pressão do sólido e dos valores de seus coeficientes de viscosidade, que compõem o tensor do sólido.

O tensor das tensões das fases é expresso por:

$$\bar{\tau}_k = \alpha_k \mu_k \left[\vec{\nabla} \vec{v}_k + (\vec{\nabla} \vec{v}_k)^T \right] + \alpha_k \left(\Lambda_k - \frac{2}{3} \mu_k \right) (\vec{\nabla} \vec{v}_k) \bar{I} \quad (22)$$

onde $\bar{\tau}_k$ é o tensor viscoso, Λ é a viscosidade volumétrica e \bar{I} o tensor unitário. O subscrito k refere-se a cada uma das fases.

Se a fase em questão for o sólido, pela KTGF tem-se:

$$\mu_s = \frac{4}{5} \alpha_s^2 \rho_s d_p g_0 (1 + e) \left(\frac{\theta}{\pi} \right)^{1/2} \quad (23)$$

$$\lambda_s = \frac{4}{3} \alpha_s^2 \rho_s d_p g_0 (1 + e) \left(\frac{\theta}{\pi} \right)^{1/2} \quad (24)$$

$$P_s = \alpha_s \rho_s \theta [1 + 2(1 + e)g_0 \alpha_s] \quad (25)$$

$$g_0 = \frac{3}{5} \left[1 - \left(\frac{\alpha_s}{\alpha_{s,max}} \right)^{1/2} \right]^{-1} \quad (26)$$

onde g_0 é uma função de distribuição radial, e é o coeficiente de restituição do particulado; $\alpha_{s,max}$ é a fração volumétrica máxima ou empacotamento máximo para a fase granular e θ representa a energia pseudo-térmica.

A fração volumétrica máxima refere-se ao máximo espaço possível de ser ocupado pela fase dispersa. Por exemplo, se a fase dispersa for um gás ou um líquido, a fração volumétrica assume o valor 1, uma vez que todo o volume será ocupado pelo fluido. Para o caso específico de partículas esféricas de mesmo diâmetro, o máximo empacotamento é 0,74. Para as demais partículas, esse valor pode variar de 0,5 a 0,74, sendo adotado o valor de 0,63 (HODAPP, 2009).

A equação pseudo-térmica pode ser aplicada na sua forma diferencial ou na versão simplificada. A versão diferencial inclui todos os termos (local, convectivo, difusivo e termos fontes); porém, esta é de difícil aplicação, apresentando, principalmente, dificuldades relacionadas à formulação de condições de contorno e instabilidades numéricas (ROTAVA, 2008). Com isso, frequentemente aplica-se a

forma simplificada, assumindo-se que a energia pseudo-térmica granular seja localmente gerada por efeitos viscosos e dissipada por colisões inelásticas entre as partículas, o que conduz a uma versão algébrica desta equação (SYAMLAL et al., 1993). Neste trabalho utilizou-se a versão algébrica da equação da energia pseudo-térmica.

O programa computacional ANSYS-FLUENT™ v.16.0 permite a utilização de duas formas algébricas distintas da equação; uma delas é a equação de equilíbrio e, a outra, a equação zero. Ambas são obtidas desprezando-se os termos de transporte. A equação de equilíbrio assume uma condição local de equilíbrio em que a geração de energia se iguala à sua dissipação. O modelo da equação zero se baseia na simplificação de Din e Gidaspow (1990), na qual:

$$\Theta = \left[\frac{-K_1 \alpha_s \text{tr}(\bar{D}_s) + \sqrt{K_1^2 \text{tr}^2(\bar{D}_s) \alpha_s^2 + 4K_4 \alpha_s [K_2 \text{tr}^2(\bar{D}_s) + 2K_3 \text{tr}(\bar{D}_s^2)]}}{2 \alpha_s K_4} \right]^2 \quad (27)$$

onde,

$$\bar{D}_s = \frac{1}{2} [\vec{\nabla} \vec{v}_s + (\vec{\nabla} v_s)^T] \quad (28)$$

$$K_1 = 2(1 + e) \rho_s g_0 \quad (29)$$

$$K_2 = \frac{4 d_p \rho_s (1 + e) \alpha_s g_0}{3\sqrt{\pi}} - \frac{2}{3} K_3 \quad (30)$$

$$K_3 = \frac{d_p \rho_s}{2} \left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{3(3 - e)} [1 + 0.4(1 + e)(3e - 1) \alpha_s g_0] + \frac{8 \alpha_s g_0 (1 + e)}{5\sqrt{\pi}} \right\} \quad (31)$$

$$K_4 = \frac{12(1 - e^2) \rho_s g_0}{d_p \sqrt{\pi}} \quad (32)$$

A transferência da quantidade de movimento entre as fases (β) é modelada utilizando modelos de arraste.

O modelo de arraste de Gidaspow et al. (1994) combina o modelo proposto por Wen e Yu (1966), para escoamentos diluídos, e a equação de Ergun (1952), para escoamentos densos. Sendo assim, β é representado por:

$$\beta = 150 \frac{\alpha_s \mu_g (1 - \alpha_g)}{\alpha_g d_s^2} + \frac{1,75 \rho_g \alpha_s |\vec{v}_s - \vec{v}_g|}{d_s} \text{ para } (\alpha_s \geq 0,2) \quad (33)$$

$$\beta = \frac{3}{4} C_d \frac{\alpha_s \alpha_g \rho_g |\vec{v}_s - \vec{v}_g|}{d_s} \alpha_g^{-2,65} \text{ para } (\alpha_s < 0,2) \quad (34)$$

onde C_d é o coeficiente de arraste, representado por:

$$C_d = \begin{cases} \frac{0,44}{\alpha_s^{2,65}} & \text{para } Re > 1000 \\ \frac{24}{\alpha_s^{2,65} Re} [1 + 0,15(Re_s)^{0,687}] & \text{para } Re < 1000 \end{cases} \quad (35)$$

O modelo de Wen e Yu (1966) é apropriado para sistemas diluídos, sendo o β representado pela Equação (34), onde C_d é calculado da mesma forma que no modelo de Gidaspow (1994).

O modelo de Syamlal-O'Brien (1989) é baseado em medidas da velocidade terminal de partículas em leitos fluidizados, sendo o β calculado pela Equação (36).

$$\beta = \frac{3}{4} C_d \frac{\alpha_s \alpha_g \rho_g}{4v_t^2 d_s} \left(\frac{Re_s}{v_t} \right) |\vec{v}_s - \vec{v}_g| \quad (36)$$

onde C_d é representado pela Equação (37).

$$C_d = \left(0,63 + \frac{4,8}{\sqrt{Re_s/v_t}} \right)^2 \quad (37)$$

O modelo de Huilin e Gidaspow (2003), assim como o de Gidaspow (1994), é uma combinação do modelo de Wen e Yu (1966) e da equação de Ergun (1952). No entanto, a combinação entre os dois modelos ocorre suavemente por meio da função dada pela equação (38), aplicada quando a fração volumétrica de sólidos é menor que 0,2 (própria de leitos fluidizados turbulentos e rápidos).

$$\beta = \beta_{Ergun} + (1 - \Psi) \beta_{Wen e Yu} \quad (38)$$

sendo a função de troca entre os dois modelos Ψ , calculada pela Equação (39):

$$\Psi = \frac{1}{2} + \frac{\arctan[262,5(\alpha_s - 0,2)]}{\pi} \quad (39)$$

Como o *riser* apresenta um escoamento turbulento, é necessária a utilização de modelos de turbulência apropriados para a descrição dos efeitos da flutuação turbulenta. Nesse trabalho a turbulência foi caracterizada a partir do modelo $k - \epsilon$.

O efeito da turbulência é introduzido como um incremento na viscosidade molecular da fase gasosa (Equação (40)).

$$\mu_{g,ef} = \mu_g + \mu_{g,t} \quad (40)$$

onde, $\mu_{g,ef}$ é a viscosidade efetiva e $\mu_{g,t}$ a viscosidade turbulenta.

No modelo de turbulência $k - \epsilon$, a viscosidade turbulenta é definida como:

$$\mu_{g,t} = C_\mu \rho_g \frac{k^2}{\epsilon} \quad (41)$$

onde C_μ é uma constante.

Os valores de k e ϵ são obtidos pela resolução das equações de transporte diferencial para energia cinética turbulenta (k) e da taxa de dissipação turbulenta (ϵ), sendo estas:

$$\frac{\partial(\alpha_g \rho_g k)}{\partial t} + \nabla(\alpha_g \rho_g k \vec{v}_g) = \nabla \left[\alpha_g \left(\mu_g + \frac{\mu_{g,t}}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + \alpha_g G_k - \alpha_g \rho_g \epsilon \quad (42)$$

$$\frac{\partial(\alpha_g \rho_g \epsilon)}{\partial t} + \nabla(\alpha_g \rho_g \epsilon \vec{v}_g) = \nabla \left[\alpha_g \left(\mu_g + \frac{\mu_{g,t}}{\sigma_\epsilon} \right) \nabla \epsilon \right] + \frac{\alpha_g \epsilon}{k} (G_k C_{1,\epsilon} - \rho_g \epsilon C_{2,\epsilon}) \quad (43)$$

onde, σ_k , σ_ϵ , $C_{1,\epsilon}$ e $C_{2,\epsilon}$ são constantes e G_k é a energia cinética turbulenta produzida devido ao gradiente de velocidade, a qual pode ser expressa pela Equação (44).

$$G_k = \mu_{g,t} \nabla \vec{v}_g \left[\nabla \vec{v}_g + (\nabla \vec{v}_g)^T \right] \quad (44)$$

O efeito da turbulência no movimento das partículas em suspensão gás-sólida foi analisado por Yoshida e Masuda (1980), Crowe(2000) e Zhang e Reese (2003).

Para o caso de escoamentos com uma fase secundária diluída, as colisões entre partículas podem ser desprezadas, uma vez que as flutuações turbulentas da fase secundária são resultantes da turbulência da fase primária. Dessa forma, a representação da turbulência na fase secundária pode ser relacionada com propriedades da fase contínua (HODAPP, 2012).

3.3 SISTEMA EXPERIMENTAL

A unidade experimental, utilizada como base para este estudo numérico, consistiu em uma Unidade de Fluidização Rápida a Frio (UFRAF) instalada no Laboratório de Processos Termoquímicos da UTFPR - Campus Ponta Grossa. A operação da unidade e a obtenção dos dados experimentais foram reportadas em detalhe por Pecete (2014).

A Figura 10 mostra um diagrama esquemático da UFRAF.

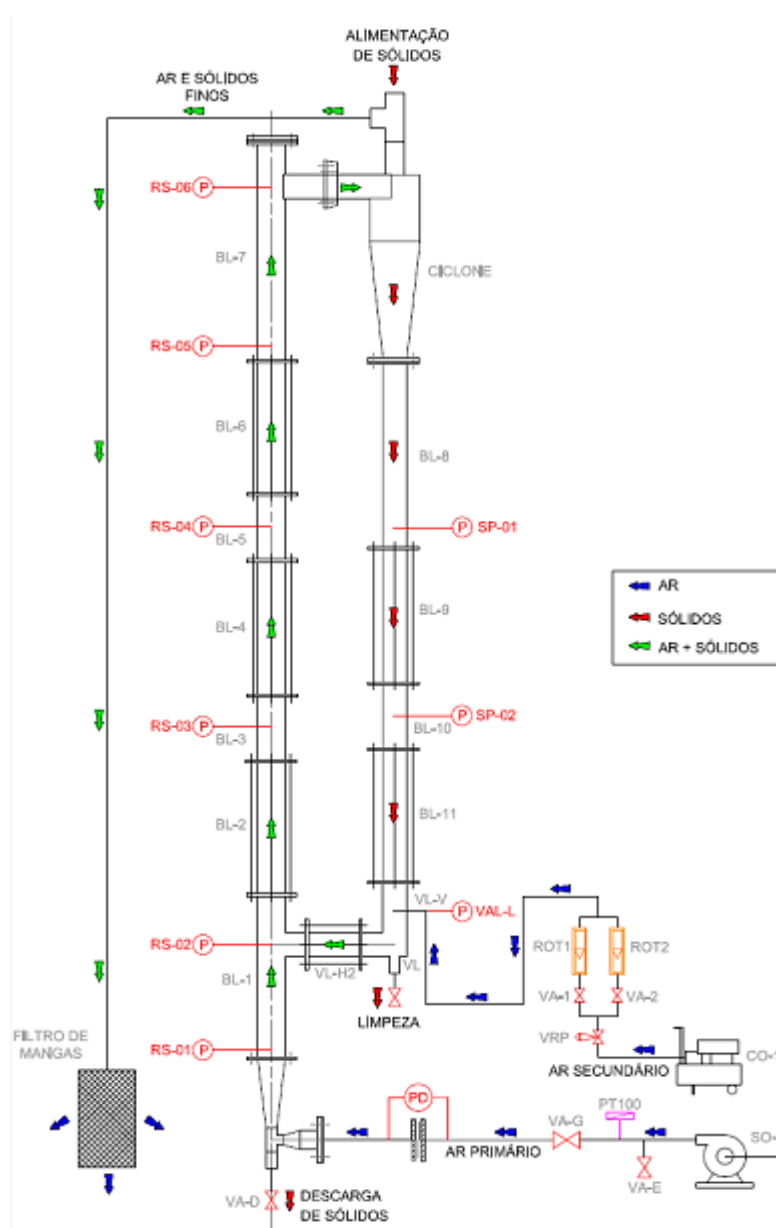


Figura 10 – Diagrama esquemático da UFRAF

Fonte: Pecete (2014, p.44).

O circuito da UFRAF é constituído por uma coluna de fluidização rápida ou *riser*; um ciclone; uma coluna descendente, ou *standpipe*; uma válvula de retorno dos sólidos do tipo L; uma válvula diafragma, para descarga de sólidos do *riser*; uma conexão T, para alimentação dos sólidos pelo topo do *riser*; e, um filtro de mangas para a depuração do gás efluente. Ao longo do *riser* há seis tomadas de pressão (RS-01, RS-02, RS-03, RS-04, RS-05, RS-06). Já, ao longo do *standpipe* há duas tomadas (SP-01 e SP-02) e, na válvula L, uma tomada (VAL-L).

Adicionalmente, a unidade possui um sistema de fornecimento de ar para o funcionamento da válvula de recirculação de sólidos e um sistema de fornecimento de ar para alimentação da coluna principal de fluidização (Figura 11).

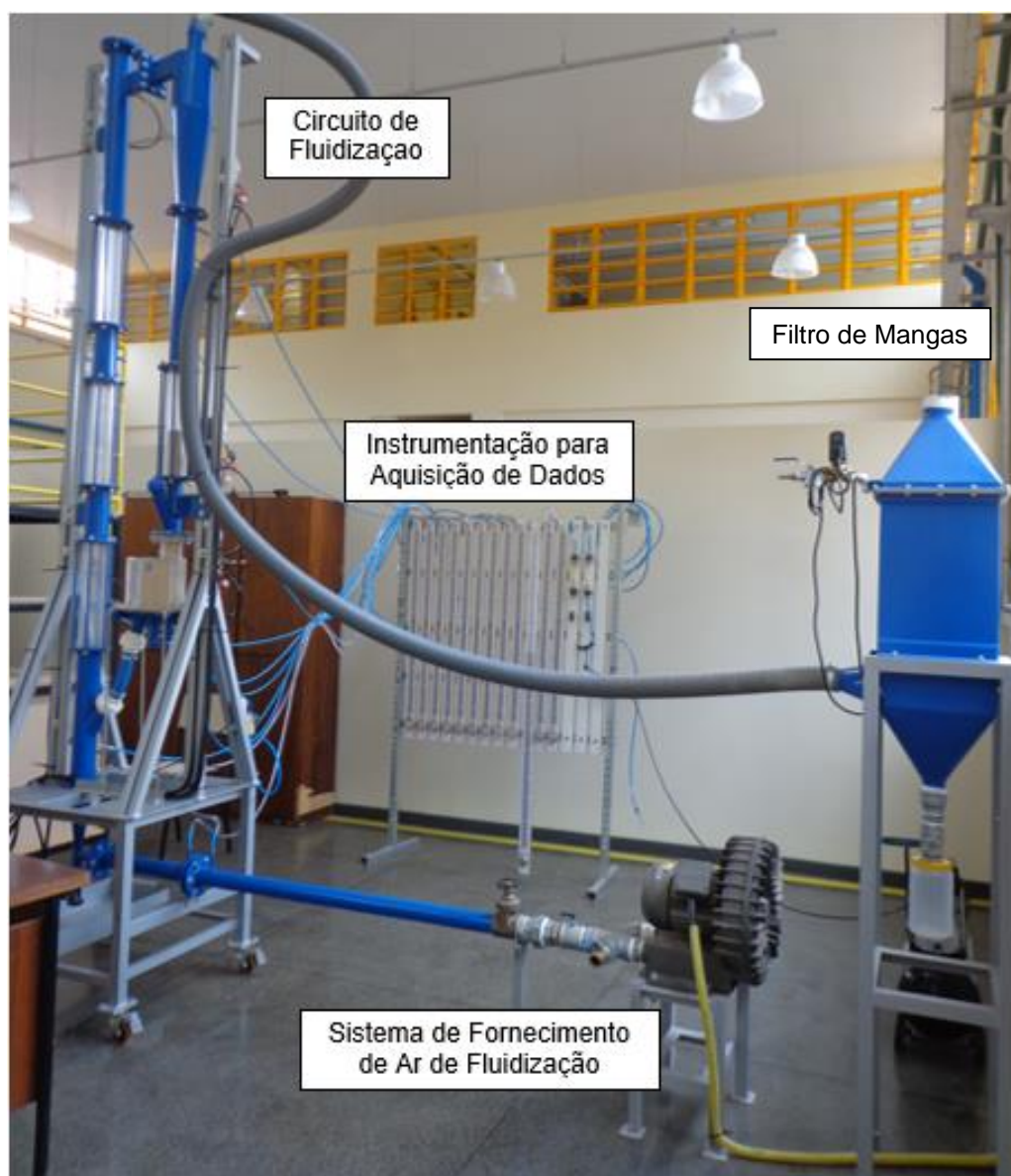


Figura 11 – Vista geral da UFRAF
Fonte: Autoria própria.

3.4 CONDIÇÕES OPERACIONAIS E DE CONTORNO

Os testes experimentais realizados por Pecete (2014) seguiram a técnica de planejamento fatorial completo com duplicata, descrita por Barros Neto *et al.* (2003). Foram consideradas três variáveis em dois níveis: alto e baixo, resultando, assim, em um planejamento fatorial do tipo 2^3 , totalizando oito tratamentos experimentais.

As variáveis controláveis foram o diâmetro da partícula (181 μm e 256 μm), o inventário de sólidos (3,0 kg e 5,0 kg) e a velocidade de fluidização do gás (3,5 m/s e 4,5 m/s). As velocidades de transporte das partículas (v_{tr}) foram calculadas com base na Equação (45) apresentada por Perales *et al.* (1991), correspondendo a 2,97 m/s para as partículas de maior diâmetro e de 2,54 m/s para as partículas de menor diâmetro. A utilização de uma velocidade de fluidização superior à velocidade de transporte das partículas garante o regime de fluidização rápida.

$$v_{tr} = 1,415 \frac{\mu_f}{\rho_f d_p} Ar^{0,484} \quad (45)$$

A Tabela 2 mostra a matriz de planejamento utilizada nos testes experimentais.

Tabela 2 – Matriz de planejamento contendo as variáveis e seus respectivos níveis			
Caso ou tratamento	Variável controlada (fator)		
	Diâmetro da partícula (μm)	Inventário de sólidos (kg)	Velocidade de fluidização (m/s)
1	256 (+)	5,0 (+)	4,5 (+)
2	256 (+)	5,0 (+)	3,5 (-)
3	256 (+)	3,5 (-)	4,5 (+)
4	256 (+)	3,5 (-)	3,5 (-)
5	181 (-)	5,0 (+)	4,5 (+)
6	181 (-)	5,0 (+)	3,5 (-)
7	181 (-)	3,5 (-)	4,5 (+)
8	181 (-)	3,5 (-)	3,5 (-)

Fonte: Adaptado de Pecete (2014).

A terceira coluna da Tabela 2 apresenta o inventário de sólidos distribuído em todo o sistema de LFC. No entanto, uma vez que as simulações foram realizadas apenas na extensão do *riser*, a massa de sólidos presente no ciclone, no *standpipe* e na válvula de recirculação precisou ser descontada. A correção foi realizada a partir dos valores experimentais de queda de pressão registrados ao longo do *riser* para cada caso, com os quais foi possível determinar a condição inicial da fração

volumétrica média de sólidos (ε_s) presente na coluna de fluidização, conforme a Equação (46):

$$\varepsilon_s = \frac{\Delta P}{(\rho_s gL)} \quad (46)$$

Alguns testes preliminares de simulação foram realizados a fim de determinar as condições de contorno mais adequadas para o estudo. Por exemplo, para determinar a melhor condição de contorno na saída do *riser*, foram realizados dois testes de simulação: o primeiro com uma pressão estática nula na saída do *riser* e, o segundo, com uma pressão igual à pressão estática medida no topo da coluna (tomada RS-06 da Figura 10). Os resultados obtidos não foram satisfatórios em ambos os casos. O teste realizado com uma pressão igual a zero resultou em um perfil de pressão axial que, embora apresentasse um comportamento semelhante ao obtido experimentalmente, os valores de pressão estavam muito abaixo do esperado. No segundo teste, com uma pressão de saída igual à pressão medida na tomada RS-06, os valores obtidos estiveram acima do esperado, porém mais próximos aos registrados nas medidas experimentais. Isso ocorreu porque o sensor RS-06 encontra-se na mesma altura da saída, porém, ainda num local que faz parte do *riser*, apresentando, portanto, uma pressão superior à da saída na interface com a entrada do ciclone. Sendo assim, optou-se pela utilização de uma pressão de saída correspondente à média aritmética das pressões medidas experimentalmente próximo à saída do *riser* (RS-06) e na saída do ciclone (SP-01).

Alguns testes preliminares também foram realizados utilizando vazões e velocidades constantes de sólidos na entrada lateral do *riser* ou local de ingresso das partículas recirculadas. Esses testes foram descartados, uma vez que os resultados parciais nesta situação apresentaram pressões muito acima do esperado, indicando uma maior quantidade de sólidos no interior do *riser*.

Devido ao fato da geometria simulada não incluir todo o circuito de fluidização e, a fim de garantir a conservação da massa na coluna *riser*, a quantidade dos sólidos que saem pelo topo e retornam pela entrada lateral do *riser* foi mantida com o mesmo valor mediante a utilização de uma função definida pelo usuário (UDF), que calcula o vazão mássica de sólidos atravessando a coluna de fluidização em cada instante. O código desta UDF é apresentado na Figura 12.

```

#include "udf.h"

real flow = 0.;

“Leitura da vazão mássica na saída (ID=13)”
DEFINE_ADJUST(mass_flux_par,d)
{
#if !RP_HOST
face_t f;
Thread *tf;
d = Get_Domain(3);/*fasesolida*/
tf = Lookup_Thread(d, 13);
flow = 0.;

“Somatório da massa da fase particulada atravessa cada uma das faces da superfície de saída”

#if RP_NODE
    if (! I_AM_NODE_ZERO_P)
    {
        PRF_CSEND_INT(node_zero, &n_faces, 1, myid);
    }
begin_f_loop(f,tf)
{
    flow += F_FLUX(f,tf);
}
end_f_loop(f,tf)
    flow = PRF_GRSUM1(flow);
#endif
}

“Define o perfil de velocidade a ser utilizado como condição de contorno, de acordo com a vazão calculada”
DEFINE_PROFILE(set_mass_reflux_par,tf,i)
{
face_t f;
begin_f_loop(f,tf)
{
    F_PROFILE(f,tf,i) = flow/((2523*0.34)*(3.1415*0.059*0.059/4));
}
end_f_loop(f,tf)
}

```

Figura 12 – Código da função (UDF) adotada para garantia da conservação da massa de sólidos no sistema ao considerar o riser com saída pelo topo e entrada lateral
Fonte: Autoria própria.

A função UDF adaptada soma a massa da fase dispersa que deixa o domínio por cada uma das faces da superfície de saída a cada passo de tempo. Esse valor de vazão é mássica é, portanto, convertido para velocidade com o

emprego da Equação (47) e inserido como a condição de contorno na entrada lateral ou secundária do *riser*.

$$u_{si} = \frac{\dot{m}_{si}}{\rho_s \varepsilon_{si} A_{ti}} \quad (47)$$

onde, u_{si} é a velocidade dos sólidos na entrada secundária do *riser*, \dot{m}_{si} é a vazão mássica de sólidos na entrada secundária do *riser*, ε_{si} é a fração volumétrica de sólidos na entrada secundária do *riser* (0,34) e A_{ti} é a área transversal da entrada secundária do *riser*.

A condição inicial e as condições de contorno utilizadas nas simulações são descritas na Tabela 3.

Tabela 3 – Condição inicial e condições de contorno

	Condições de contorno					Condição inicial
	Entrada primária		Entrada secundária		Saída	Leito
	Fase particulada	Fase contínua	Fase particulada	Fase contínua	Mistura	Fase particulada
Casos	Velocidade (m/s)	Velocidade (m/s)	Velocidade (m/s)	Velocidade (m/s)	Pressão (Pa)	Fração de sólidos
01	0	38,69	UDF	0,0637	1337	0,03120
02	0	30,09	UDF	0,0538	932	0,02971
03	0	38,69	UDF	0,0625	969	0,01114
04	0	30,09	UDF	0,0537	674	0,01007
05	0	38,69	UDF	0,0383	1232	0,01103
06	0	30,09	UDF	0,0299	679	0,00557
07	0	38,69	UDF	0,0355	1025	0,00111
08	0	30,09	UDF	0,0290	485	0,00056

Fonte: Autoria própria.

Não há entrada de sólidos na entrada primária. A velocidade do ar na entrada primária corresponde à velocidade de fluidização utilizada nos experimentos, corrigida em relação à área transversal da entrada do cone. A velocidade na entrada secundária foi determinada a partir da taxa de aeração medida na válvula-L.

3.5 PARÂMETROS DA SIMULAÇÃO NUMÉRICA

Em simulações transientes, a discretização das equações de transporte deve ser realizada em relação ao tempo e ao espaço. As equações são resolvidas

iterativamente para um determinado passo de tempo Δt , até que um critério de convergência seja atingido.

Em simulações transientes de escoamentos multifásicos, o passo de tempo é um parâmetro essencial na estabilidade da simulação. Passos de tempo muito pequenos tendem a aumentar a estabilidade da simulação, porém, são limitados pela alta demanda computacional. O valor apropriado do passo de tempo deve ser determinado para cada caso baseado nas condições de contorno e na estabilidade numérica do sistema. De acordo com Bastos et al. (2008), Rosa et al. (2008), Lopes et al. (2011) e Hodapp (2012), em estudos de leito fluidizado, usualmente inicia-se a simulação com um passo de tempo na ordem de 10^{-5} s, elevando-se ao valor final de até 10^{-3} s, sendo, portanto, esses os valores limites empregados no presente estudo. O incremento no passo de tempo é realizado automaticamente pelo programa de acordo com a convergência do problema.

Para a determinação do tempo real de simulação, analisou-se a variação da vazão mássica na saída do *riser* e da pressão estática em RS-01 (base do *riser*) ao longo de 10 s de simulação do Caso 08, com o modelo de arraste de Gidaspow e Funções de Parede Escaláveis (Figura 13). Observa-se que as maiores oscilações ocorrem antes de aproximadamente 4 segundos de simulação.

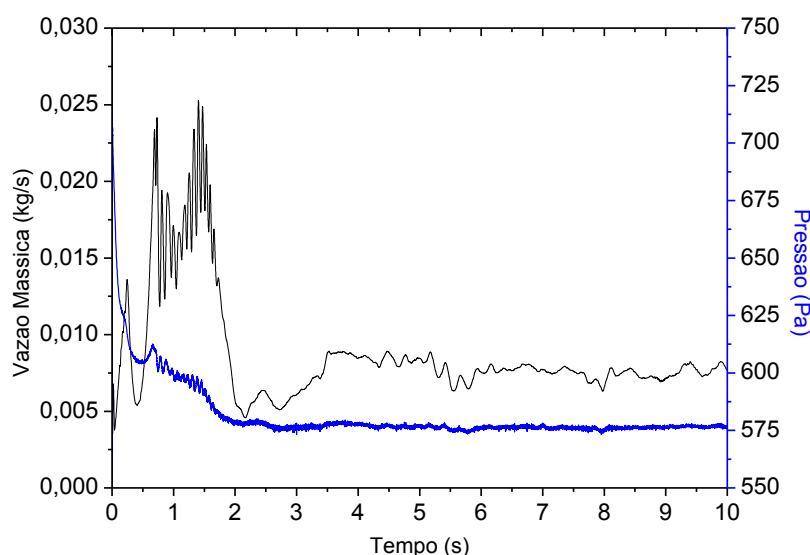


Figura 13 – Variação da vazão mássica na saída do *riser* e da pressão estática em RS-01 ao longo de 10 s de simulação do Caso 08
Fonte: Autoria própria.

A Tabela 4 apresenta a comparação dos resultados experimentais de pressão estática com aqueles obtidos a partir das simulações computacionais. Para avaliar a influência do tempo real de simulação nos resultados, foram calculados os

resultados médios de simulação nas faixas de 5 s a 10 s, 10 s a 15 s, 15 s a 20 s e 20 s a 25 s.

Tabela 4 – Comparação entre os resultados de pressão obtidos por meio da simulação, para diferentes tempos reais, com os experimentais para o Caso 08

		5 s a 10s	10 s a 15s	15 s a 20s	20 s a 25s
RS-01	Experimental (Pa)	613,13			
	Simulação (Pa)	613,77	614,16	614,31	614,27
	Desvio absoluto (%)	0,104	0,167	0,192	0,186
RS-02	Experimental (Pa)	625,39			
	Simulação (Pa)	612,08	612,81	613,21	613,09
	Desvio absoluto (%)	2,175	2,053	1,985	2,006
RS-03	Experimental (Pa)	603,32			
	Simulação (Pa)	601,13	602,79	603,06	603,29
	Desvio absoluto (%)	0,365	0,089	0,042	0,004
RS-04	Experimental (Pa)	595,95			
	Simulação (Pa)	593,00	594,22	594,07	594,69
	Desvio absoluto (%)	0,498	0,292	0,316	0,212
RS-05	Experimental (Pa)	593,51			
	Simulação (Pa)	586,23	587,30	587,12	587,65
	Desvio absoluto (%)	1,241	1,058	1,089	0,998
RS-06	Experimental (Pa)	576,33			
	Simulação (Pa)	582,67	583,49	583,26	583,76
	Desvio absoluto (%)	1,101	1,241	1,203	1,289

Fonte: Autoria própria.

Com base nos resultados obtidos, optou-se por um tempo real de 15 s, tempo considerado suficiente para a obtenção de informações do estado pseudo-estacionário, e um número máximo de quatro iterações por passo de tempo (ROSA, 2008). Adicionalmente, para escoamentos multifásicos, recomenda-se um critério de convergência de 10^{-4} (HODAPP, 2012), o qual foi utilizado neste estudo.

Um esquema do tipo *Higher Upwind* foi adotado para a interpolação do termo advectivo, devido à maior precisão nos resultados. Os termos difusivos foram calculados por um esquema de diferenças centrais de segunda ordem e, o acoplamento pressão-velocidade, pelo método SIMPLE.

3.6 GEOMETRIA E MALHA NUMÉRICA

Para possibilitar a comparação com os dados obtidos por Pecete (2014), a geometria utilizada nas simulações foi a mesma empregada no trabalho experimental. No entanto, como descrito anteriormente, neste estudo foi analisado

apenas o escoamento gás-sólido ao longo do *riser*, e não em todo o circuito do sistema de leito fluidizado circulante.

Alguns testes preliminares foram realizados para a determinação do tamanho do comprimento da entrada lateral ou secundária de sólidos e da saída do *riser*. Inicialmente, testaram-se comprimentos de 200 mm e 100 mm. No entanto, o grande acúmulo de sólidos na entrada e na saída influenciavam os resultados obtidos. Assim, optou-se por realizar testes com entradas de 50 mm, 60 mm e 80 mm de comprimento. No entanto, devido à presença de fluxo reverso na saída e à elevada instabilidade observada com o uso de entradas curtas, optou-se pela utilização da geometria com entrada e saída de 80 mm. Detalhes da geometria considerada nas simulações são apresentados na Figura 14.

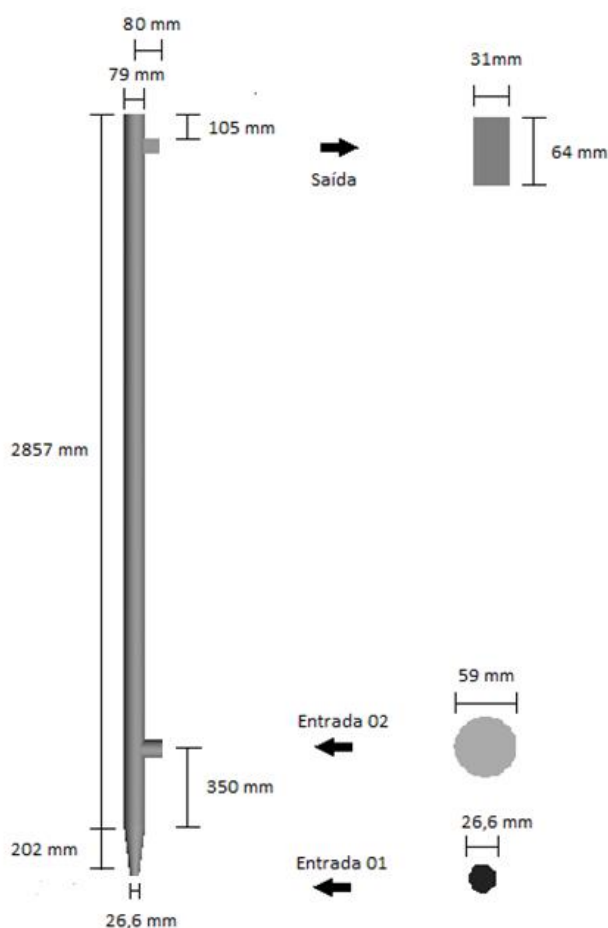


Figura 14 – Geometria utilizada no estudo
Fonte: Autoria própria.

As características da malha computacional tem um grande impacto sobre a precisão do modelo. Considerações especiais devem ser seguidas para a geração de malha CFD de alta qualidade.

Segundo Rosa (2008), simulações de escoamentos turbulentos exigem um grande cuidado quanto ao tamanho da malha computacional. Modelos de turbulência RANS, como o $k - \epsilon$, determinam as propriedades médias do escoamento, e não quantidades instantâneas. Sendo assim, o tamanho dos volumes de controle deve ser apropriado para este tipo de abordagem.

Além do refinamento da malha, deve-se ter, ainda, uma preocupação com relação à espessura da primeira camada de volumes de controle junto à parede. Medidas experimentais demonstram que, para escoamentos turbulentos próximos a superfícies sólidas, a velocidade na linha da corrente no fluxo próximo à parede varia com o logaritmo da distância da superfície (Lei de Parede). Sendo assim, a região próxima a superfícies sólidas pode ser dividida em três camadas: a Subcamada Viscosa, Camada Logarítmica e na Camada Turbulenta, cada uma caracterizada por um perfil de velocidade, como ilustrado na Figura 15.

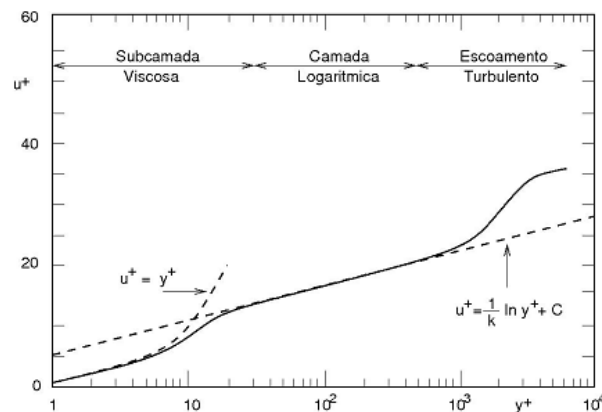


Figura 15 – Perfil de velocidade típico para uma camada limite turbulenta
Fonte: Wilcox (1998).

A função logarítmica é dada por:

$$u^+ = \frac{u_t}{u_\tau} = \frac{1}{K} \ln(y^+) + C \quad (48)$$

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau \Delta y}{\mu} \quad (49)$$

$$u_\tau = \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{1/2} \quad (50)$$

onde u^+ é a velocidade adimensional próxima à parede, u_τ é a velocidade de fricção, u_t é a velocidade tangencial conhecida na parede a uma distância Δy da parede, y^+ é a distância adimensional da parede, τ_w é a tensão de cisalhamento na parede, K é a constante de von Kármán e C é a constante da camada logarítmica dependente da rugosidade na parede.

A tensão de cisalhamento na parede pode ser calculada a partir do coeficiente de atrito C_f conforme a Equação (51):

$$\tau_w = \frac{1}{2} C_f \rho u^2 \quad (51)$$

sendo, para escoamentos internos,

$$C_f = 0,079 \text{ Re}^{-0,2} \quad (52)$$

De forma geral, considera-se mais importante garantir que a camada limite abranja um número suficiente de volumes de controle do que atingir um determinado valor de y^+ . Entretanto, para simulações que demandem uma alta precisão, como no caso de escoamentos turbulentos ou que envolvam transferência de calor, recomenda-se um y^+ com valor próximo a 1. Por outro lado, manter um valor muito baixo de y^+ acaba gerando malhas extremamente refinadas que demandam alto poder computacional.

Quando funções de parede são empregadas, também é essencial usar valores adequados de y^+ , uma vez que a tensão de cisalhamento e a transferência de calor na parede poderão ser seriamente prejudicadas. No caso do emprego de Funções de Parede Escaláveis, o y^+ deve ser de aproximadamente 11. Já no caso das Funções de Parede Padrão, o y^+ deve ser superior a 15 e inferior a 100 (ANSYS, 2014).

Portanto, ao elabora-se a malha computacional para o escoamento gás-sólido é preciso ter cuidado com a espessura do primeiro volume de controle junto às paredes do domínio, pois isto influencia diretamente no cálculo das propriedades turbulentas, que fazem uso da Lei da Parede (ROSA, 2008). Deve-se ainda atentar para parâmetros de qualidade, ângulos mínimos dos volumes e determinantes. Outro parâmetro que precisa ser avaliado na qualidade da malha computacional é a razão de crescimento, que relaciona o tamanho de volumes de controle adjacentes.

Inicialmente, para o teste das funções de parede, foram criadas duas malhas com diferentes distâncias da parede: 0,75 mm, mantendo assim um y^+ de aproximadamente 11 para o emprego das Funções de Parede Escaláveis; e 2 mm, mantendo assim um y^+ de aproximadamente 30 para o emprego das Funções de Parede Padrão. As malhas possuíram, respectivamente, cerca de 415 mil e 390 mil volumes.

Após a definição da função de parede a ser utilizada, para garantir que os resultados obtidos sejam independentes do número de volumes de controle da malha, diferentes testes de malha foram realizados.

Com base na geometria construída, foram geradas quatro malhas numéricas hexaédricas e não-estruturadas, com razões de crescimento constantes de 1,1 na direção radial e 1,05 na axial, mas com diferentes distâncias da parede (1,5 mm; 2,0 mm; 2,5 mm; 3,0 mm), mantendo assim um y^+ entre 20 e 50. As malhas possuíam aproximadamente 495 mil, 390 mil, 175 mil e 140 mil volumes.

Após a determinação da distância da parede mais adequada, para garantir que o resultado também fosse independente do refinamento radial e axial, foram geradas malhas com diferentes razões de crescimento radial (1,0; 1,2; 1,1, com respectivamente 450 mil, 390 mil e 340 mil volumes) e axial (1,025; 1,0375; 1,05, com respectivamente 520 mil, 440 mil e 390 mil volumes). Todas as malhas foram geradas com o programa computacional ANSYS ICEM CFD™ v.15.0 (Figura 16).

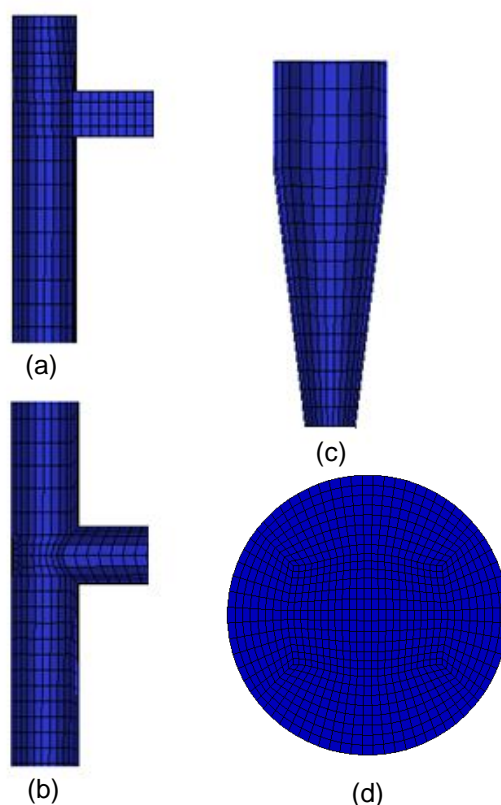


Figura 16 – Detalhes da malha numérica na saída (a), nas entradas (b) e (c) e na seção transversal do riser (d)
Fonte: Autoria própria.

As condições de operação utilizadas nos testes de malhas foram as do Caso 08 (Tabela 3), por se tratar da condição de maior instabilidade, com a fase sólida mais diluída.

4. RESULTADOS

Nesta seção são apresentados e discutidos os resultados obtidos nas simulações do escoamento gás-sólido no *riser* do leito fluidizado circulante.

Inicialmente é apresentado o resultado do teste para a determinação da função de parede mais adequada para o caso estudado. Em seguida, são apresentados os resultados dos testes de malha realizados e do teste do modelo de arraste e, finalmente, os resultados dos oito casos simulados.

O perfil axial de pressão foi analisado ao longo de uma linha na parede posterior do *riser* ($x = 0$ e $z = -0,039$ m), onde se localizam as tomadas de pressão nos testes experimentais. Os resultados radiais de fração e velocidade dos sólidos foram analisados em planos XZ em diferentes alturas do *riser*, como esquematizado na Figura 17. Os resultados analisados correspondem a valores médios dos últimos 5 segundos de simulação.

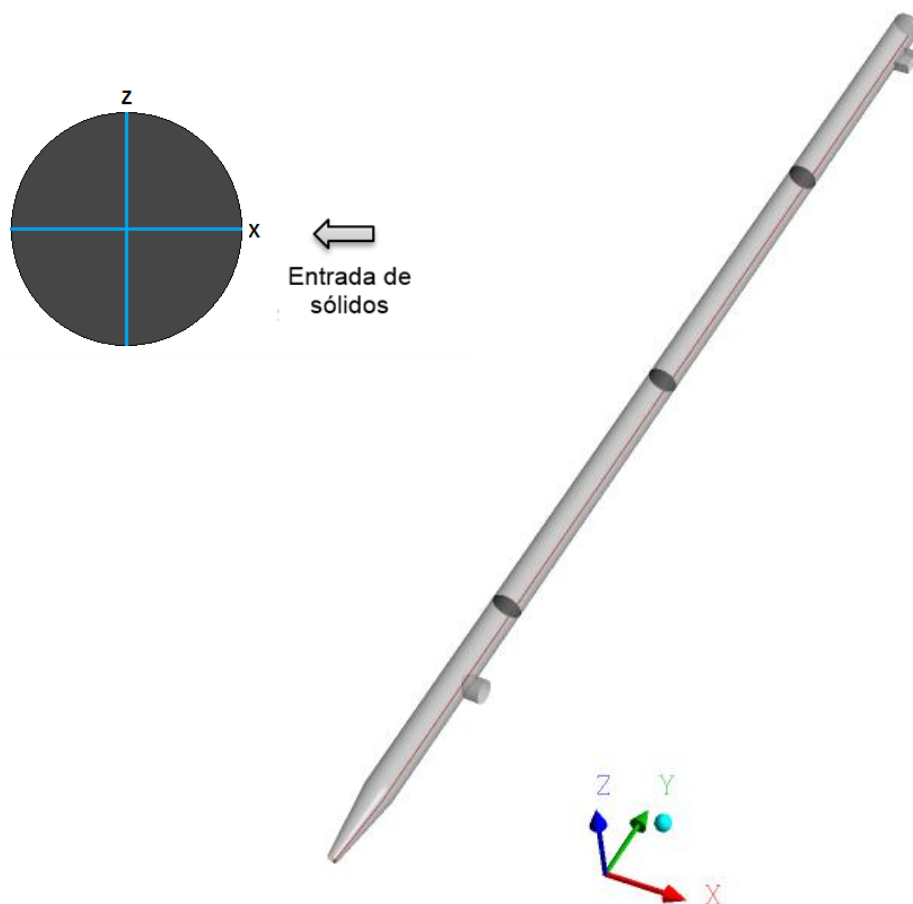


Figura 17 – Linha radial e planos XZ a 0,8 m, 1,6 m e 2,4 m da base do cone
Fonte: Autoria própria.

4.1 TESTE DAS FUNÇÕES DE PAREDE

A fim de determinar a função de parede adequada para o caso estudado, conforme citado anteriormente, foi realizado um teste com malhas de aproximadamente 415 mil e 390 mil volumes e diferentes distâncias da parede: 0,75 mm, mantendo assim um y^+ de aproximadamente 11 para o emprego das Funções de Parede Escaláveis; e 2 mm, mantendo assim um y^+ de aproximadamente 30 para o emprego das Funções de Parede Padrão.

Os testes foram realizados com o modelo de arraste de Gidaspow e as condições de operação utilizadas foram as do Caso 08. O tempo real simulado foi de 10s, sendo que os resultados apresentados correspondem à média dos últimos 5s de simulação. Analisou-se, assim, o perfil axial de pressão ao longo do *riser*.

Os perfis axiais de pressão resultantes das simulações com as distintas funções de parede são apresentados na Figura 18.

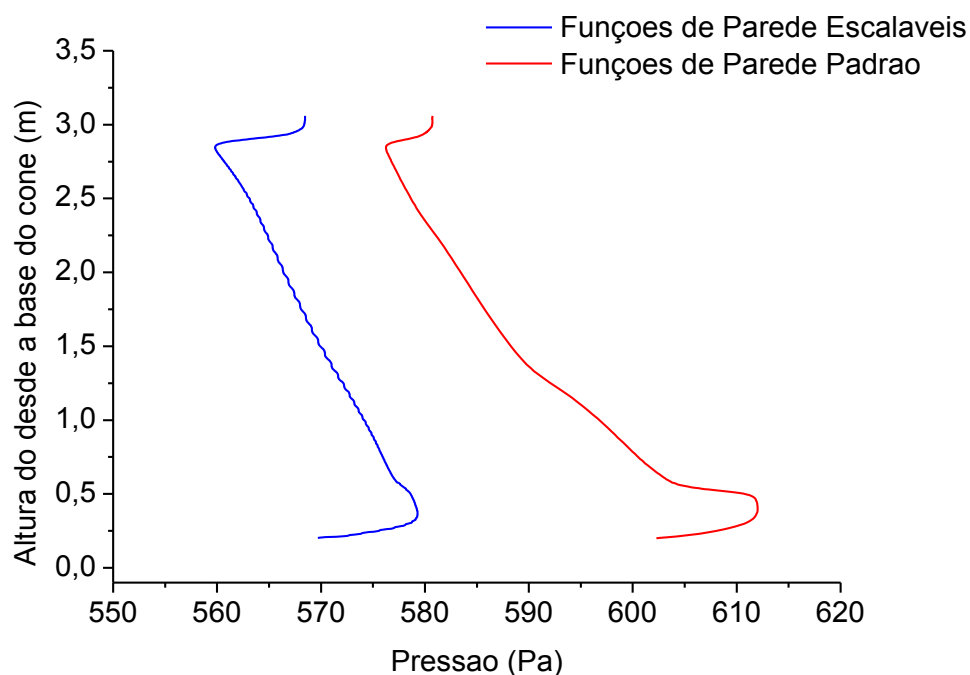


Figura 18 – Perfis axiais de pressão: funções de parede
Fonte: Autoria própria.

Com o propósito de avaliar os resultados obtidos, estes foram comparados com os resultados experimentais obtidos por Pecete (2014) para o Caso 08.

A Tabela 5 mostra, para as Funções de Parede Escaláveis, a comparação dos resultados experimentais de pressão estática com aqueles fornecidos a partir das simulações computacionais.

Tabela 5 – Comparação entre os resultados de pressão obtidos por meio da simulação, utilizando as Funções de Parede Escaláveis, com os experimentais para o Caso 08

	RS-01	RS-02	RS-03	RS-04	RS-05	RS-06
Simulação (Pa)	575,27	578,56	573,28	568,56	565,18	564,92
Experimento (Pa)	613,13	625,39	603,32	595,95	593,51	576,33
Desvio absoluto	6,58%	8,09%	5,24%	4,82%	5,01%	2,02%

Fonte: Autoria própria.

Apesar de os desvios não serem expressivos para cada ponto axial ao longo da coluna *riser*, observa-se que a diferença entre o valor do RS-01 e do RS-06 é de 36,80 Pa para o resultado experimental, e de apenas 10,35 Pa para a simulação, representando um desvio de mais de 70%.

Na Tabela 6 são comparados os resultados de pressão estática obtidos por meio da simulação, utilizando as Funções de Parede Padrão, em relação aos dados experimentais.

Tabela 6 – Comparação entre os resultados de pressão obtidos por meio da simulação, utilizando as Funções de Parede Padrão, com os experimentais para o Caso 08

	RS-01	RS-02	RS-03	RS-04	RS-05	RS-06
Simulação (Pa)	613,77	612,08	601,13	592,99	586,23	582,67
Experimento (Pa)	613,13	625,39	603,32	595,95	593,51	576,33
Desvio absoluto	0,10%	2,17%	0,37%	0,49%	1,24%	1,10%

Fonte: Autoria própria.

Além dos desvios serem baixos em cada ponto axial comparado, observa-se que a amplitude de pressão simulada (31,10 Pa) está mais próxima da experimental (36,80 Pa) quando comparada ao teste anterior (10,35 Pa), apresentando agora um desvio de 15,49%.

Um tempo computacional de aproximadamente 4 dias foi necessário para simular os 15 segundos de escoamento utilizando as Funções de Parede Escaláveis e aproximadamente 1 dia e 10 horas utilizando as Funções de Parede Padrão. A simulação foi realizada com 4 núcleos funcionando em paralelo de um computador

com processador Intel® Core i7-3612QM CPU 2,10 GHz com 16 GB de memória RAM.

Sendo assim, optou-se por continuar o estudo utilizando as Funções de Parede Padrão (*Standart Wall Function*).

4.2 TESTE DE MALHA

Após a definição da função de parede a ser utilizada, diferentes testes de malha foram realizados para garantir que os resultados obtidos fossem independentes do refinamento da malha.

Os testes foram realizados com o modelo de arraste de Gidaspow e as condições de operação utilizadas foram as do Caso 08. O tempo real simulado foi de 15 s, sendo que os resultados apresentados correspondem à média dos últimos 5 s de simulação. Analisou-se, assim, o perfil axial de pressão ao longo do *riser*.

Inicialmente, analisou-se a influência do tamanho do primeiro volume de controle próximo à parede nos resultados obtidos. Para tanto, quatro malhas numéricas hexaédricas e não-estruturadas, com razões de crescimento constantes de 1,1 na direção radial e 1,05 na axial, mas com diferentes distâncias da parede (1,5 mm; 2,0 mm; 2,5 mm; 3,0 mm), foram testadas, mantendo o y^+ dentro da faixa de aplicação das Funções de Parede Padrão. As malhas possuem aproximadamente 495 mil, 390 mil, 175 mil e 140 mil volumes (Figura 19).

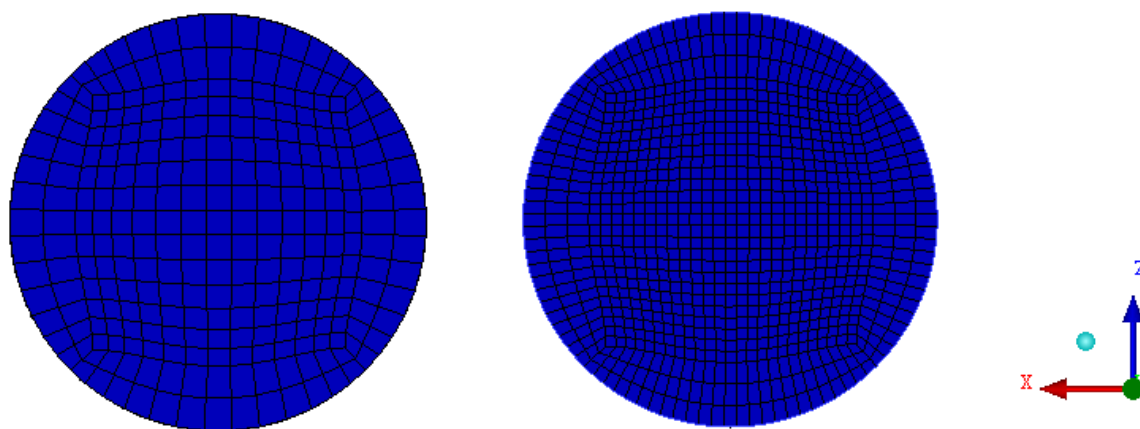


Figura 19 – Detalhes das malhas de 140 mil e 495 mil volumes
Fonte: Autoria própria.

Os perfis axiais de pressão resultante das simulações com as distintas malhas numéricas são apresentados na Figura 20.

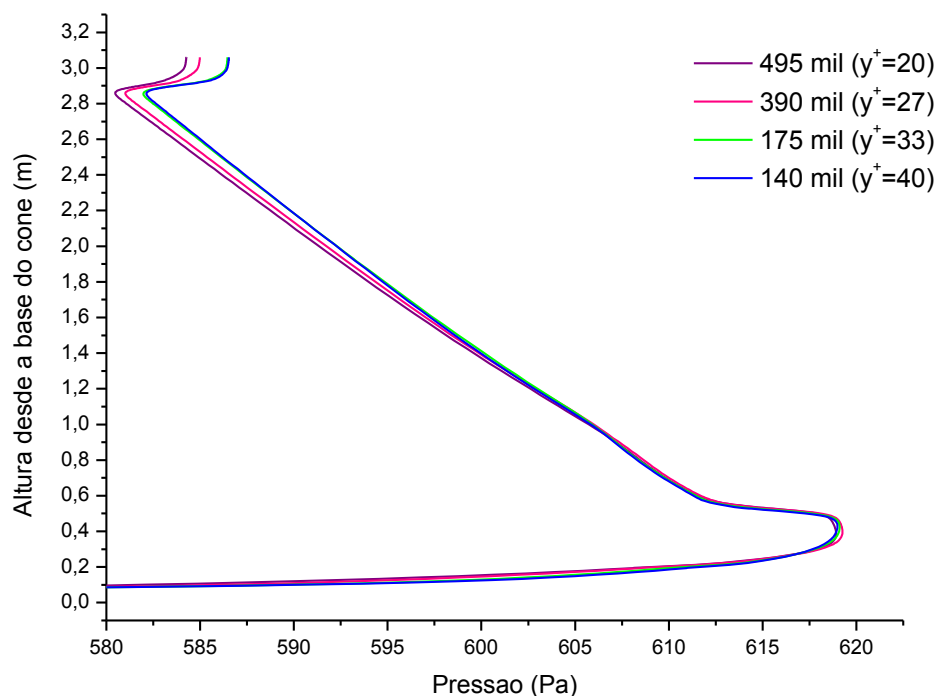


Figura 20 – Perfis axiais de pressão para malhas com diferentes distâncias da parede
Fonte: Autoria própria.

Na Figura 21 são apresentados os perfis radiais nos eixos x e z da fração volumétrica da fase sólida, resultante das simulações com as distintas malhas numéricas, para uma altura de 1,6 m medida a partir da base do cone (metade da coluna).

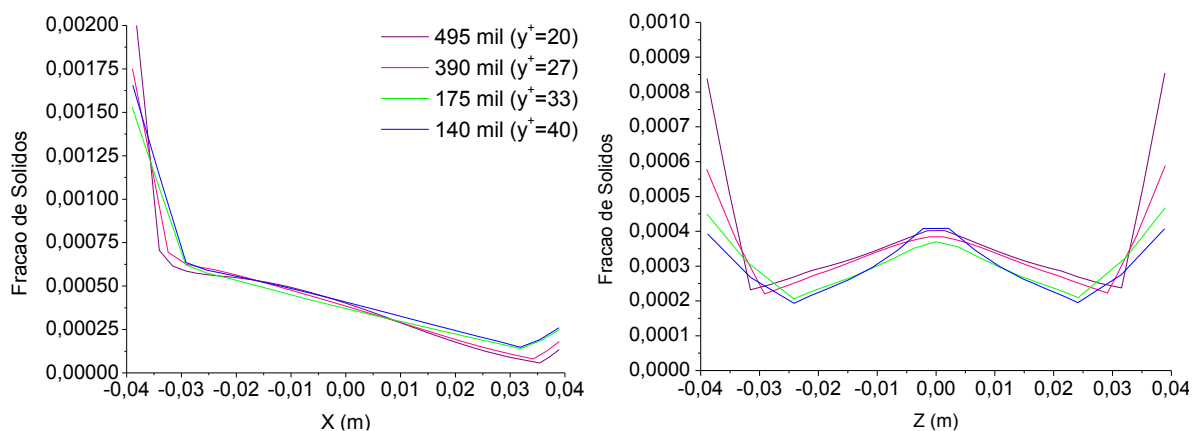


Figura 21 – Perfis radiais de fração de sólidos para malhas com diferentes distâncias da parede a 1,6 m da base do cone
Fonte: Autoria própria.

Os perfis radiais de velocidade da fase dispersa das simulações com as distintas malhas numéricas são apresentados na Figura 22, em x e em z, a uma altura de 1,6 m da base do cone (metade do *riser*).

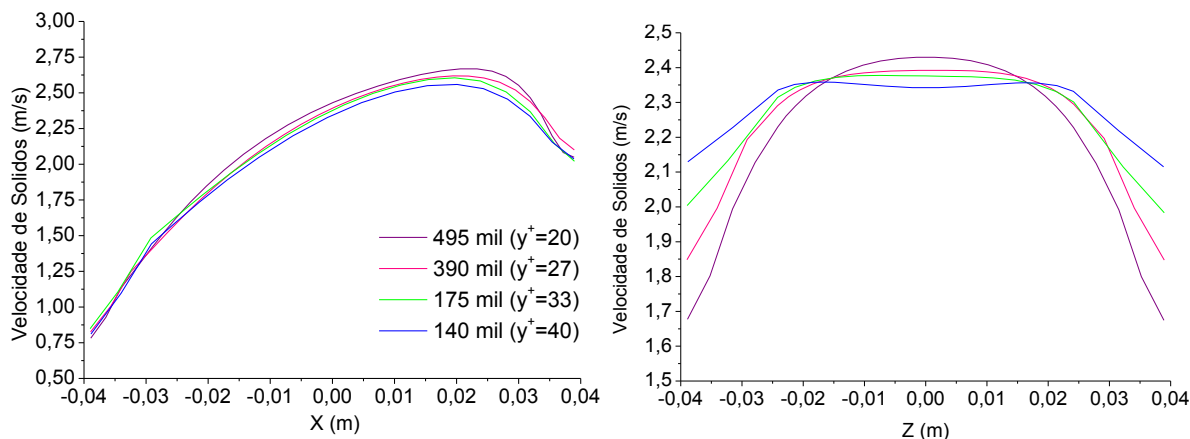


Figura 22 – Perfis radiais de velocidade dos sólidos para malhas com diferentes distâncias da parede a 1,6 m da base do cone
Fonte: Autoria própria.

A Figura 23 apresenta os campos de fração volumétrica da fase dispersa para as diferentes malhas numéricas e a diferentes alturas medidas desde a base do cone conectado ao *riser* (0,8 m, 1,6 m e 2,4 m).

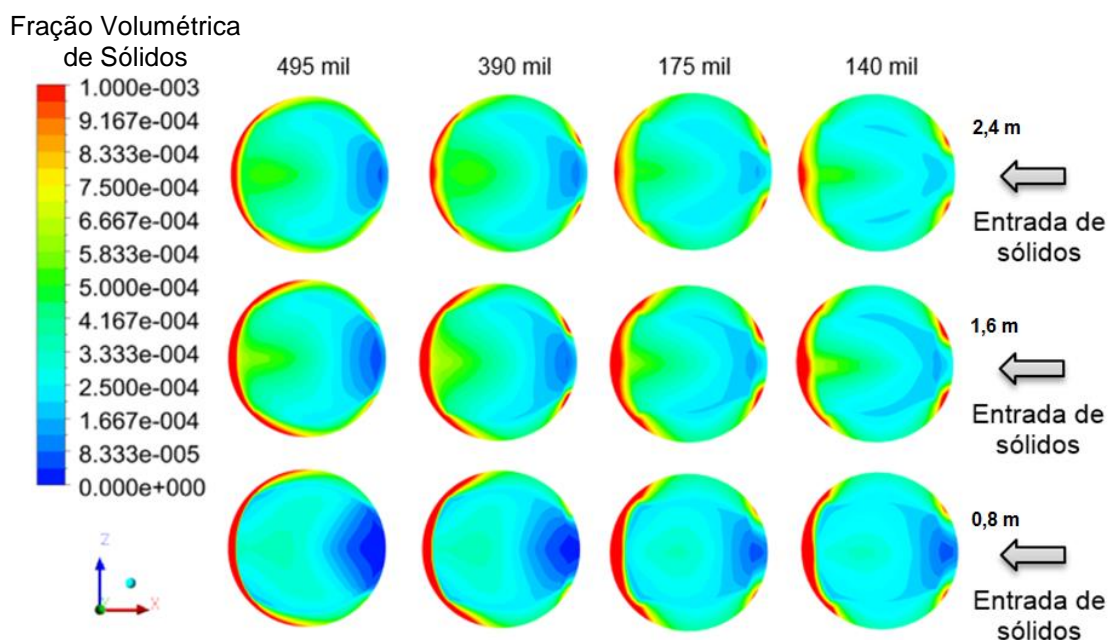


Figura 23 – Campos de fração de sólidos para malhas com diferentes distâncias da parede a 0,8 m, 1,6 m e 2,4 m da base do cone
Fonte: Autoria própria.

Na Tabela 7 são comparados os resultados de pressão estática obtidos por meio da simulação com os dados experimentais.

Tabela 7 – Comparação entre os resultados de pressão obtidos por meio da simulação, para malhas com diferentes distâncias da parede, com os experimentais para o Caso 08

		RS-01	RS-02	RS-03	RS-04	RS-05	RS-06	Amplitude	Tempo
Experimental		613,13	625,39	603,32	595,95	593,51	576,33	36,80	
495 mil (1,5 mm)	Simulação	613,87	612,93	602,69	593,78	586,56	582,50	31,37	4 dias 17h
	Desvio (%)	0,12	2,03	0,11	0,37	1,18	1,07	14,75%	
390 mil (2,0 mm)	Simulação	614,27	613,09	603,29	594,70	587,65	583,76	30,51	2 dias 20h
	Desvio (%)	0,18	2,01	0,004	0,21	1,00	1,29	17,09%	
175 mil (2,5 mm)	Simulação	614,18	611,81	602,46	594,25	587,58	584,20	29,98	1 dia 6h
	Desvio (%)	0,17	2,22	0,14	0,28	1,01	1,36	18,53%	
140 mil (3,0 mm)	Simulação	614,37	611,58	602,15	594,02	587,51	584,23	30,14	17h
	Desvio (%)	0,20	2,26	0,19	0,33	1,02	1,37	18,10%	

Fonte: Autoria própria.

Com base nos resultados obtidos e no tempo de processamento, optou-se pela malha de 390 mil volumes.

Após a determinação da distância da parede mais adequada, para garantir que o resultado também fosse independente do refinamento radial, foram geradas malhas com diferentes razões de crescimento (1,0, 1,2 e 1,1, com respectivamente 450 mil, 390 mil e 340 mil volumes).

Os perfis axiais de pressão resultante das simulações com as distintas malhas numéricas são apresentados na Figura 24.

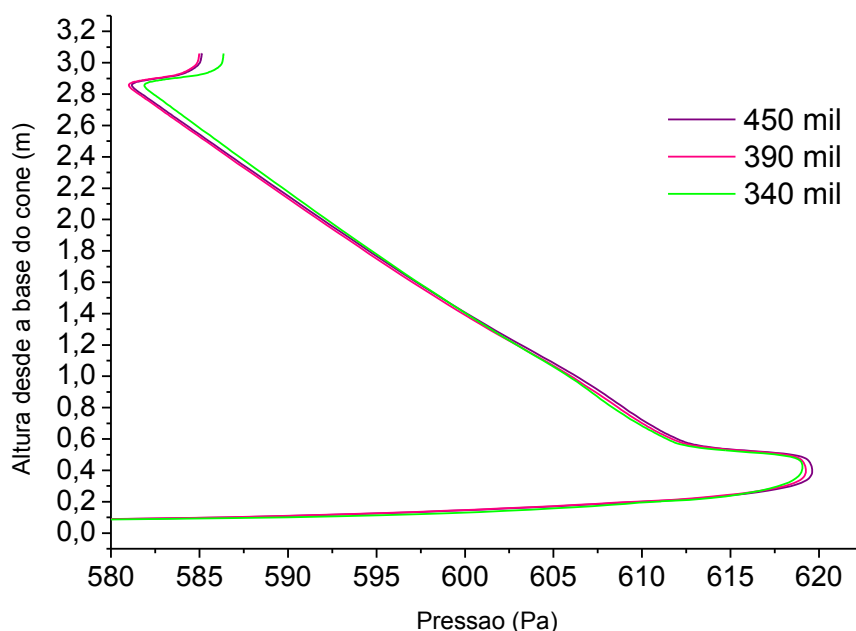


Figura 24 – Perfis axiais de pressão para malhas com diferentes refinamentos radiais
Fonte: Autoria própria.

Os perfis radiais de fração volumétrica da fase dispersa das simulações com as distintas malhas numéricas são apresentados na Figura 25, em x e em z, a uma

altura de 1,6 m medida desde a base do cone conectado ao *riser* (metade da coluna).

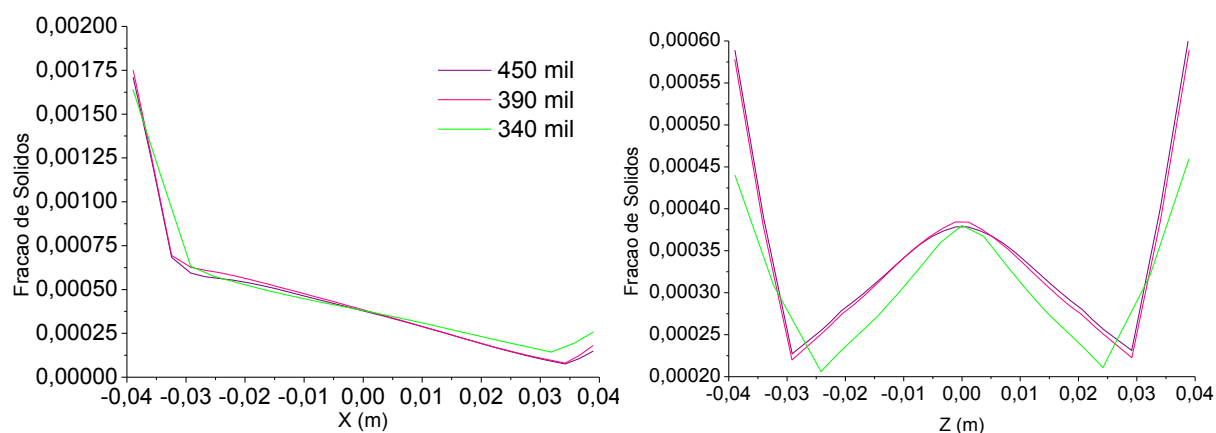


Figura 25 – Perfis radiais de fração de sólidos para malhas com diferentes refinamentos radiais a 1,6 m da base do cone
Fonte: Autoria própria.

Na Figura 26 são apresentados os perfis radiais em x e em z da velocidade da fase dispersa, referentes às simulações com as distintas malhas numéricas a uma altura de 1,6 m medida desde a base do cone conectado ao *riser* (metade da coluna).

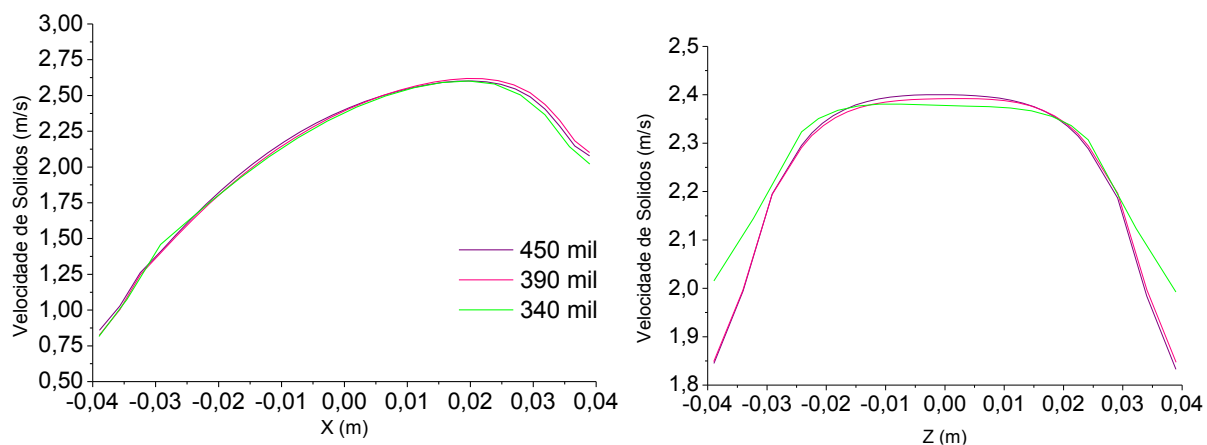


Figura 26 – Perfis radiais de velocidade dos sólidos para malhas com diferentes refinamentos radiais a 1,6 m da base do cone
Fonte: Autoria própria.

Observa-se que as três malhas apresentam resultados muito semelhantes. Apenas uma pequena diferença é observada nos resultados da malha menos refinada.

A Figura 27 apresenta os campos de fração volumétrica da fase dispersa para as diferentes malhas numéricas e a diferentes alturas medidas desde a base do cone conectado ao *riser* (0,8 m, 1,6 m e 2,4 m).

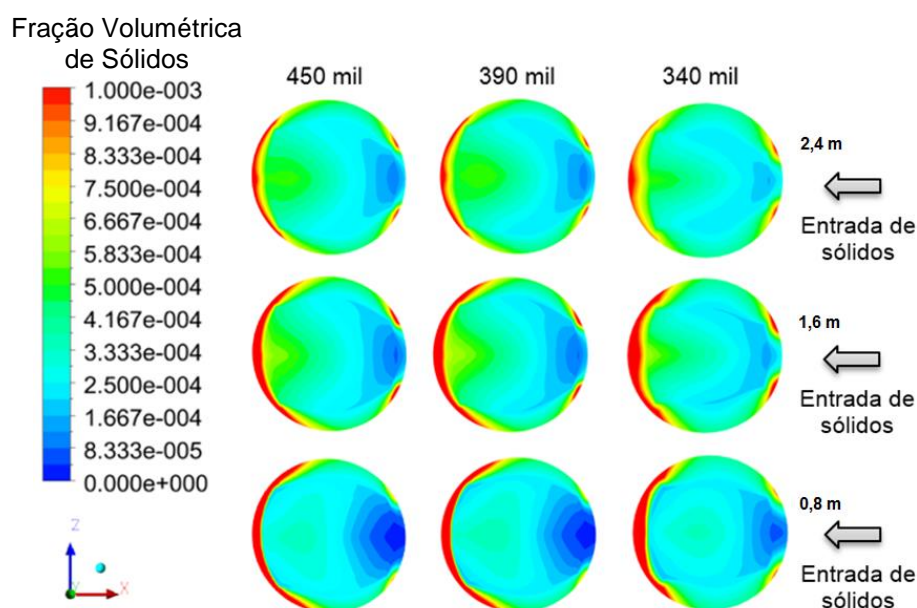


Figura 27 – Campos de fração de sólidos para malhas com diferentes refinamentos radiais a 0,8 m, 1,6 m e 2,4 m da base do cone
Fonte: Autoria própria.

Na Tabela 8 são comparados os resultados de pressão estática obtidos por meio da simulação com os registrados nos testes experimentais.

Tabela 8 – Comparação entre os resultados de pressão obtidos por meio da simulação, para malhas com diferentes refinamentos radiais, com os experimentais para o Caso 08

		RS-01	RS-02	RS-03	RS-04	RS-05	RS-06	Amplitude	Tempo
Experimental		613,13	625,39	603,32	595,95	593,51	576,33	36,80	
450 mil (1,0)	Simulação	614,41	613,10	603,20	594,68	587,79	583,92	30,49	3 dias 7h
	Desvio (%)	0,21	2,00	0,01	0,21	0,97	1,32	17,15%	
390 mil (1,2)	Simulação	614,27	613,09	603,29	594,70	587,65	583,76	30,51	2 dias 20h
	Desvio (%)	0,18	2,01	0,004	0,21	1,00	1,29	17,10%	
340 mil (1,1)	Simulação	613,98	611,68	602,17	593,87	587,29	583,94	30,04	1 dia 4h
	Desvio (%)	0,14	2,24	0,19	0,35	1,06	1,32	18,37%	

Fonte: Autoria própria.

Com base nos resultados obtidos e no tempo de processamento, optou-se pela malha de 390 mil volumes.

Para avaliar a influência do refinamento axial nos resultados obtidos, foram geradas malhas com diferentes razões de crescimento axial (1,025, 1,0375 e 1,05, com respectivamente 520 mil, 440 mil e 390 mil volumes).

Os perfis axiais de pressão resultante das simulações com as distintas malhas numéricas são apresentados na Figura 28.

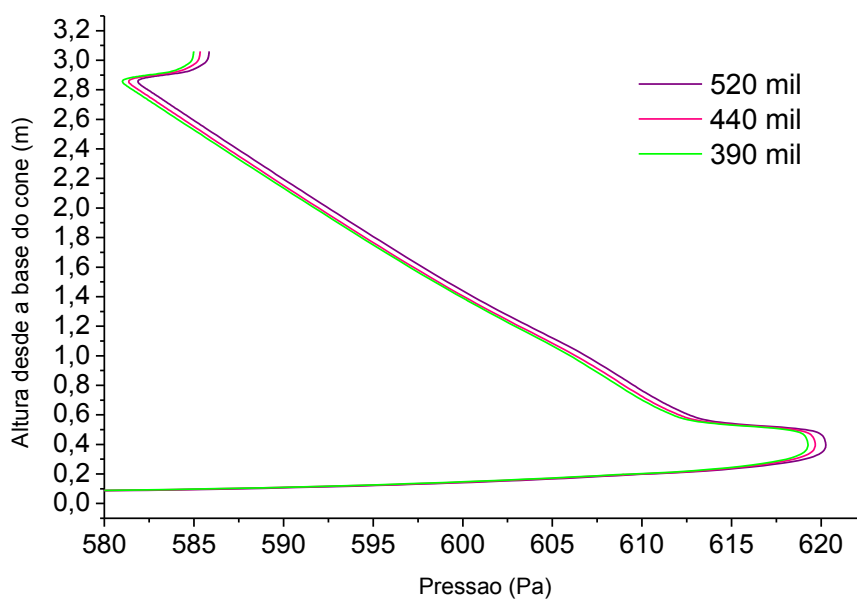


Figura 28 – Perfis axiais de pressão para malhas com diferentes refinamentos axiais
Fonte: Autoria própria.

Na Figura 29 são apresentados os perfis radiais em x e em z de fração volumétrica da fase dispersa, referentes às simulações com as distintas malhas numéricas a uma altura de 1,6 m medida desde a base do cone conectado ao *riser* (metade da coluna).

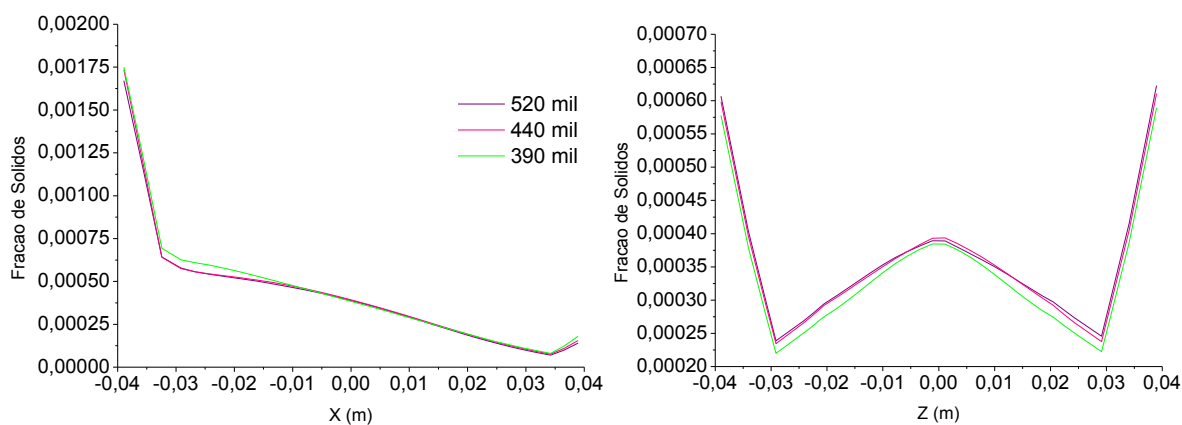


Figura 29 – Perfis radiais de fração de sólidos para malhas com diferentes refinamentos axiais a 1,6 m da base do cone
Fonte: Autoria própria.

Na Figura 30 são apresentados os perfis radiais em x e em z da velocidade dos sólidos, referentes às simulações com as distintas malhas numéricas a uma altura de 1,6 m medida desde a base do cone conectado ao *riser* (metade da coluna).

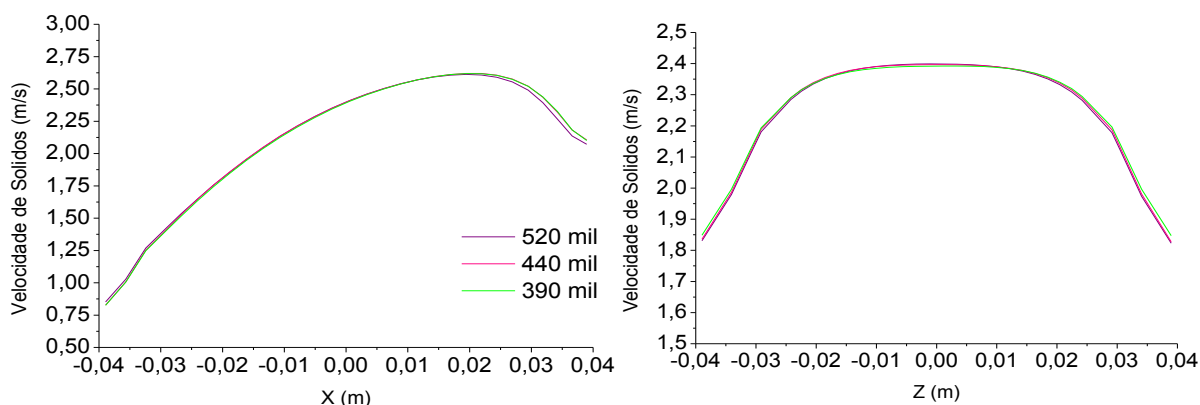


Figura 30 – Perfis radiais de velocidade dos sólidos para malhas com diferentes refinamentos axiais a 1,6 m da base do cone
Fonte: Autoria própria.

A Figura 31 apresenta os campos de fração volumétrica da fase dispersa em para as diferentes malhas numéricas em um plano axial e três planos radiais a diferentes alturas medidas desde a base do cone conectado ao *riser* (0,8 m, 1,6 m e 2,4 m).

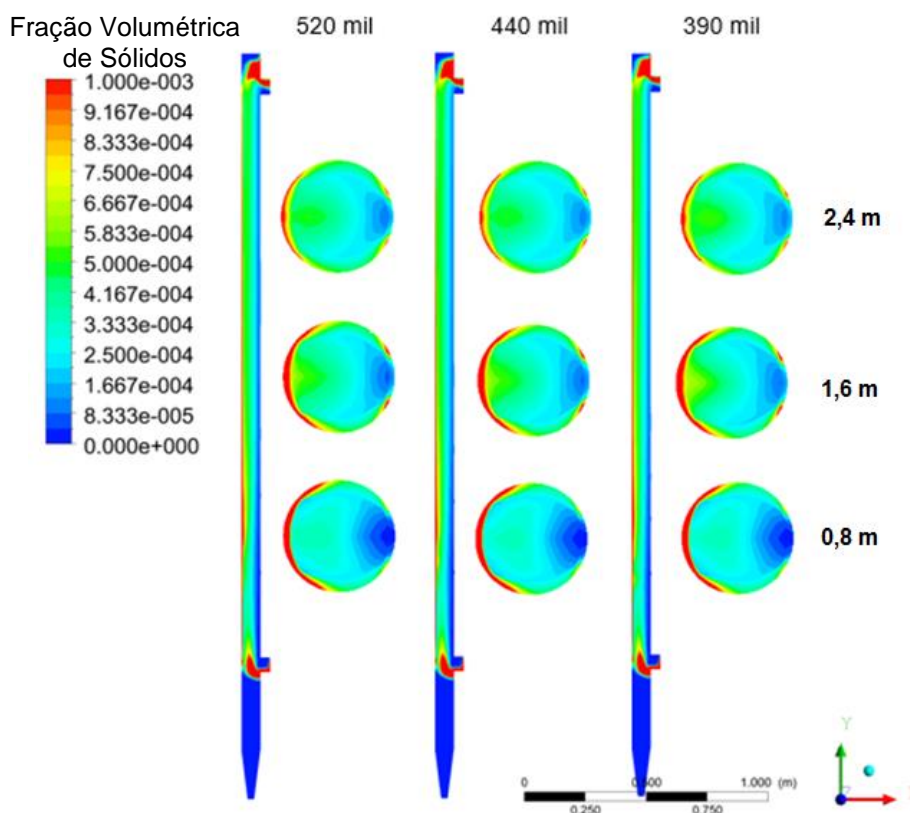


Figura 31 – Campos de fração de sólidos para malhas com diferentes refinamentos axiais a 0,8m,1,6 m e 2,4 m da base do cone
Fonte: Autoria própria.

Na Tabela 9 são comparados os resultados de pressão estática obtidos por meio da simulação com os registrados nos testes experimentais.

Tabela 9 – Comparação entre os resultados de pressão obtidos por meio da simulação, para malhas com diferentes refinamentos axiais, com os experimentais para o Caso 08

		RS-01	RS-02	RS-03	RS-04	RS-05	RS-06	Amplitude	Tempo
Experimental		613,13	625,39	603,32	595,95	593,51	576,33	36,80	
520 mil (1,025)	Simulação	614,57	613,43	603,45	594,91	588,10	584,40	30,17	3 dias 12h
	Desvio (%)	0,24	1,95	0,02	0,17	0,92	1,40	18,02%	
440 mil (1,0375)	Simulação	613,95	612,71	602,67	594,06	587,16	583,62	30,33	3 dias 6h
	Desvio (%)	0,13	2,07	0,11	0,31	1,08	1,26	17,58%	
390 mil (1,05)	Simulação	614,27	613,09	603,29	594,70	587,65	583,76	30,51	2 dias 20h
	Desvio (%)	0,18	2,01	0,004	0,21	1,00	1,29	17,09%	

Fonte: Autoria própria.

Observa-se que os resultados obtidos são muito semelhantes qualitativa e quantitativamente. Sendo assim, com base nos resultados obtidos e no tempo de processamento, optou-se pela malha de 390 mil volumes.

4.3 TESTE DOS MODELOS DE ARRASTE

Neste estudo, os seguintes modelos de arraste foram testados: Gidaspow (1994), Wen e Yu (1966), Syamlal-O'Brien (1989) e Huilin e Gidaspow (2003).

Os perfis axiais de pressão resultantes das simulações com os diferentes modelos de arraste são apresentados na Figura 32.

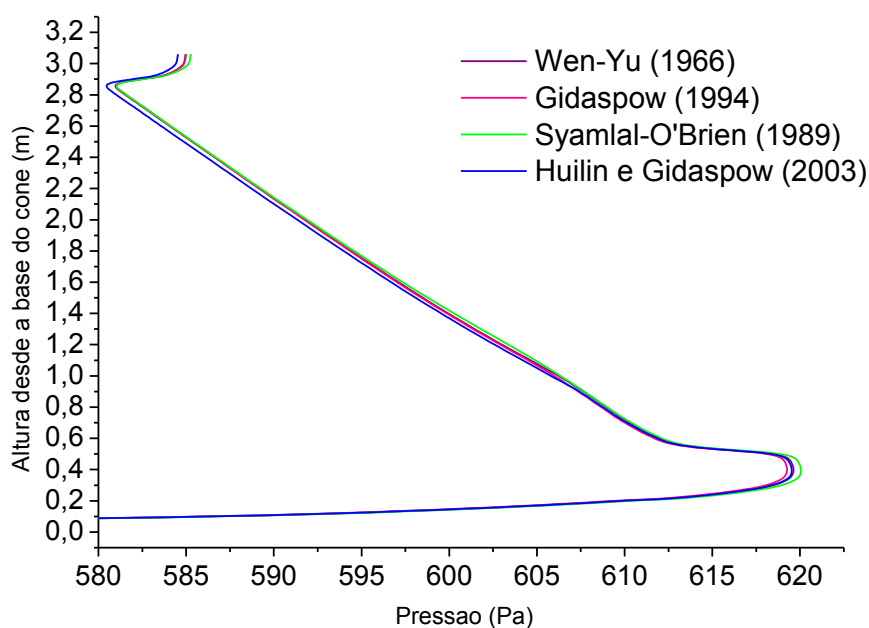


Figura 32 – Perfis axiais de pressão obtidos com diferentes modelos de arraste
Fonte: Autoria própria.

Na Figura 33 são apresentados os perfis radiais em x e em z da fração volumétrica da fase dispersa, obtidos com os diferentes modelos de arraste testados, para uma altura de 1,6 m na coluna principal (metade do *riser*).

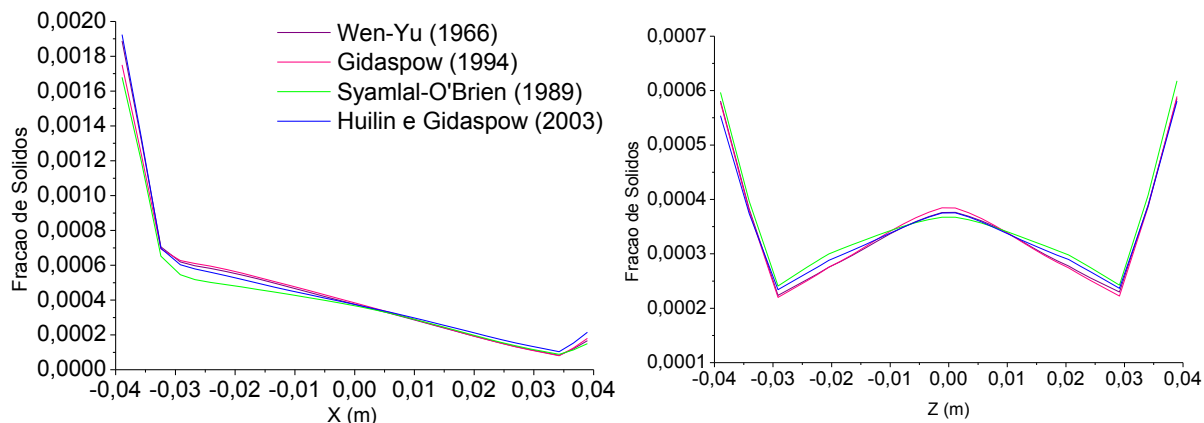


Figura 33 – Perfis radiais de fração de sólidos para diferentes modelos de arraste a 1,6 m da base do cone

Fonte: Autoria própria.

Na Figura 34 são apresentados os perfis radiais em x e em z da velocidade dos sólidos, obtidos com os diferentes modelos de arraste testados, para uma altura de 1,6 m na coluna principal (metade do *riser*).

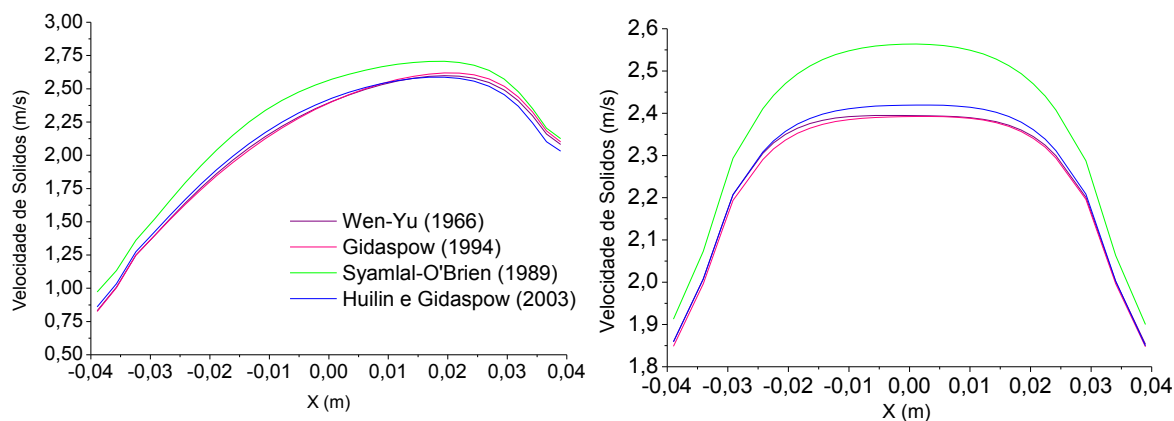


Figura 34 – Perfis radiais de velocidade dos sólidos para diferentes modelos de arraste a 1,6 m da base do cone

Fonte: Autoria própria.

A Figura 35 apresenta os campos de fração volumétrica e de velocidade da fase dispersa para os diferentes modelos de arraste e a diferentes alturas medidas desde a base do cone conectado ao *riser* (0,8 m; 1,6 m; 2,4 m).

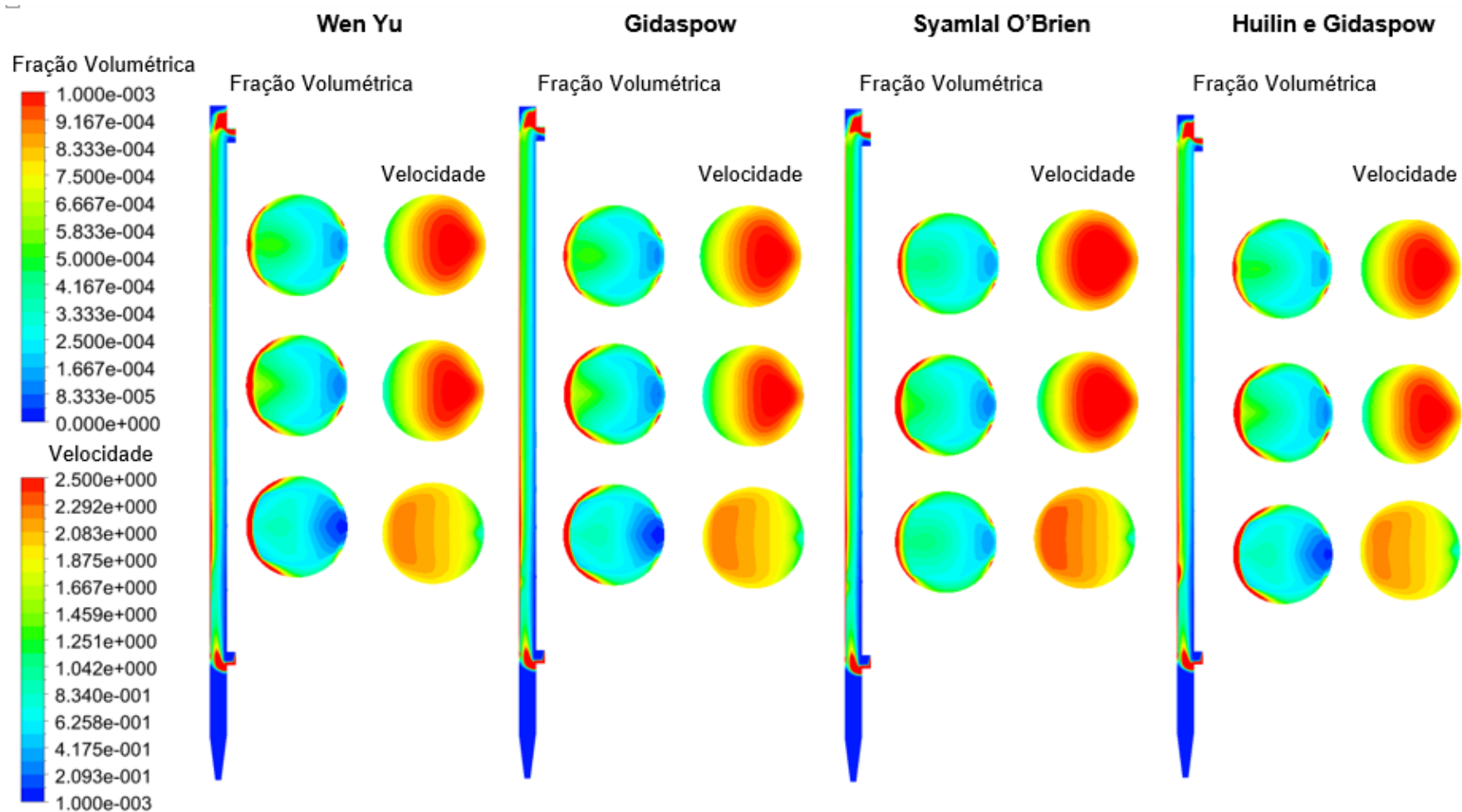


Figura 35 – Campos de fração volumétrica e de velocidade dos sólidos para diferentes modelos de arraste a 0,8 m, 1,6 m e 2,4 m da base do cone
 Fonte: Autoria própria.

Na Tabela 10 são comparados os resultados de pressão estática obtidos por meio da simulação com os registrados através das medidas experimentais.

Tabela 10 – Comparação entre os resultados de pressão obtidos por meio da simulação, para diferentes modelos de arraste, com os experimentais para o Caso 08

		RS-01	RS-02	RS-03	RS-04	RS-05	RS-06	Amplitude
Experimental		613,13	625,39	603,32	595,95	593,51	576,33	36,80
Gidaspow (1994)	Simulação	614,15	612,81	602,79	594,22	587,30	583,49	30,66
	Desvio (%)	0,1675	2,0532	0,0887	0,2918	1,0578	1,2415	16,68%
Wen Yu (1966)	Simulação	614,69	613,36	603,28	594,38	587,43	583,58	31,11
	Desvio (%)	0,2548	1,9619	0,0065	0,2611	1,0341	1,2586	15,46%
Huilin e Gidaspow (2003)	Simulação	613,90	612,44	601,91	593,52	586,57	582,92	30,98
	Desvio (%)	0,1258	2,1152	0,2348	0,4088	1,1826	1,1429	15,82%
Syamlal- O'Brien (1989)	Simulação	614,81	613,10	603,12	594,64	587,79	584,13	30,68
	Desvio (%)	0,2748	2,0049	0,0326	0,2194	0,9740	1,3538	16,63%

Fonte: Autoria própria.

Os resultados obtidos para os quatro modelos de arraste são muito semelhantes qualitativa e quantitativamente, tanto entre si quanto ao serem comparados com os dados experimentais. Essa semelhança torna-se mais evidente quando comparam-se os modelos de Gidaspow (1994), Wen e Yu (1966), e Huilin e Gidaspow (2003). Isso ocorre porque esses três modelos utilizam a equação de Wen Yu (1966) para a modelagem das regiões diluídas.

Diante dos resultados, optou-se pela utilização do modelo de Huilin e Gidaspow (2003), por ser o modelo mais recente e englobar tanto escoamentos diluídos quanto densos.

4.4 SIMULAÇÕES DOS PERFIS DE PRESSÃO, VELOCIDADE E FRAÇÃO DE SÓLIDOS

Com a especificação da função de parede (Função de Parede Padrão), da malha (390 mil volumes), e do modelo de arraste (Huilin e Gidaspow, 2003) a serem utilizados, foi realizada uma análise das características do escoamento gás-sólido no *riser* para os oito casos com diferentes condições operacionais.

Os perfis axiais de pressão resultantes das simulações são apresentados na Figura 36.

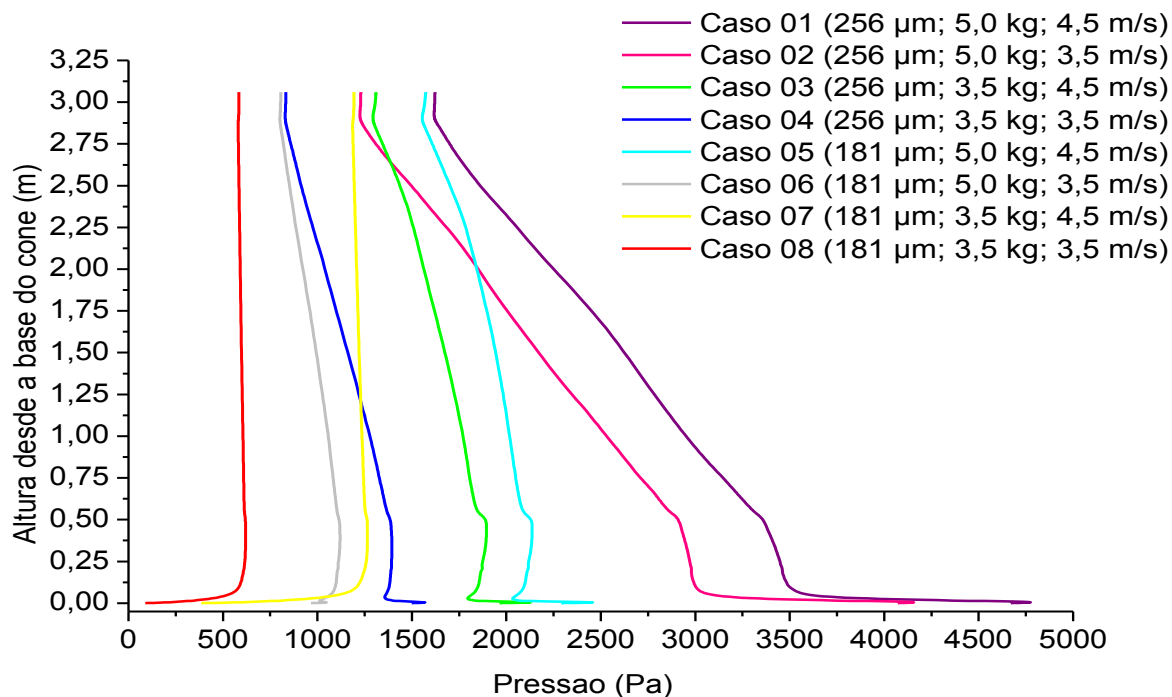


Figura 36 – Perfis axiais de pressão dos oito casos estudados
Fonte: Autoria própria.

A Figura 37 mostra o efeito da variação do diâmetro da partícula sobre o perfil de pressão estática.

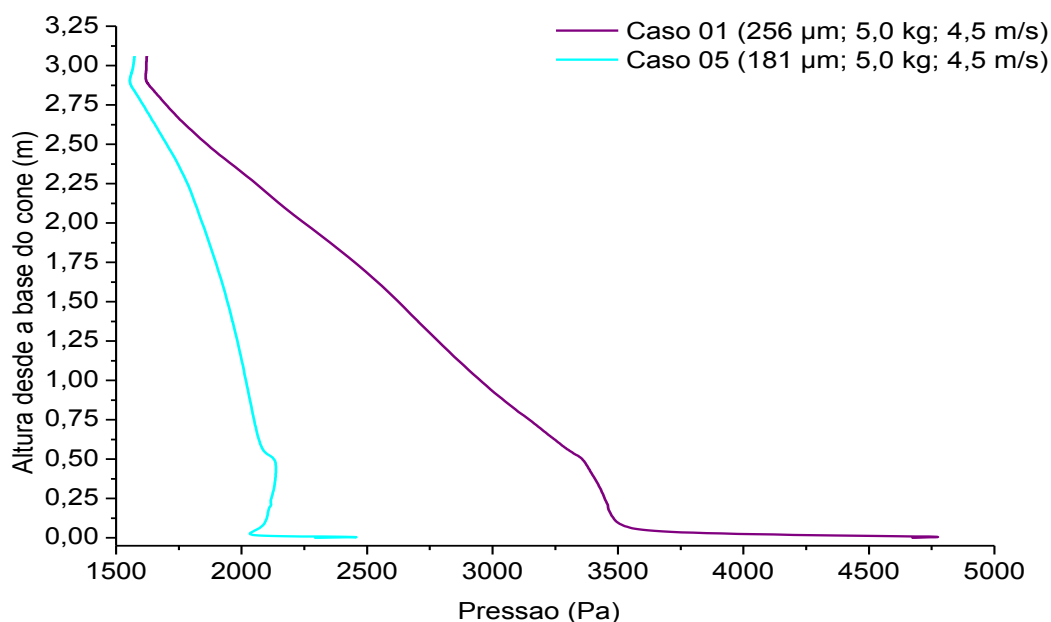


Figura 37 – Perfis axiais de pressão dos Casos 01 e 05 - efeito da variação do diâmetro da partícula sobre o perfil de pressão estática
Fonte: Autoria própria.

A Figura 38 mostra o efeito da variação do inventário de sólidos sobre o perfil de pressão estática.

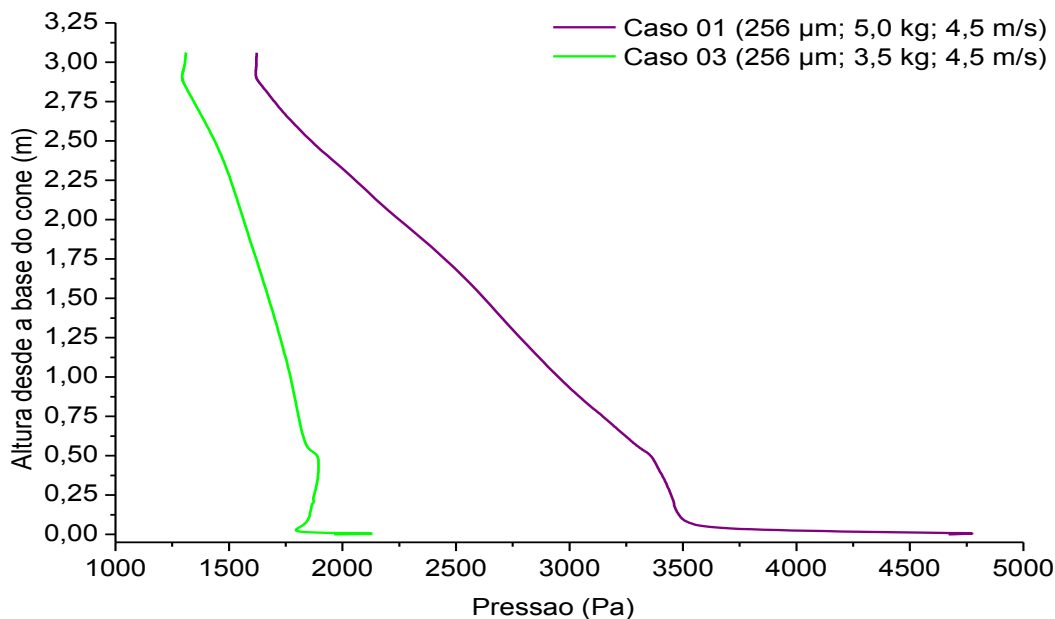


Figura 38 – Perfis axiais de pressão dos Casos 01 e 03 - efeito da variação do inventário de sólidos sobre o perfil de pressão estática
Fonte: Autoria própria.

Observa-se que, para um mesmo inventário de sólidos e uma mesma velocidade de fluidização (Casos 01 e 05, 02 e 06, 03 e 07, 04 e 08), ao variar o diâmetro da partícula de 256 μm para 181 μm , os valores de pressão estática também diminuem, assim como o gradiente de pressão. O mesmo ocorre quando, mantendo as demais variáveis constantes, o inventário de sólidos é reduzido (Casos 01 e 03, 02 e 04, 05 e 07, 06 e 08). No caso da redução do diâmetro, isso ocorre porque a velocidade relativa entre o gás e as partículas é menor para diâmetros maiores, resultando na redução da taxa externa de circulação dos sólidos. Por outro lado, a redução da pressão devido à diminuição do inventário de sólidos é causada pelo aumento da porosidade média do leito. A pressão estática é, portanto, corrigida para valores mais baixos, a fim de se manter o balanço de pressão.

A Figura 39 mostra o efeito da variação do diâmetro da partícula sobre o perfil de pressão estática.

Ao manter as demais variáveis constantes, o incremento da velocidade de fluidização (Casos 01 e 02, 03 e 04, 05 e 06, 07 e 08) gera um aumento generalizado na pressão estática, sem alterações significativas no gradiente de pressão (curvas aproximadamente paralelas). Isso ocorre porque o incremento da velocidade de fluidização gera maiores forças de atrito da suspensão gás-sólido com as paredes da tubulação, aumentando a pressão estática em todo o percurso.

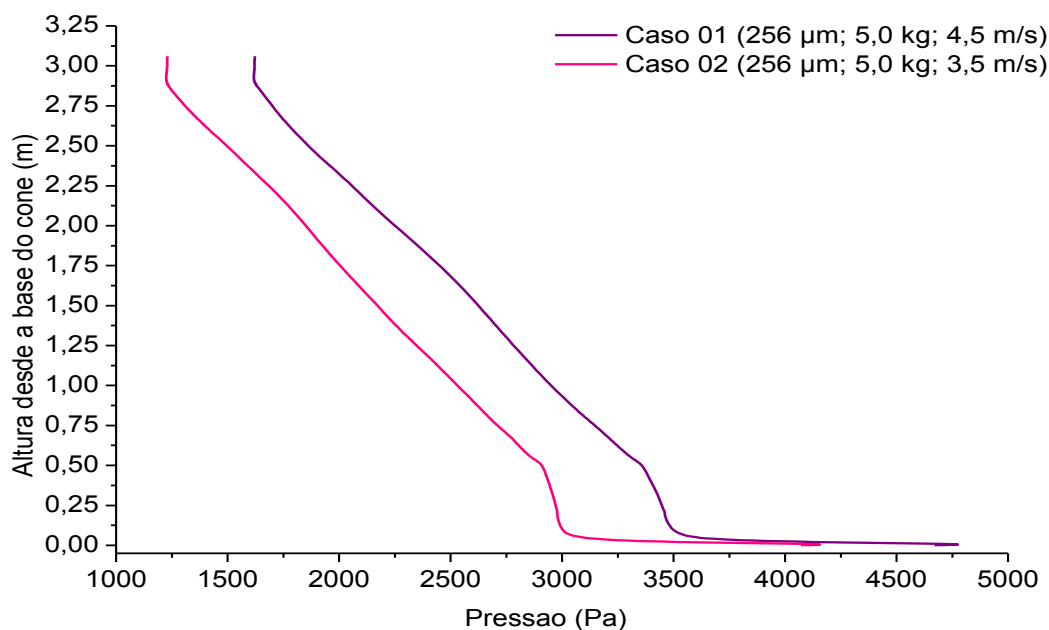


Figura 39 – Perfis axiais de pressão dos Casos 01 e 02 - efeito da variação da velocidade de fluidização sobre o perfil de pressão estática
Fonte: Autoria própria.

Na Tabela 11 são comparados os resultados de pressão obtidos por meio da simulação com os experimentais para os oito casos estudados.

Ao analisar os resultados para cada ponto axial ao longo da coluna *riser*, verifica-se que os Casos 02 e 03 apresentam os maiores desvios, de aproximadamente 18,6% e 12,6%, respectivamente. Os melhores resultados são obtidos para o Caso 08, com desvios inferiores a 2,1%. Desvios mais significativos são verificados ao comparar os gradientes de pressão, atingindo cerca de 40% para o Caso 01. Por outro lado, os Casos 02 e 07 apresentaram desvios menos expressivos, 6,15% e 12,92%, respectivamente.

A diferença observada no tempo computacional necessário para a simulação dos casos pode ser explicada pela diferença no passo de tempo, uma vez que esse se adapta de acordo com a convergência da simulação.

Ao comparar os resultados das simulações com os dados experimentais, observa-se que os modelos utilizados descrevem satisfatoriamente o escoamento gás-sólido estudado dentro do regime de fluidização rápida, respondendo adequadamente às diferentes condições operacionais.

Tabela 11 – Comparação entre os resultados de pressão obtidos por meio da simulação com os experimentais para os oito casos

Casos		RS-01	RS-02	RS-03	RS-04	RS-05	RS-06	Amplitude	Tempo
Caso 01	Experimental	3678,75	3433,50	2857,16	2378,93	1937,48	1618,65	2060,10	4 dias e 8 h
	Simulação	3435,52	3317,15	2750,70	2315,73	1925,58	1602,32	3433,92	
	Desvio (%)	7,0704	3,5076	3,8704	2,7293	0,6180	1,0159	40,01%	
Caso 02	Experimental	3028,84	2329,88	1888,43	1569,60	1348,88	1066,84	1962,00	5 dias e 18h
	Simulação	2998,56	2863,40	2318,82	1818,33	1427,67	1150,29	1848,27	
	Desvio (%)	1,0078	18,6324	18,5609	15,8469	5,8411	7,8428	6,15%	
Caso 03	Experimental	1900,69	1839,38	1729,01	1545,08	1361,14	1164,94	735,75	5 dias e 8h
	Simulação	1886,94	1865,89	1769,05	1649,51	1530,33	1311,31	575,63	
	Desvio (%)	0,7287	1,4412	2,9159	6,7657	12,4299	12,5644	27,82%	
Caso 04	Experimental	1459,24	1373,40	1238,51	1061,93	954,02	794,61	664,63	5 dias e 4h
	Simulação	1385,20	1357,24	1217,37	1081,19	947,95	840,24	544,96	
	Desvio (%)	5,3449	1,1905	1,7361	1,8142	0,6400	5,7421	21,96%	
Caso 05	Experimental	2185,18	2150,84	2030,67	1809,95	1599,03	1456,79	728,39	3 dias e 14h
	Simulação	2153,16	2129,30	2057,98	1950,36	1800,99	1628,23	524,93	
	Desvio (%)	1,4874	1,0116	1,3448	7,7579	12,6301	11,7683	27,93%	
Caso 06	Experimental	1150,22	1140,41	1079,10	983,45	882,90	782,35	367,87	4 dias e 4h
	Simulação	1114,72	1111,66	1064,48	972,73	876,22	803,64	311,08	
	Desvio (%)	3,1849	2,5856	1,3733	1,1025	0,7625	2,7219	15,44%	
Caso 07	Experimental	1260,59	1297,37	1287,56	1267,94	1228,70	1187,01	73,58	2 dias e 19h
	Simulação	1255,46	1249,25	1228,13	1212,33	1198,18	1191,39	64,07	
	Desvio (%)	0,4083	3,8519	4,8389	4,5867	2,5467	0,3689	12,92%	
Caso 08	Experimental	613,13	625,39	603,32	595,95	593,51	576,33	36,80	1 dia e 17h
	Simulação	613,90	612,44	601,91	593,52	586,57	582,92	30,98	
	Desvio (%)	0,1258	2,1152	0,2348	0,4088	1,1826	1,1429	15,81%	

Fonte: Autoria própria.

O padrão de escoamento núcleo-anular pode ser verificado na Figura 40, a qual apresenta os perfis radiais, em x e em z, da fração volumétrica de sólidos nos oito casos estudados, para diferentes alturas no *riser* (0,8 m, 1,6 m e 2,4 m). Observa-se que os sólidos tendem a se aglomerar na parede, enquanto que, no centro da coluna, menores concentrações de sólidos são registradas.

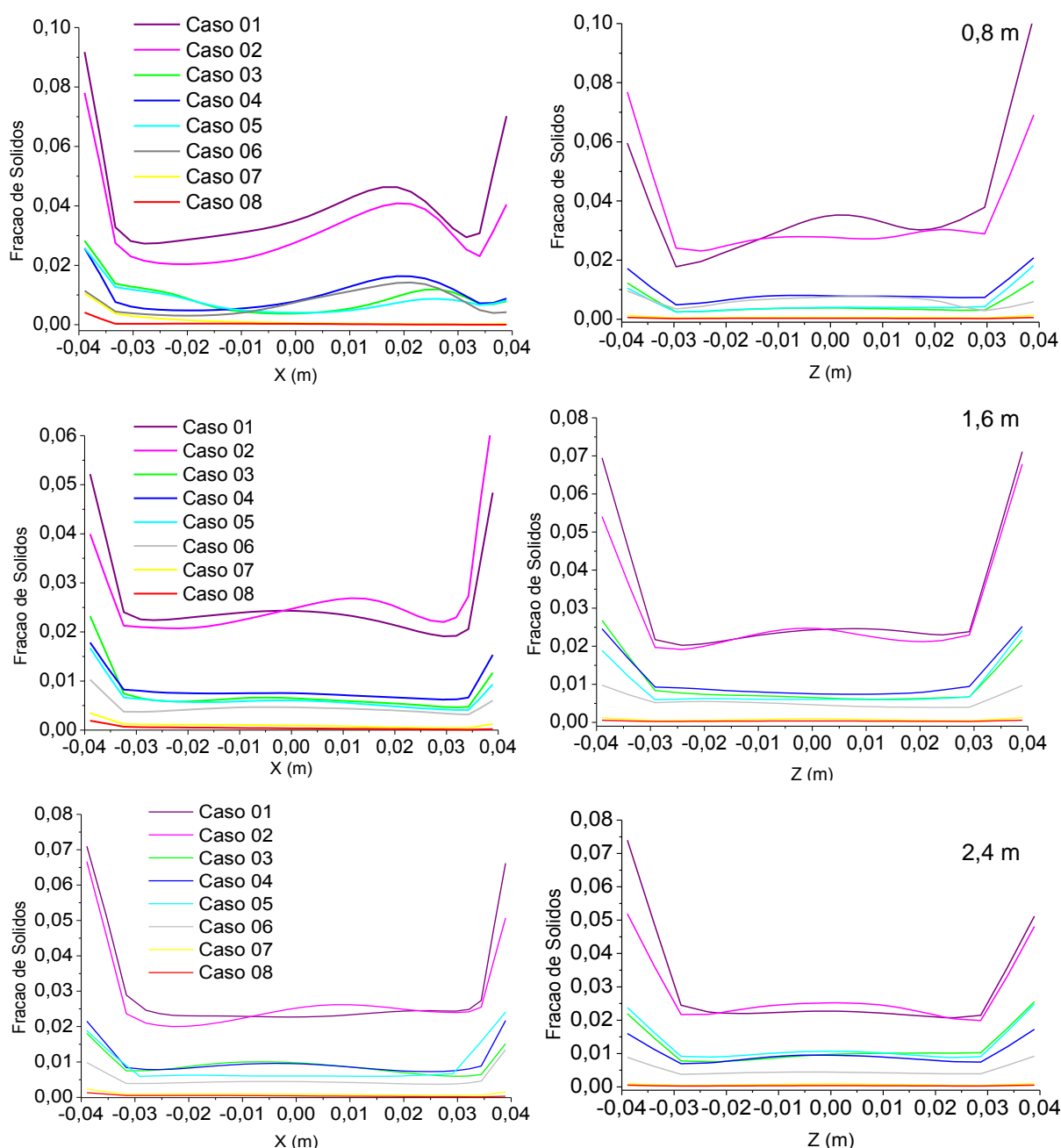


Figura 40 – Perfis radiais de fração volumétrica dos oito casos estudados a respectivamente 0,8 m, 1,6 m e 2,4 m da base do cone
Fonte: Autoria própria.

Na Figura 41 os campos de fração de sólidos dos oito casos são apresentados a diferentes alturas no *riser* (0,8 m, 1,6 m e 2,4 m).

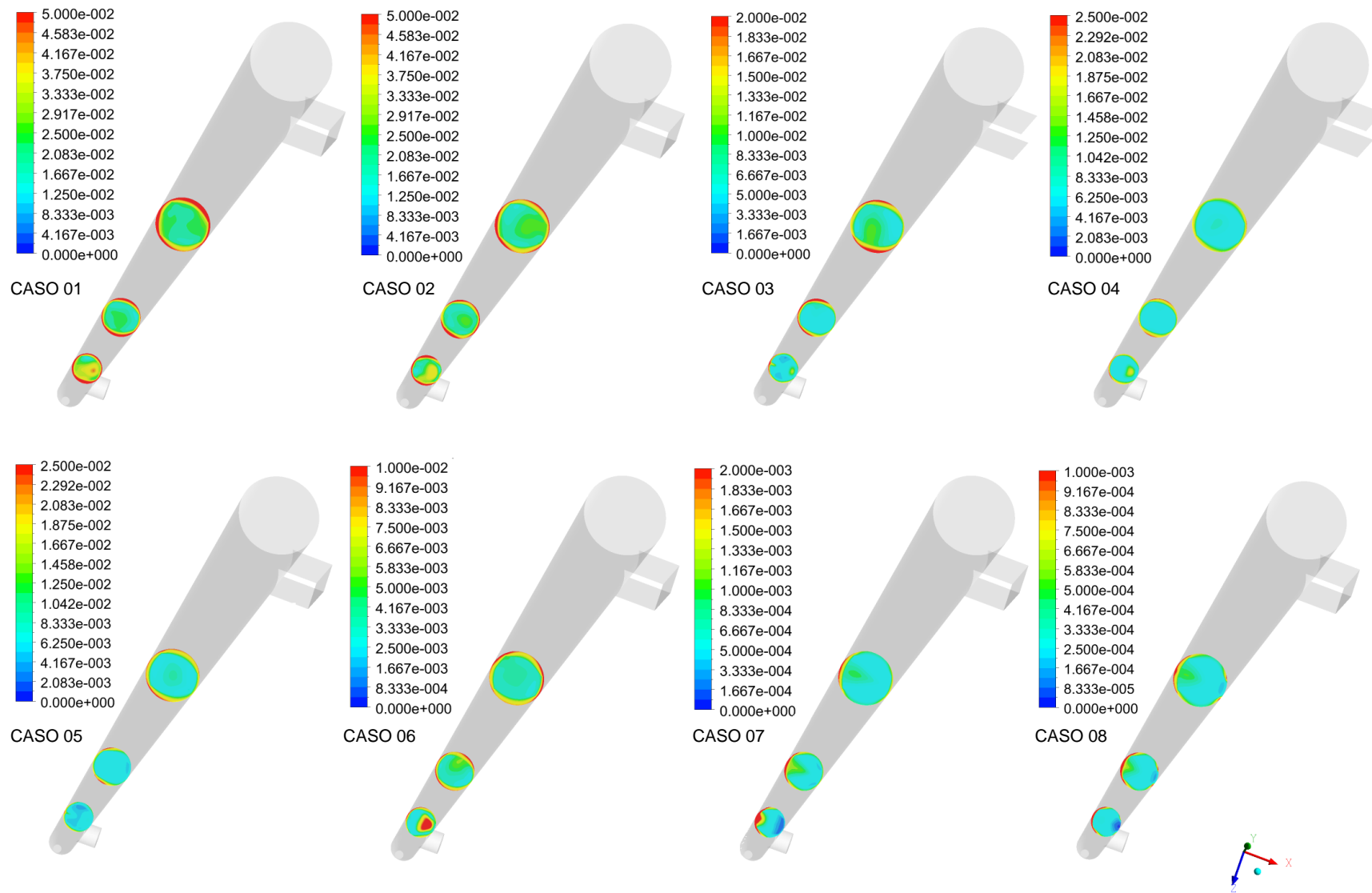


Figura 41 – Campos de fração volumétrica dos oito casos estudados
 Fonte: Autoria própria.

O anel que se forma próximo às paredes pode se deslocar no mesmo ou no sentido oposto do escoamento, dependendo das condições operacionais (HODAPP, 2012). Este comportamento das partículas sólidas é evidenciado nos campos de vetores da velocidade instantânea, normais aos planos transversais para diferentes alturas estudadas (Figura 42). Observa-se que existem partículas sólidas que se movimentam em sentido contrário ao escoamento ascendente do gás na proximidade da parede.

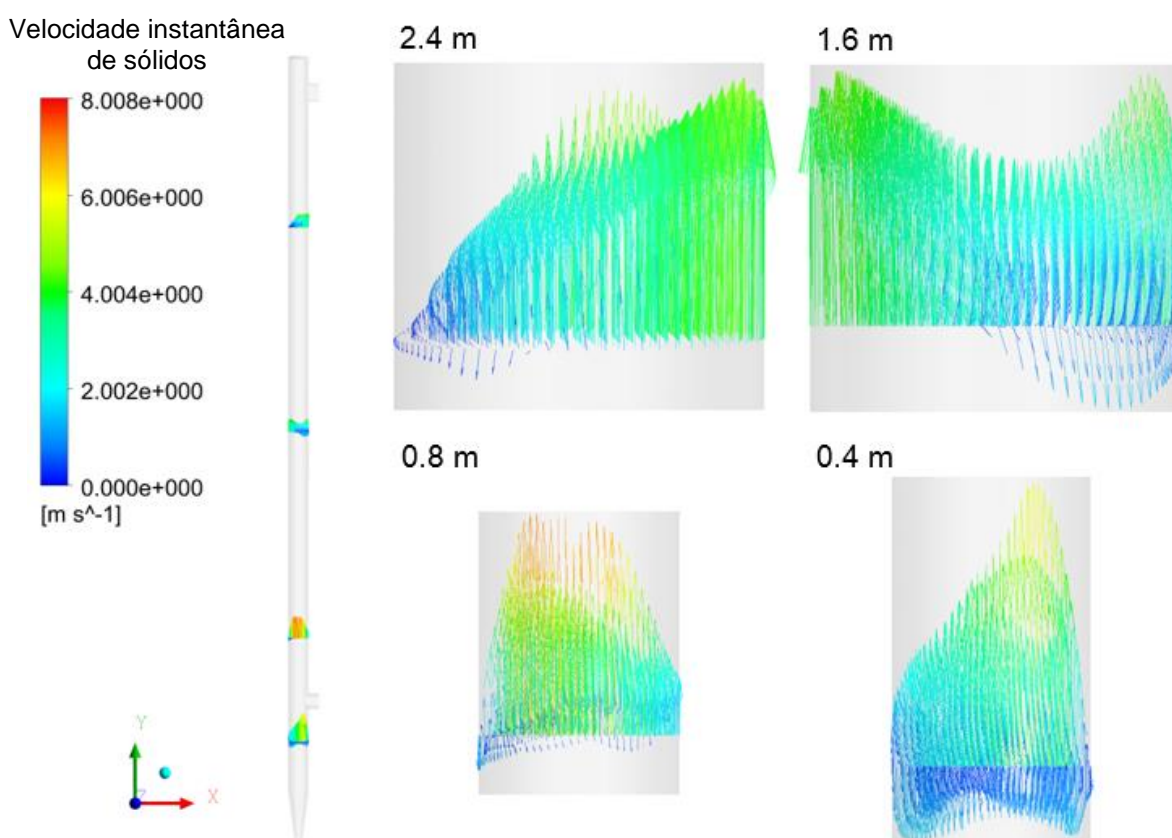


Figura 42 – Vetores de velocidade instantânea de sólidos em 15 s de simulação a diferentes alturas para o Caso 01
Fonte: Autoria própria.

Na Figura 43 são apresentados os perfis radiais em x e em z da velocidade instantânea de sólidos na direção y em 15 s de simulação para diferentes alturas da base do cone (0,4 m, 0,8 m, 1,6 m e 2,4 m).

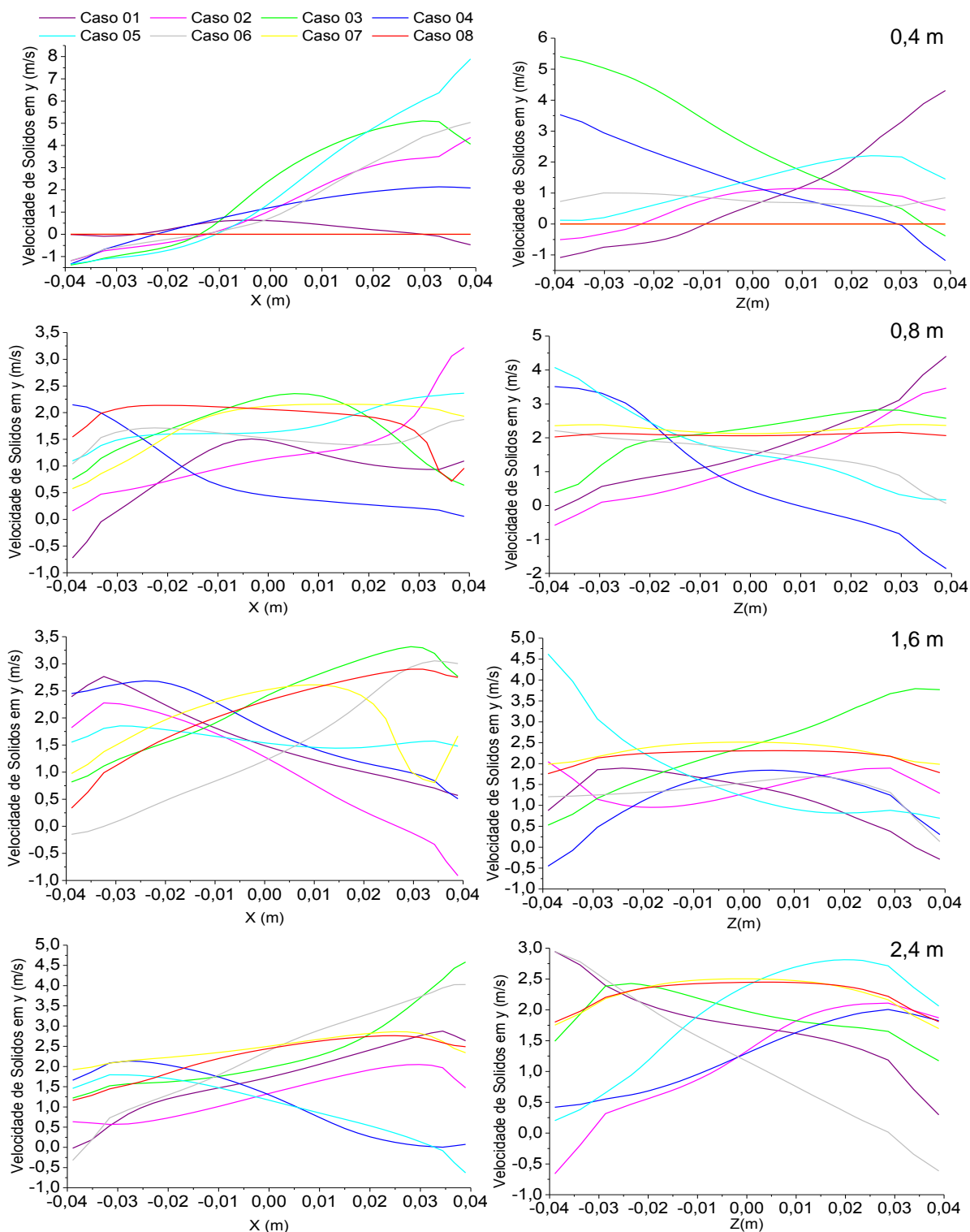


Figura 43 – Perfis radiais de velocidade instantânea e de sólidos dos oito casos estudados a respectivamente 0,4 m, 0,8 m, 1,6 m e 2,4 m da base do cone
Fonte: Autoria própria.

Na Figura 44 são apresentados os perfis radiais em x e em z da velocidade média de sólidos na direção y e nos últimos 5 s de simulação para diferentes alturas medidas desde a base do cone (0,4 m, 0,8 m, 1,6 m e 2,4 m).

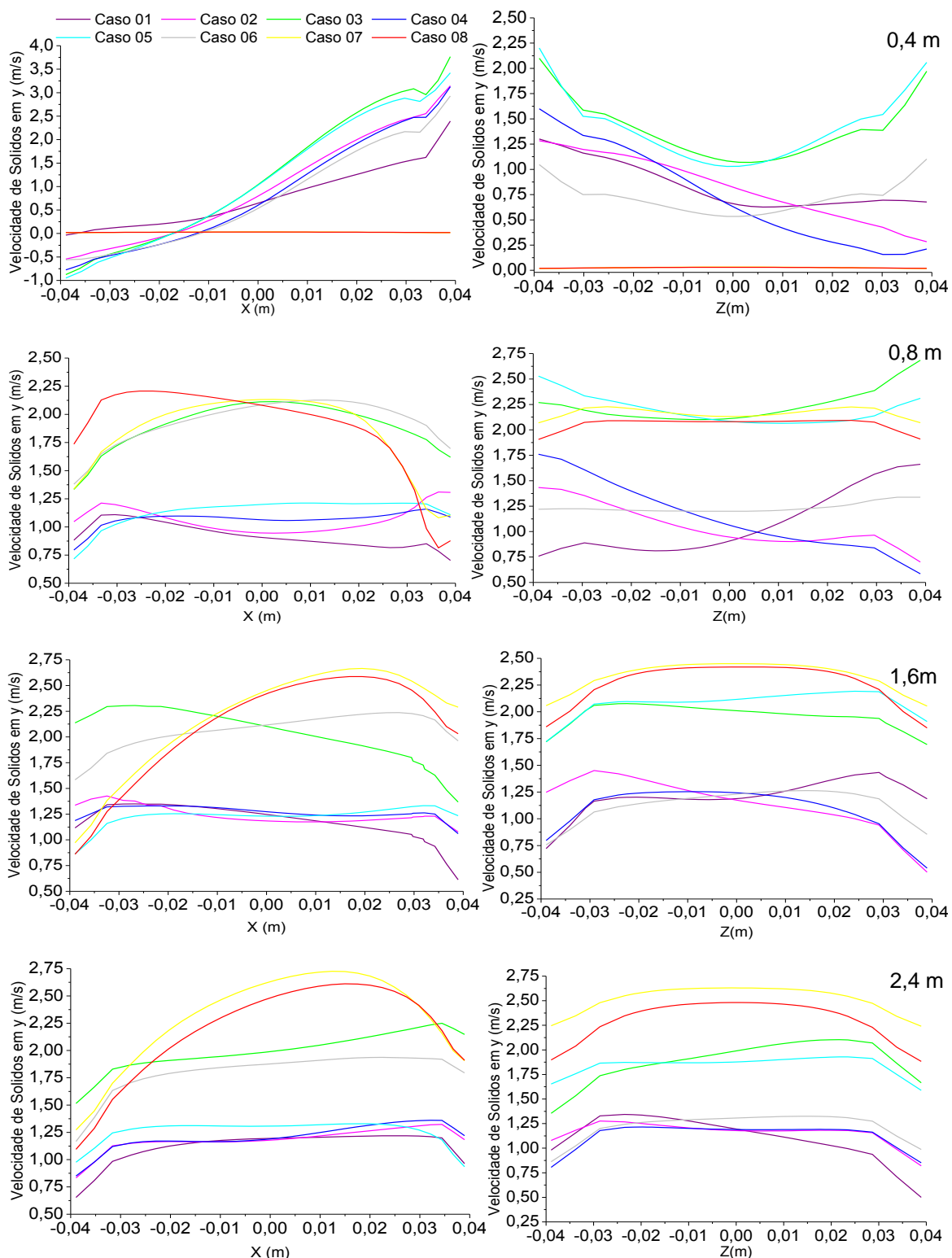


Figura 44 – Perfis radiais de velocidade y de sólidos dos oito casos estudados a respectivamente 0,4 m, 0,8 m, 1,6 m e 2,4 m da base do cone
Fonte: Autoria própria.

Na Figura 45 são apresentados os perfis radiais em x e em z do módulo da velocidade da fase dispersa nos oito casos analisados, para diferentes alturas medidas desde a base do cone (0,8 m, 1,6 m e 2,4 m, respectivamente).

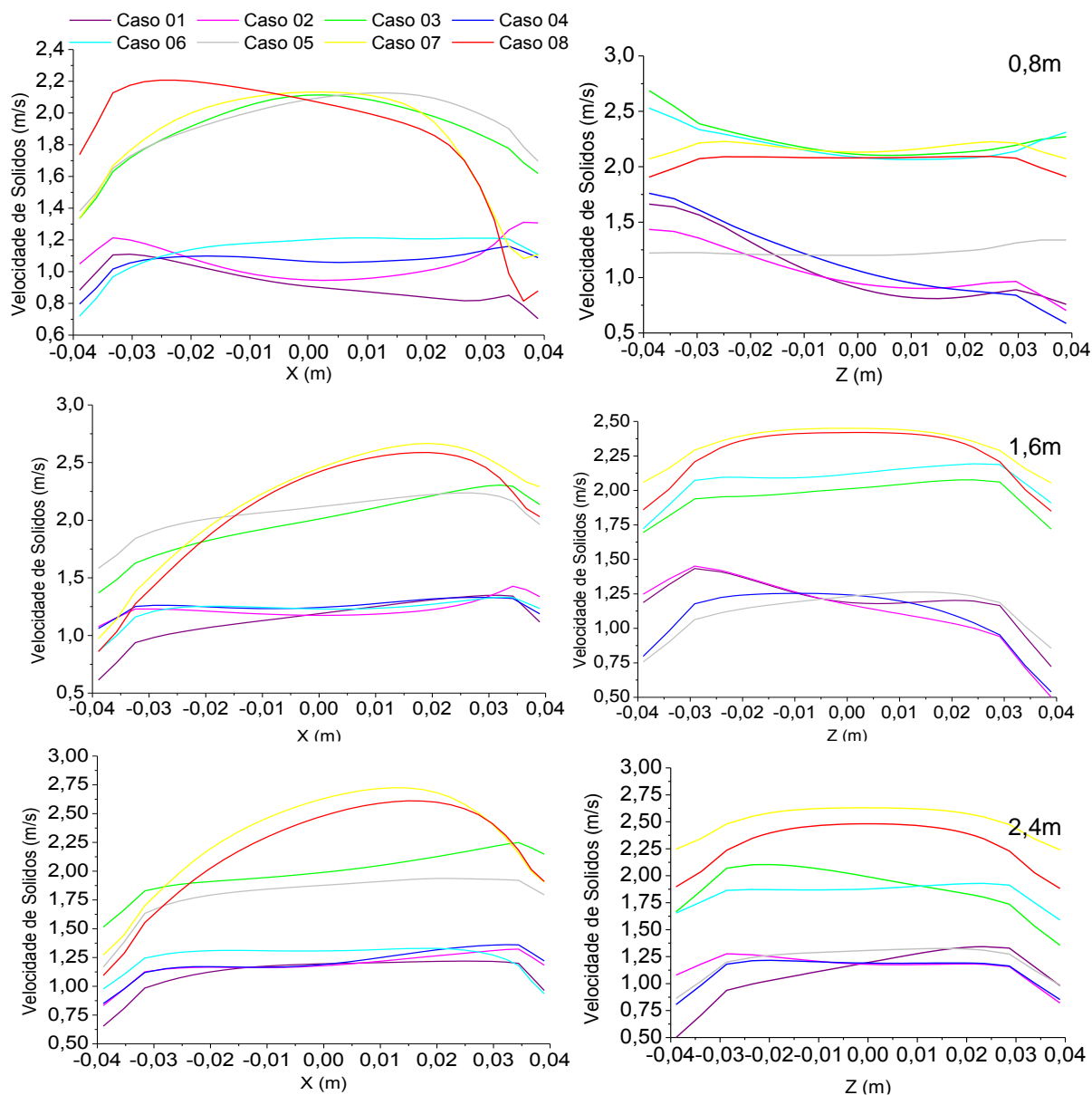


Figura 45 – Perfis radiais de velocidade de sólidos dos oito casos estudados a respectivamente 0,8 m, 1,6 m e 2,4 m da base do cone
Fonte: Autoria própria.

O padrão do escoamento gás-sólido resultante da simulação mostra-se coerente com o reportado por diversos autores (MASTELLONE; ARENA 1999, SALVATERA et al. 2005, BENYAHIA et al. 2007, WANG et al 2010, HODAPP, 2012; LOPES, 2012).

A Figura 46 apresenta os campos de fração volumétrica da fase dispersa para os oito casos estudados. É possível observar um acúmulo de sólidos nas entradas e saídas do *riser*. Esse acúmulo permanece na interseção entre a entrada lateral e o *riser*, atingindo a parede oposta. O mesmo comportamento foi observado por Rosa (2008), Lopes et. al.(2011) e Barbosa (2012).

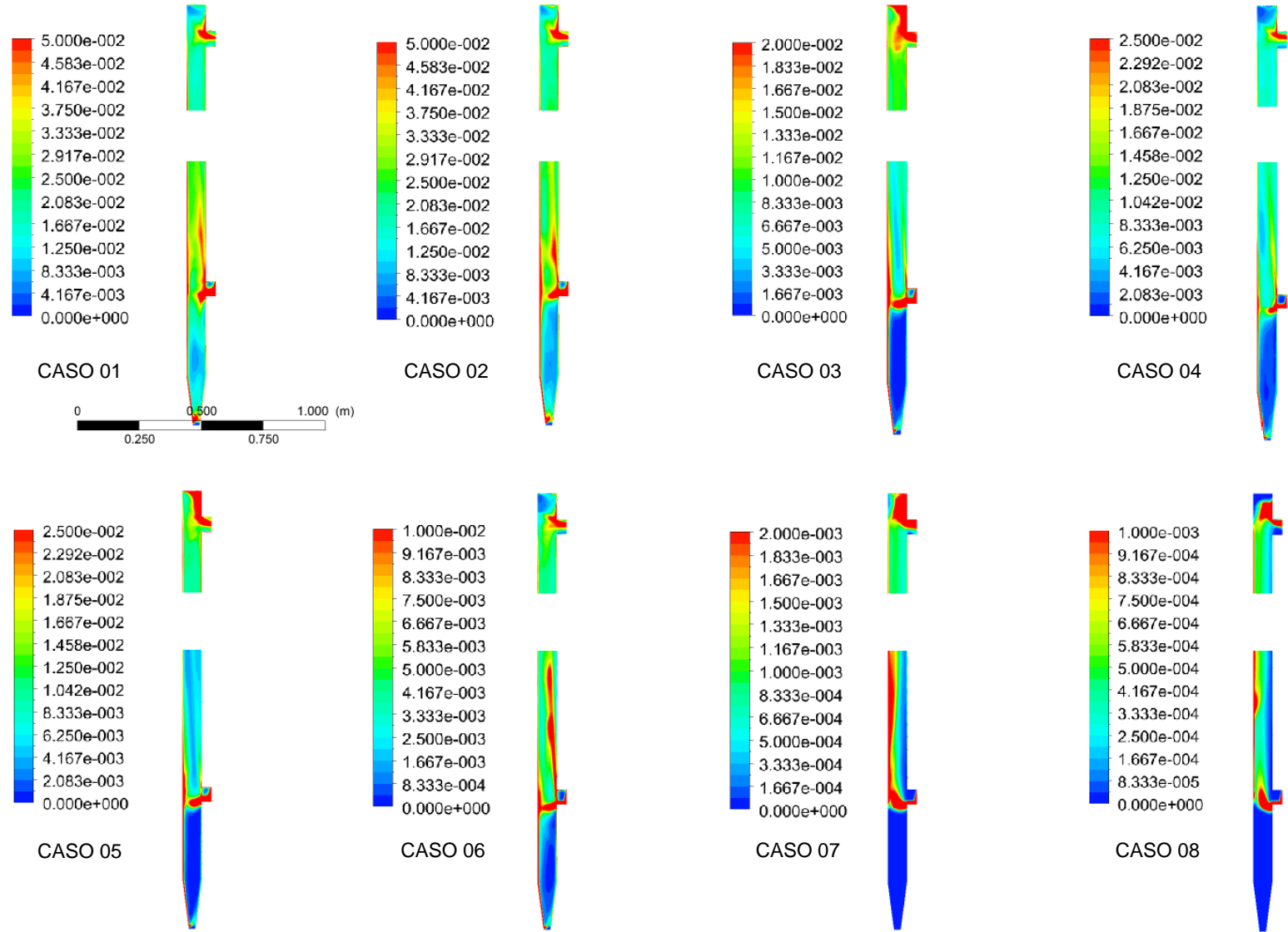


Figura 46 – Campos de fração volumétrica dos oito casos estudados
Fonte: Autoria própria.

Adicionalmente, foi observado que, ao atingir a parede oposta do *riser*, parte dos sólidos movimenta-se pela parede, acumulando-se na região do cone posicionado na base da coluna *riser* (Figura 47).

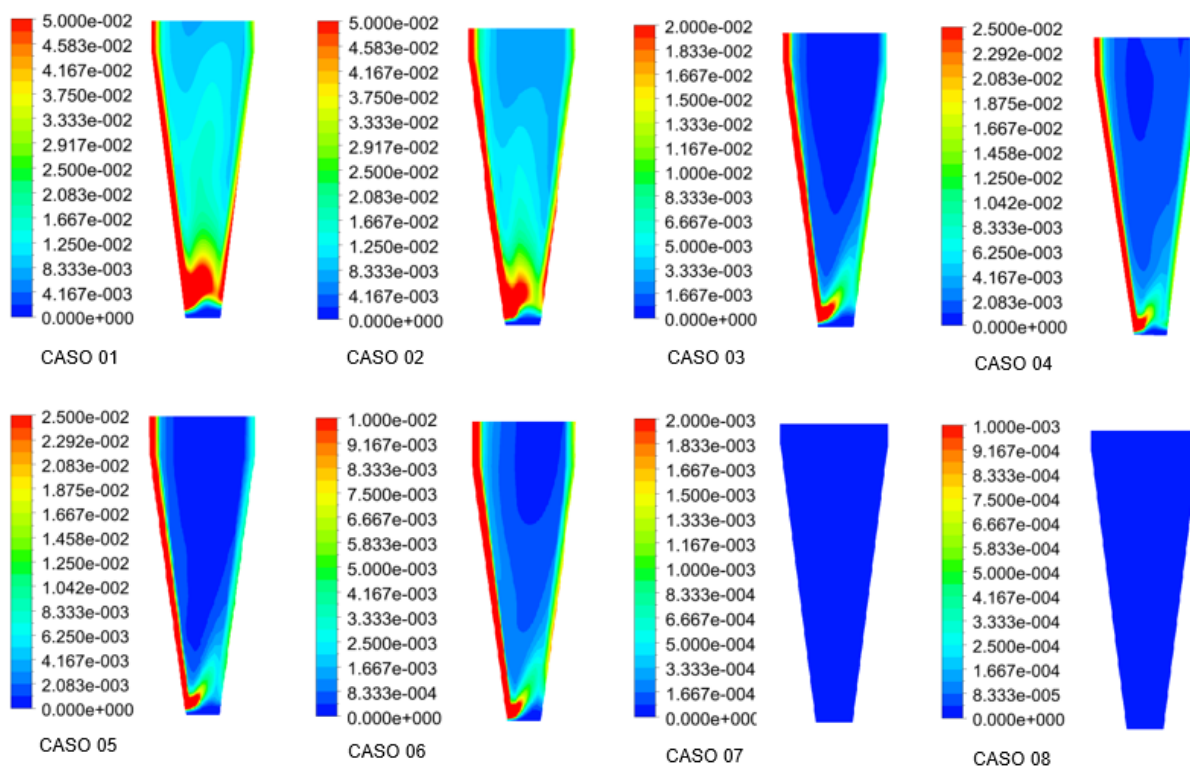


Figura 47 – Campos de fração volumétrica na região do cone para os oito casos estudados
Fonte: Autoria própria.

Este acúmulo ocorre nos Casos 01 a 06, devido ao maior diâmetro de partículas e/ou maior inventário de sólidos, causando um aumento da pressão estática no cone, como observado na Figura 36. Nos Casos 07 e 08 o diâmetro das partículas e o inventário de sólidos são menores, não causando um acúmulo de partículas na região do cone.

A Figura 48 apresenta o perfil de fração volumétrica média da fase dispersa obtido a partir de médias na área de sessenta e um planos transversais ao longo do comprimento do *riser*. O perfil axial de fração volumétrica apresenta um comportamento menos uniforme, porém condizente com o reportado na literatura (PÉCORA, 1995; BASTOS, 2005; WU et al. 2010; HODAPP, 2012) para regime de fluidização rápida.

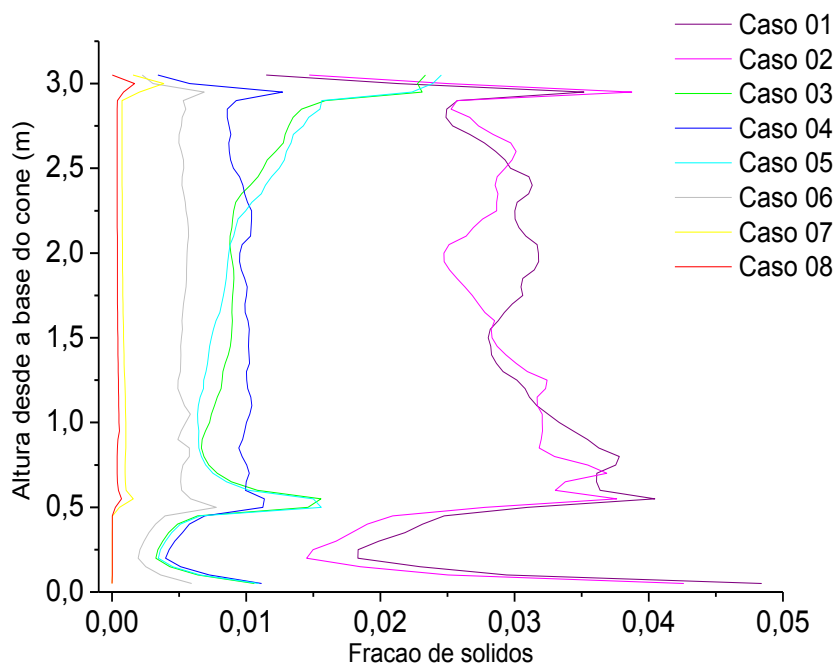


Figura 48 – Perfil axial de fração volumétrica média para os oito casos estudados
Fonte: Autoria própria.

A concentração de sólidos manteve-se sempre dentro da faixa encontrada em leitos fluidizados rápidos diluídos. Ainda foi possível discernir duas alturas com valores relativamente altos de fração volumétrica de sólidos. A partir da base, o primeiro pico corresponde à região da entrada secundária do *riser*, indicando um acúmulo de sólidos nessa região, conforme observado e discutido anteriormente nos campos axiais de fração volumétrica (Figura 46). Um segundo pico é encontrado no topo da região da saída tipo T do leito fluidizado, onde também há um acúmulo de sólidos, uma característica própria desta configuração de saída do leito fluidizado. Também evidencia-se o acúmulo de sólidos na região do cone para os Casos 01 a 06.

A Figura 49 apresenta a evolução temporal do campo axial de fração de sólidos ao longo do *riser* para o Caso 01. Inicia-se com a coluna preenchida com sólidos, com uma fração volumétrica de 0,0312. Os sólidos são logo forçados a escoar verticalmente até encontrar uma região de equilíbrio, sendo, em seguida, deslocados para cima pelo ar de fluidização. Os sólidos acumulam-se na entrada secundária e, ao alcançar a região da interseção, colidem com a parede oposta do *riser*, criando uma grande região de acúmulo na parte inferior da coluna. Esse acúmulo somente começa a se dissipar após cerca de 2 s de simulação. A partir de 0,5 s observa-se o início do acúmulo de sólidos na região do cone.

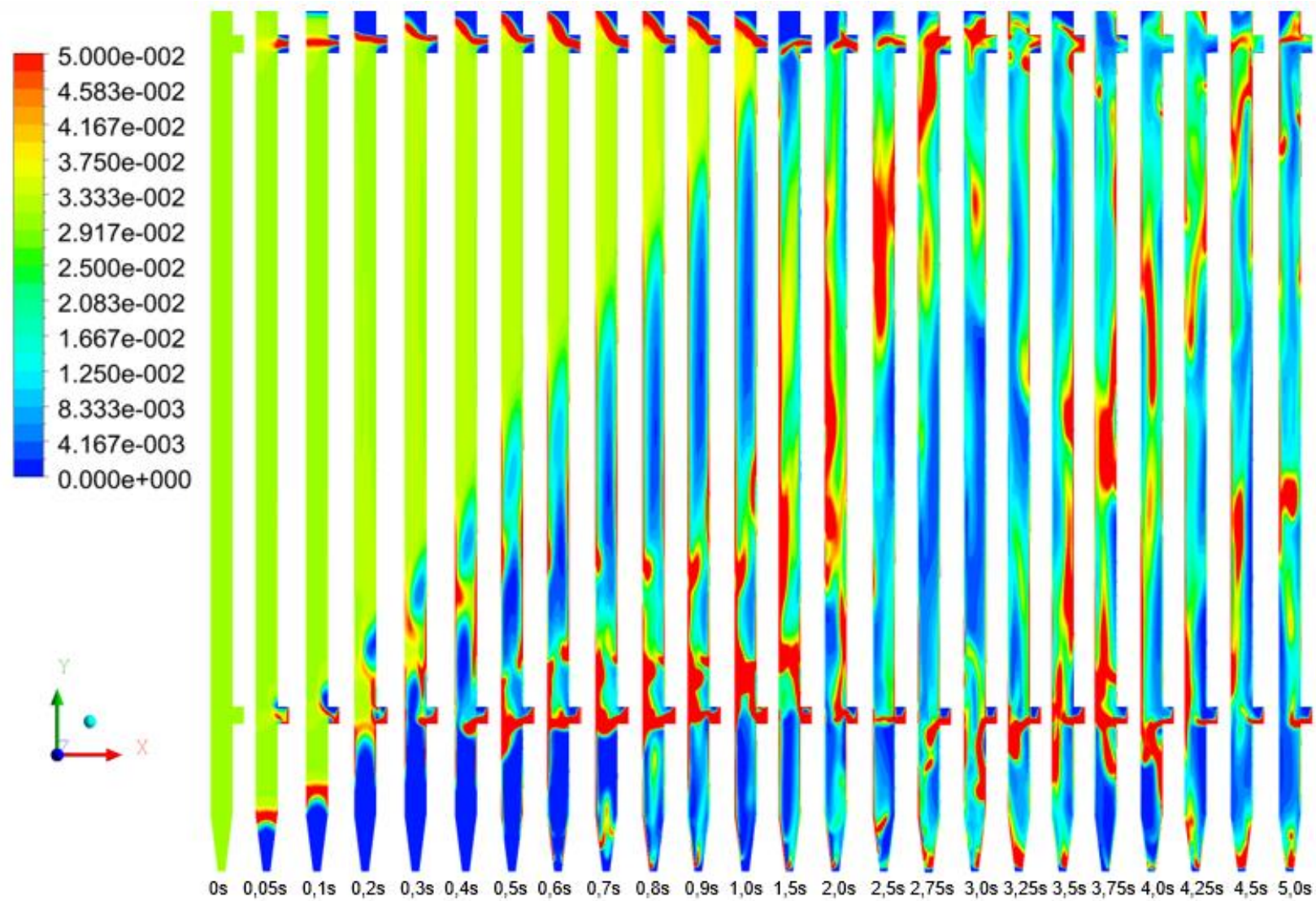


Figura 49 – Evolução temporal do campo axial de fração de sólidos ao longo do *riser* para o Caso 01
Fonte: Autoria própria

Figura 50 apresenta a evolução temporal do campo axial de fração de sólidos ao longo do *riser* para o Caso 08. Inicia-se com a coluna preenchida com sólidos, com uma fração volumétrica de 0,00056. Os sólidos também são então forçados a escoar verticalmente até encontrar uma região de equilíbrio. No entanto, observa-se que, por ser um escoamento mais diluído e com partículas de menor diâmetro, o acúmulo de sólidos próximo à entrada é menor do que o observado no Caso 01. Observa-se também que, como esperado, não houve acúmulo de sólidos no cone.

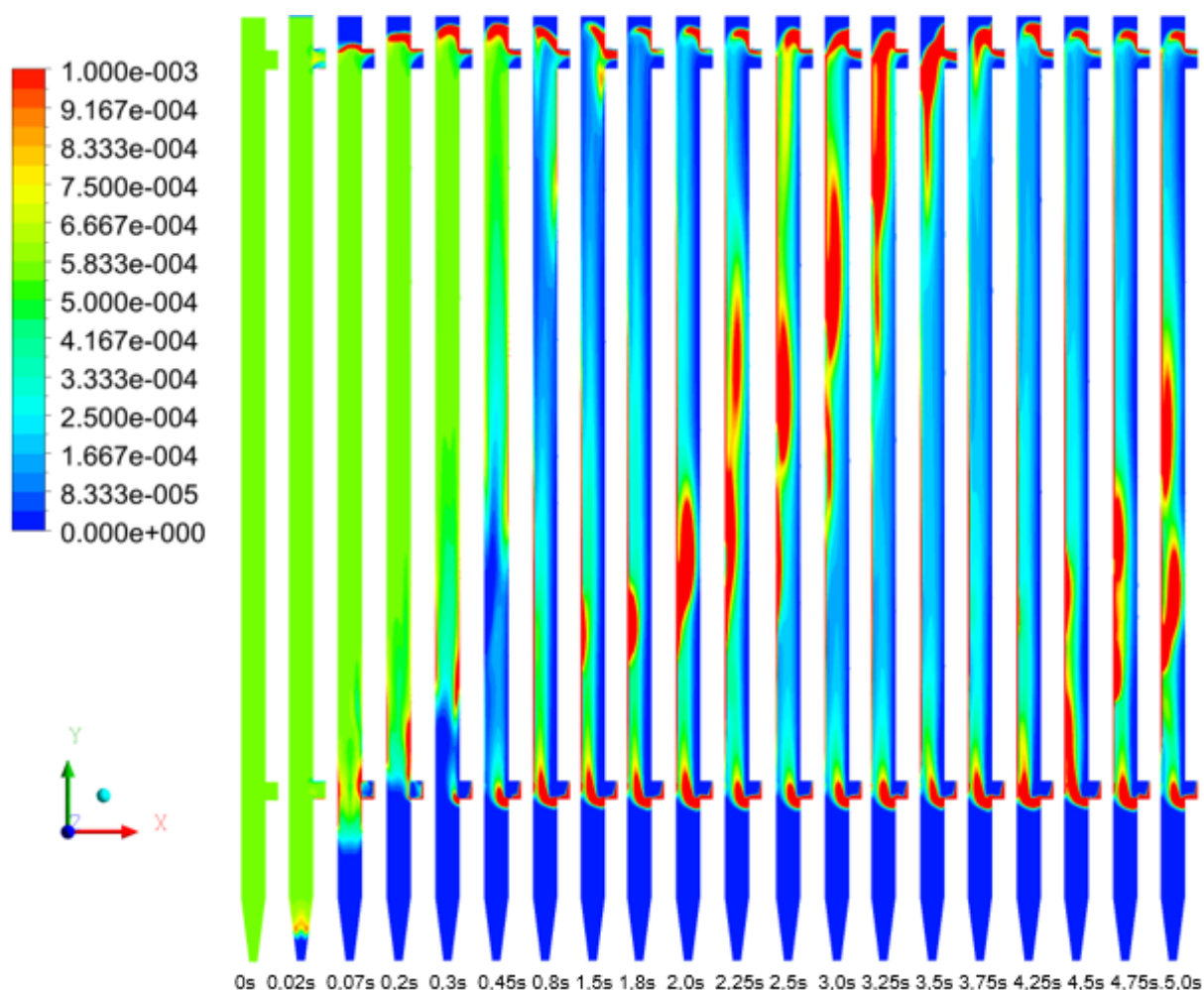


Figura 50 – Evolução temporal do campo axial de fração de sólidos ao longo do *riser* para o Caso 08

Fonte: Autoria própria.

A análise da variação do fluxo mássico no *riser* (G_s) para os oito casos estudados confirmou o comportamento oscilatório observado por outros autores (SAMUELSBERG et al., 1996; RICCI, 2008; WU et al., 2010; NIKOLOPOULOS et al., 2012; HODAPP, 2012), conforme apresentado na Figura 51, sendo mais intensa no início das simulações para os casos mais densos (Caso 01 e 02).

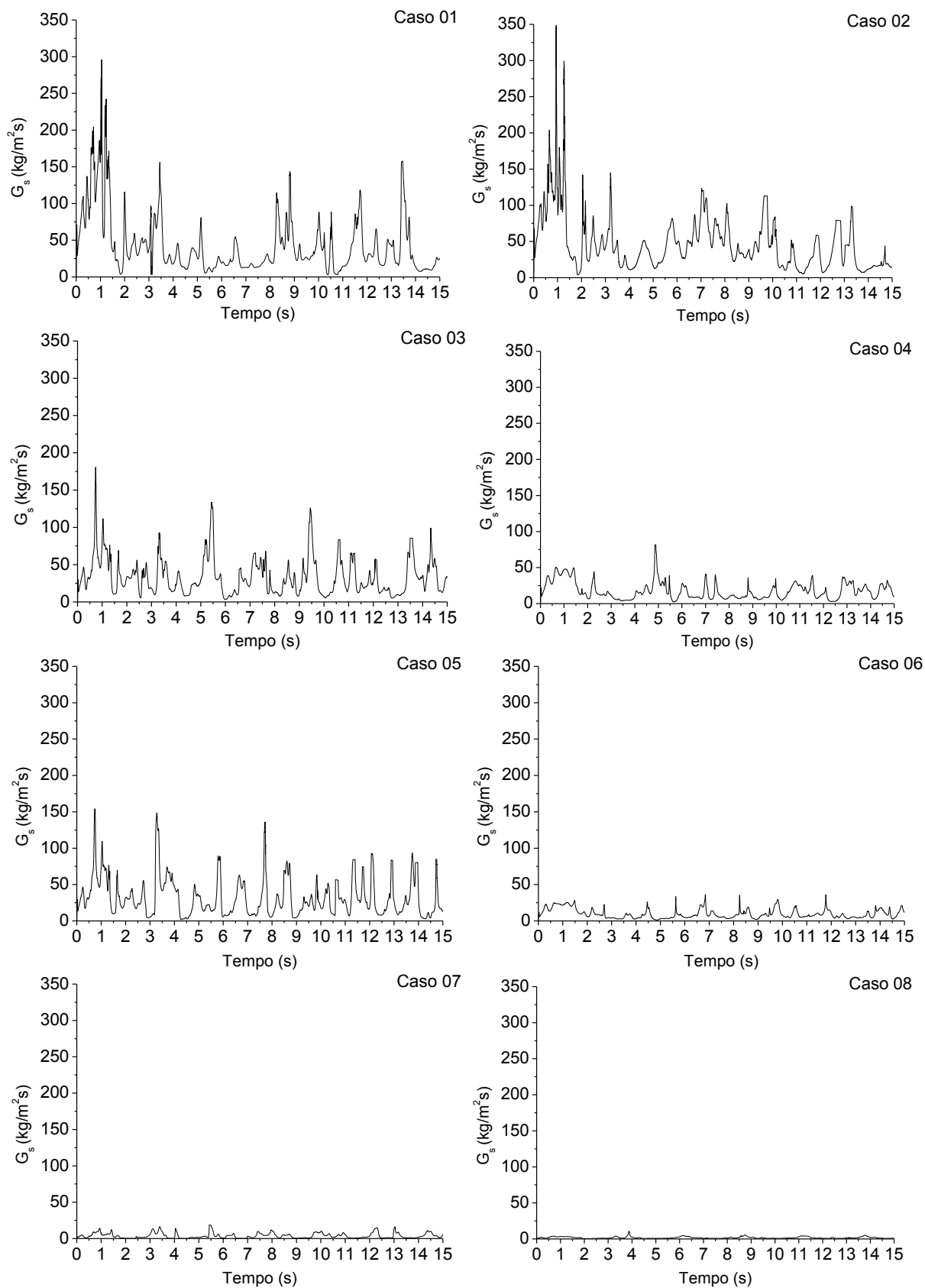


Figura 51 – Variação temporal do fluxo mássico de sólidos no riser para os oito casos estudados

Fonte: Autoria própria.

Nascimento et al. (2006) afirmam que a queda de pressão no *riser* é ocasionada por três fatores: queda de pressão pela aceleração dos sólidos; queda de pressão por atrito dos sólidos com as paredes e queda de pressão devido às mudanças na porosidade do leito. No entanto, a queda de pressão causada pela aceleração é geralmente calculada apenas em casos de altas velocidades de fluidização, sendo negligenciada para velocidades baixas. Já a queda de pressão causada pelo atrito requer a avaliação do fator de fricção bifásico (Silva, 2006). Portanto, com exceção de casos de alta vazão da fase gasosa, a maior parcela da queda de pressão na direção vertical é causada pelas mudanças na porosidade do leito (massa de partículas contidas no comprimento da coluna *riser*), podendo ser representada em função da densidade da mistura bifásica ρ_s e da porosidade do leito ao longo do *riser*.

Sendo assim, a massa de sólidos no interior do *riser* (m_L) pode ser calculada de forma aproximada pelas Equações (53) e (54).

$$\Delta P \cong \rho_s(1 - \varepsilon)gL \quad (53)$$

com,

$$\Delta P \cong m_L/A_t \quad (54)$$

Finalmente, o tempo médio de residência das partículas foi calculado com base na massa de sólidos do interior do *riser* e na vazão mássica de sólidos. O fluxo mássico médio de partículas no *riser* (\overline{G}_s) e o tempo médio de residência (t_r) foram calculados com base nas Equações 55 e 56, respectivamente.

$$\overline{G}_s = \frac{\dot{m}_s}{A_t} \quad (55)$$

$$t_r = \frac{m}{\dot{m}_s} \quad (56)$$

A Tabela 12 apresenta a massa de sólidos aproximada do interior do *riser* e a vazão mássica média de sólidos na saída do *riser* (\dot{m}_s), utilizados para o cálculo do tempo médio de residência e do fluxo mássico médio de partículas na coluna para cada caso estudado.

Tabela 12 – Tempo médio de residência e fluxo mássico médio de partículas no riser para os oito casos estudados

Caso	m (kg)	\dot{m}_s(kg/s)	\overline{G}_s(kg/m²s)	t_r(s)
01	1,672	0,287	60,19	5,82
02	0,900	0,284	59,51	3,17
03	0,280	0,167	35,03	1,68
04	0,265	0,095	19,95	2,79
05	0,256	0,163	34,13	1,57
06	0,152	0,050	10,47	3,03
07	0,031	0,022	4,56	1,43
08	0,015	0,009	1,94	1,63

Fonte: Autoria própria.

Exceto para os Casos 1 e 2, que apresentaram taxa de recirculação de sólidos (\overline{G}_s) similares, os valores dessa tabela sugerem a tendência de maior tempo de residência para as condições operacionais utilizando maior tamanho de partícula, menor velocidade de fluidização e maior inventário de sólidos. O tempo de residência aqui determinado serve apenas como referência no projeto e dimensionamento de reatores termoquímicos de LFC, devendo ser confrontado com os tempos esperados para as etapas dos processos físico-químicos presentes durante a transformação de combustíveis sólidos em regime de fluidização rápida.

5. CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Neste trabalho, apresentou-se um estudo para a determinação da fluidodinâmica gás-sólido no interior do *riser* de um sistema de LFC a frio, sob diferentes condições operacionais, por meio de simulação numérica. Os valores de queda de pressão ao longo de diferentes alturas na coluna *riser* foram confrontados com dados experimentais obtidos em unidade de LFC da mesma geometria, a fim de validar as simulações computacionais.

Nos casos analisados neste estudo, diferente da maioria dos trabalhos encontrados na literatura, o leito é diluído e as velocidades de fluidização, próximas à velocidade de transporte das partículas, caracterizando condições normais de fornalhas de leito fluidizado circulante utilizadas para geração de vapor e potência mecânica. Além disso, este trabalho trouxe a implementação de condições de contorno diferentes às normalmente aplicadas na maioria dos estudos reportados na literatura. Especificamente, condições de contorno foram impostas ao modelo computacional com base em informação experimental obtida através de testes realizados em uma unidade de fluidização rápida a frio (UFRAF), construída em escala de laboratório. As simulações foram realizadas utilizando pressão de saída do escoamento gás-sólido com valor correspondente à média aritmética das pressões medidas experimentalmente próximo ao topo do *riser* (RS-06) e no local de descarga do ciclone (SP-01), bem como, o emprego de uma função (UDF) para o cálculo do fluxo mássico de sólidos que retornam ao leito através da válvula-L.

Foram testadas as Funções de Parede Escaláveis e as Funções de Parede Padrão. O estudo realizado permite concluir que a função de parede utilizada influencia significativamente os resultados obtidos. Apesar de os desvios, em ambos os casos, não serem expressivos para cada ponto axial ao longo da coluna *riser*, observa-se que a amplitude de pressão simulada utilizando-se as Funções de Parede Padrão (31,10 Pa) está mais próxima da experimental (36,80 Pa) quando comparada à simulação realizada utilizando as Funções de Parede Escaláveis (10,35 Pa).

Quanto aos testes de malha, conclui-se que o refinamento radial da malha, mais especificamente, a variação do tamanho do primeiro volume de controle

próximo à parede, tem uma influência mais significativa nos resultados que o refinamento axial.

Foram testados os modelos de arraste de Gidaspow (1994), Wen e Yu (1966), Syamlal-O'Brien (1989) e Huilin e Gidaspow (2003). Os resultados obtidos para os quatro modelos de arraste foram muito semelhantes qualitativa e quantitativamente, tanto entre si quanto ao serem comparados com os dados experimentais. Essa semelhança torna-se mais evidente quando os modelos de Gidaspow (1994), Wen e Yu (1966), e Huilin e Gidaspow (2003) foram comparados. Isso ocorreu porque esses três modelos utilizam a equação de Wen Yu (1966) para a modelagem de escoamentos diluídos gás-sólido, que corresponde à situação de todos os casos estudados neste trabalho. As quatro correlações de arraste estudadas conseguiram prever o padrão de escoamento núcleo-anular, próprio de regime de fluidização rápida no interior de um *riser*.

O modelo de arraste de Huilin e Gidaspow (2003) foi adotado para a realização das simulações sob diferentes condições operacionais. Analisando os efeitos decorrentes do escoamento gás-sólido, é possível afirmar que, qualitativamente, os mapas de fração volumétrica e velocidade representam bem o fluxo particulado, ficando evidente a presença de regiões de maior concentração de sólidos perto da parede e de maiores velocidades na região central da coluna *riser*. Ao comparar os resultados de pressão axial das simulações observa-se uma concordância qualitativa e quantitativa com os dados experimentais, alcançando desvios máximos de 18,6% ao analisar cada ponto axial ao longo da coluna *riser*, e de 40% quando analisado o gradiente de pressão medido entre a base e o topo do *riser*. Foi possível verificar também a influência da variação das condições operacionais (diâmetro das partículas, inventário de sólidos e velocidade de fluidização) nas curvas de pressão, obtendo-se concordância com o comportamento experimental. Em geral, os resultados aqui obtidos representaram satisfatoriamente o escoamento gás-sólido nas condições testadas.

Deve-se considerar a possibilidade de aplicar a abordagem Lagrangiana para o acompanhamento do comportamento das partículas e testar ainda outros modelos de turbulência. O teste de novos modelos de arraste, como o EMMS, talvez poderia trazer melhores resultados, principalmente em relação à obtenção de menores desvios no gradiente de pressão na coluna de fluidização.

Sugere-se também a realização de testes de modelagem para casos de escoamento mais denso, com o objetivo de verificar se a modelagem adotada para o caso de escoamento mais diluído (Caso 08) também é a mais adequada para situações envolvendo maior concentração de partículas, diâmetros de partículas e inventário de sólidos.

Ainda deverá ser dada continuidade aos estudos sobre condições de contorno na parede, uma vez que estas podem influenciar significativamente nos resultados das simulações. Finalmente, poderá ser analisada a influência da temperatura no escoamento gás-sólido e, posteriormente, a conversão termoquímica de combustíveis em processos de combustão e gaseificação, abrindo possibilidades para desenvolvimentos de trabalhos futuros nesta linha de pesquisa.

REFERÊNCIAS

AGRAWAL, K. **The role of meso scale structures in rapid granular & gas-solid flows**. Ph.D. Thesis at Department of Chemical Engineering, Princeton, 2000.

AGRAWAL, K.; LOEZOS, P. N.; SYAMLAL, M.; SUNDARESAN, S. The role of meso-scale structures in rapid gas-solid flows. **Journal of Fluid Mechanics**, Vol. 445, pp.151-185, 2001.

ALMUTTAHAR, A.; TAGHIPOUR, F. Computational fluid dynamics of high density circulating fluidized bed riser: Study of modeling parameters. **Powder Technology**, Vol. 185, pp.11–23, 2008.

ALMUTTAHAR, A.; TAGHIPOUR, F. Computational fluid dynamics of a circulating fluidized bed under various fluidization conditions. **Chemical Engineering Science**. Vol. 63, pp. 1696-1709, 2008.

ALVES, J. J. N. **Modelagem Fenomenológica e Simulação Bidimensional da Fluidodinâmica de Reatores de Leito Fluidizado Circulante**, Tese de Doutorado, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 1998.

ALVES, J. J. N.; MEIER, H. F.; MARTIGNONI, W. P.; MORI, M. Prediction of the fluid dynamics of circulating fluidized reactors by numerical simulation. **Rio Oil & Gas Expo and Conference**, Rio de Janeiro, 2000.

ANDERSON, T. B.; JACKSON, R. Fluid mechanical description of fluidized beds. Equation of motion. **Indust. Engng. Chem. Fundam.**, Vol. 6, pp. 527-239, 1967.

ANDERSON, J. C. Computational Fluid Dynamics: the basics with applications. **Mechanical Engineering Series**. McGraw-Hill, New York, 1995.

ANSYS Inc. (diversos autores). **Manuais do Ansys Fluent 14.5**, 2014.

ARASTOPOUR, H.; GIDASPOW, D. Vertical pneumatic conveying using four hydrodynamic models. **Industrial and Chemical Engineering Fundamentals**, Vol. 18, n.2, p. 123-130, 1979.

ARMSTRONG, L.M.; GU, S.; LUO, K. H. Study of wall-to-bed heat transfer in a bubbling fluidized bed using the kinetic theory of granular flow. **International Journal of Heat and Mass Transfer**, Vol. 53, n° 21–22, pp. 4949–4959, 2010.

ARMSTRONG, L. M.; LUO, K. H.; GU, S. Two-dimensional and three-dimensional computational studies of hydrodynamics in the transition from bubbling to circulating fluidized bed. **Chemical Engineering Journal**, Vol. 160, pp. 239–248, 2010.

BADER, R.; FINDLAY, J.; KNOWLTON, T. M. Gas/solids flow patterns in a 30.5cm diameter circulating fluidized bed. In: **Proceedings of the Second International Conference on Circulating Fluidized Beds**. Compiègne, France, 14-18 March 1988.

BAKSHI, A.; ALTANTZIS, C.; BATES, R. B.; GHONIEM, A. F. Eulerian–Eulerian simulation of dense solid–gas cylindrical fluidized beds: Impact of wall boundary condition and drag model on fluidization. **Powder Technology**. Vol. 277, pp. 47–62, 2015.

BARBOSA, A. C. **Simulação de reações de craqueamento catalítico e térmico em riser industrial**. Dissertação de Mestrado. Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Química. 58p., 2012.

BASTOS, J. C. S. C. **Simulação do escoamento gás-sólido em um duto cilíndrico vertical em leito fluidizado rápido aplicando a técnica CFD**. Dissertação (Mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Química. 82p., 2005.

BASTOS, J. C. C. MORI, M. ; ROSA, L. M.; MARINI, F.; MARTIGNONI, W. P. Modelling and simulation of a gas–solids dispersion flow in a high-flux circulating fluidized bed (HFCFB) riser. **Catalysis Today**, v. 130, p. 462-470, 2008.

BASU, P. **Combustion and Gasification in Fluidized Beds**. Ed. Taylor & Francis, Boca Raton-U.S.A, 473 p. 2006.

BENIM, A. C.; STEGELITZ, P.; EPPLE, B. **Simulation of two-phase flow in a laboratory coal pulverizer**. *Forsch. Ingenieurwes.*, Vol. 69, p. 197-204, 2005.

BENYAHIA, S.; ARASTOPOUR, H.; KNOWLTON, T. M.; MASSAH, H.: Simulation of particles and gas flow behavior in the riser section of a circulating fluidized bed using kinetic theory approach for the particulate phase. **Powder Technology**. Vol. 112, p. 24-33, 2000.

BENZARTIA, S.; MHIRIA, H.; BOURNOTB, H.; OCCELLIB, R. Numerical simulation of turbulent fluidized bed with Geldart B particles. **Advanced Powder Technology** (Article in press), 2014.

BENYAHIA, S.; SYAMLAL, M.; O'BRIEN, T. J. Evaluation of boundary conditions used to model dilute, turbulent gas/solids flows in a pipe. **Powder Technology**. Vol. 156, pp. 62–72, 2005.

BOEMER, A.; QI, H.; RENZ, U.; VASQUEZ, S.; BOYSAN, F. Eulerian computation of fluidized hydrodynamics: a comparison of physical models. In; **13th International Conference on Fluidized Bed Combustion**, USA, Anais. Vol. 2, p.775-787, 1995.

CABEZAS-GOMES, L., **Modelagem matemática e simulação numérica de escoamentos bifásicos gás-sólido em colunas de leito fluidizado circulante**. Tese (Doutorado). Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 208 f., 2003.

CLOETE, S.; AMINI, S.; JOHANSEN, S. T. On the effect of cluster resolution in riser flows on momentum and reaction kinetic interaction. **Powder Technology**, Vol. 210, pp. 6–17, 2011.

CLOETE, S.; JOHANSEN, S. T.; AMINIB, S. Evaluation of a filtered model for the simulation of large-scale bubbling and turbulent fluidized beds. **Powder Technology**, Vol. 235, pp. 91–102, 2013.

CLOETE, S.; JOHANSENA, S. T.; AMINIA, S. An assessment of the ability of computational fluid dynamic models to predict reactive gas–solid flows in a fluidized bed. **Powder Technology**, Vol. 215–216, pp. 15–25, 2012.

DAVIDSON, J. R. Symposium on fluidization. **Transaction Institution of Chemical Engineering**, Vol. 39, p. 230-232, 1961.

DAVIDSON, J. F. Circulating Fluidized Bed Hydrodynamics. **Powder Technology**, v.113, p. 249-260, 2000.

DE BARROS NETO, B.; SCARMINIO, I. S.; BRUNS, R. E. **Como fazer experimentos: pesquisa e desenvolvimento na ciência e na indústria**. Editora da UNICAMP, 2003.

DENG, L.; LIU, Y.; WANG, W.; GE, W.; LI, J. A two-fluid smoothed particle hydrodynamics (TF-SPH) method for gas–solid fluidization. **Chemical Engineering Science**, Vol. 99, pp. 89–101, 2013.

ENWALD, H.; PEIRANO, E.; ALMSTEDT, A. E. Eulerian two-phase flow theory applied to fluidization. Int. **Journal of Multiphase Flow**. v. 22, Suppl., p. 21-66, 1996.

ERGUN. Fluid Flow through Packed Columns. **Chem. Eng. Prog.** 48(2). 89–94. 1952.

FASSANI, Roseli Noriko Suzuki. **Modelamento analítico e numérico da transferência de Calor no Processo de Soldagem com Múltiplos Passes**. Tese (Doutorado). Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas. 211p., 2001.

FENG, Z. G.; PONTON, M. E. C.; MICHAELIDES, E. E.; MAO, S. Using the direct numerical simulation to compute the slip boundary condition of the solid phase in two-fluid model simulations. **Powder Technology** (Article in press), 10p., 2014.

FERZIGER, J. H.; PERIC, M. **Computational Methods for Fluid Dynamics**. 3. Ed. Berlin, Germany: Springer, p. 583, 2002.

FILKOSKI, R. V.; BELOSEVIC, S. V.; PETROVSKI, I. J.; OKA, S. N.; SIJERCIC, M. A. Computational fluid dynamics techniques as a tool for description of the phenomena occurring in pulverized coal combustion systems. **Journal of Power and Energy**, v. 221, p. 399, 2006.

FOLTIN, J. P. **Avaliação da perda de carga em leito fixo de partículas irregulares utilizando xisto betuminoso, analisando a modelagem matemática através do efeito de parede e porosidade**. Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal do Paraná, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química, Curitiba, 2013.

FONSECA, O. L. C., Estudo **preliminar da fluidodinâmica do escoamento gás-sólido de um leito fluidizado circulante através da análise dos sinais dinâmicos de pressão**. Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 120 p. Dissertação (Mestrado), 2009.

GARDE, R. J. **Turbulent Flow**. India: Wiley and Sons, 1994.

GELDART, D. Types of gas fluidization. **Powder Technology**, v. 7. pp. 285-292, 1973.

GELDART, D.; JONES, P. The behavior of L-valves with granular powders. **Powder Technology**. Vol. 67, pp. 163-174, 1991.

GEORG, I. C. **Modelagem e simulação 3D de um reator de craqueamento catalítico (FCC): modelo cinético-fluidotermodinâmico**, Tese de Doutorado. Universidade Federal de Santa Catarina, 2005.

GIDASPOW, D. **Multiphase Flow and Fluidization** – Continuum and Kinetic Theory Descriptions, Academic Press, Inc., San Diego, California, 467p.,1994.

GIDASPOW, D.; ETTAHADIEH, B. Fluidization in Two-Dimensional Beds with a Jet; 2. Hydrodynamic Modeling. **I&EC Fundam.**, Vol.22, p. 193-201, 1983.

GOLDSCHMIDT, M.; BEETSTRA, R.; KUIPERS, J. Hydrodynamic modelling of dense gas-fluidized beds: comparison and validation of 3D discrete particle and continuum models, **Powder Technology**, Vol. 142, pp. 23–47, 2004.

GRACE, J. R.; AVIDAN, A. A.; KNOWLTON, T. M. **Circulating fluidized beds**. Blackie Academic & Professional, 583p.,1997.

HERNÁNDEZ-JIMÉNEZ, F.; SÁNCHEZ-DELGADO, S.; GÓMEZ-GARCÍA, A.; ACOSTA-IBORRA, A. Comparison between two-fluid model simulations and particle image analysis & velocimetry (PIV) results for a two-dimensional gas–solid fluidized bed. **Chemical Engineering Science**, Vol. 66, n°17, pp. 3753-3772, 2011.

HODAPP, M. J. **Modelagem e simulação de um leito fluidizado: um estudo comparativo**. Dissertação de Mestrado. Universidade Estadual de Campinas - Faculdade de Engenharia Química. 112p., 2009.

HODAPP, M. J. **Simulação trifásica por técnicas de CFD da combustão de carvão mineral em leito fluidizado**. Tese de Doutorado. Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Química, 172p., 2012.

HOWARD, J. R., **Fluidized bed technology**: Principles and Applications, 1989.

HUILIN, L., GIDASPOW, D., Hydrodynamic Simulation of Gas-Solid Flow in a Riser using Kinetic Theory of Granular Flow, **Chemical Engineering Science**, n. 95, p. 1-13, 2003.

HUILIN, L., GIDASPOW, D., BOUILLARD, J., WENTIE, L. Hydrodynamics simulation of gas-solid flow in a riser using kinetic theory of granular flow. **Chemical Engineering Journal**, n. 95, p. 1-13, 2003.

IBSEN, C. H.; HELLAND, E.; HJERTAGER, B. H.; SOLBERG, T.; TADRIST, L.; OCCELLI, R. Comparison of multifluid and discrete particle modelling in numerical predictions of gas particle flow in circulating fluidized beds. **Powder Technology**, Vol. 149, pp. 29–41, 2004.

ISHII, T.; HIBIKI, M. **Thermo-fluid dynamics of two-phase flow**. Birkhäuser, 452p., 2006.

JACKSON, R. **The dynamics of fluidized particles**. In: Cambridge monographs on mechanics. USA: Cambridge University Press, 339p., 2000.

JOHNSON, P. C.; JACKSON, R. Frictional-collisional constitutive relations for granular materials with application to plane shearing. **Journal Fluid Mechanics**, v.176, p. 67-93, 1987. Kuipers et al. (2001)

KUNII, D.; LEVENSPIEL, O. **Fluidization Engineering**. New York: John Wiley & Sons, Butterworth-Heinemann, 2nd Ed, 1991, 491p.

LAUGA, E.; BRENNER, M. P.; STONE, H. A. **Microfluidics: the no-slip boundary condition in Experimental Fluid Mechanics**. Springer, Berlin, 2007.

LAURENTINO, C. L., **Transferência de calor em leitos fixos com aplicação em reatores de fermentação em estado sólido**. Dissertação (Mestrado em Engenharia e Ciência de Alimentos), Instituto de Biociências, Letras e Ciências Exatas – UNESP, São José do Rio Preto, 2007.

LOHA, C.; CHATTOPADHYAY, H.; CHATTERJEE, P. K. Assessment of drag models in simulating bubbling fluidized bed hydrodynamics. **Chemical Engineering Science**, Vol. 75, pp. 400–407, 2012.

LOHA, C.; CHATTOPADHYAY, H.; CHATTERJEE, P. K. Euler-Euler CFD modeling of fluidized bed: Influence of specular coefficient on hydrodynamic behavior. **Particuology**, Vol. 11, pp. 673– 680, 2013.

LUNGUA, M.; ZHOU, Y.; WANG, J.; YANG, Y. A CFD study of a bi-disperse gas–solid fluidized bed: Effect of the EMMS sub grid drag correction. **Powder Technology**. Vol. 280, pp. 154–172, 2015.

LOPES, G. C.; ROSA, L. M.; MORI, M.; MARTIGNONI, W. P. Three -Dimensional Modeling of Fluid Catalytic Cracking Industrial Riser Flow and Reactions. **Computers & Chemical Engineering**, v. 35, p. 2159-2168, 2011.

LUNA, C. M. R., **estudo numérico de modelos de arrasto e do coeficiente de restituição no escoamento gás-sólido em leito fluidizado**. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica), Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá – UNESP, Guaratinguetá, 2013.

LUO, K.; FANG, M.; YANG, S.; ZHANG, K.; FAN, J. LES–DEM investigation of an internally circulating fluidized bed: Effects of gas and solid properties. **Chemical Engineering Journal**, Vol. 228, pp. 583–595, 2013.

LUO, K.; YANG, S.; FANG, M.; FAN, J.; CEN, K. LES–DEM investigation of the solid transportation mechanism in a 3-D bubbling fluidized bed. Part I: hydrodynamics. **Powder Technology**, Vol. 256, pp. 385–394, 2014.

MALISKA, C. R., **Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional**, Livros Técnicos e Científicos Editora, 2° ed., 2004.

MARINI, F. **Simulação de um leito fluidizado aplicando a técnica CFD baseada na teoria cinética do escoamento granular**. Dissertação de Mestrado. Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Química. 75p., 2008.

MASSARANI, G., **Problemas em sistemas particulados**, I ed., Edgard Blucher Ltda, São Paulo, 1984.

MATHIESEN, V.; SOLBERG, T.; HJERTAGER, B. H. An experimental and computational study of multiphase flow behavior in a circulating fluidized bed. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 26, p. 378-419, 2000.

McCOMB, W. D. **The Physics of fluid turbulence**. Oxford, UK: Oxford Science Publications, 1990.

MICHAELIDES, E. E. **Particles, Bubbles and Drops: Their Motion, Heat and Mass Transfer**. World Scientific Publishing, 2006.

MILIOLI, C. C. **Simulation of reactive gas-solid flows in circulating fluidized beds**. Tese (Doutorado). Escola de Engenharia de São Carlos - Universidade de São Paulo, 101p., 2006.

MILIOLI, C. C.; MILIOLI, F. E. Reaching the statistical steady state regime in two-fluid simulation of risers. **Powder Technology**, Vol. 167, pp. 26-32, 2006.

MONCEAUX, L.; AZZI, M.; MOLODTSOF, Y.; LARGE, J. F. Overall and local characterization of flow regimes in a circulating fluidized bed. In: **Proceedings of the first International Conference on Circulating Fluidized Beds**. Halifax, Canada, March 18-20, p.185-191, 1985.

MORITA, E. S. **Estudo experimental das emissões de NOx na combustão de carvão mineral brasileiro em leito fluidizado rápido**. 2009. 186f. Dissertação

(Mestrado em Engenharia Mecânica) – Universidade Estadual de Campinas. Campinas, 2009.

NASCIMENTO, S. M.; DUTRA, R. I. J. P.; NUMAZAWA, S. Resíduos de indústria madeireira: caracterização, consequências sobre o meio ambiente e opções de uso. **HOLOS Environment**, v.6, p. 8-21, 2006.

PAPADIKIS, K.; BRIDGWATER, A. V.; GU, S. CFD modeling of the fast pyrolysis of biomass in fluidized bed reactors, part A: Eulerian computation of momentum transport in bubbling fluidized beds. **Chemical Engineering Science**, v. 63, p. 4218-4227, 2008.

PATANKAR, S. V. **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow**. USA: Hemisphere Publishing Corporation, 1980.

PECETE, A. S. **Estudo experimental do perfil axial de pressão a frio de um leito fluidizado circulante com distribuidor de ar**. Trabalho de conclusão de curso (Graduação em Engenharia Mecânica) – Universidade Tecnológica Federal do Paraná. 106f. Ponta Grossa, 2014

PÉCORÁ, A. A. B. **Estudo da fluidodinâmica de leitos fluidizados circulantes com injeção de ar secundário**. 1995. 258p. Tese (Doutorado) – Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas. Campinas, 1995.

PEIRANO, E.; LECKNER, B. Fundamentals of turbulent gas-solid flows applied to circulating fluidized bed combustion. **Progress Energy Combustion Science**, Vol. 24, p. 259-296, 1998.

PELTOLA, J. **Dynamics in a circulating fluidized bed**: experimental and numerical study. Master of Science Thesis, Tampere University of Technology, Finland, 2009.

PERALES, J. F.; COLL, T.; LLOP, M. F.; PUIGJANER, L.; ARNALDOS, J.; CASAL, J. On the transition from bubbling to fast fluidization regimes. **Circulating Fluidized Bed Technology III**. Pergamon Press, Oxford, pp. 73–78, 1991.

RAMIREZ-BEHAINNE, J. J. **Estudo das emissões de mercúrio na combustão de carvão mineral brasileiro em leito fluidizado circulante**. Campinas – Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, Tese (Doutorado), 2007.

RIBEIRO, D.C. **Implementação de Modelo de Fechamento em Risers de FCC através de Código Comercial CFD**. Dissertação de Mestrado. Universidade Estadual de Campinas. Campinas, 2001.

RODRIGUES, S. S.; FORRET, A.; MONTJOVET, F.; LANCE, M.; GAUTHIER, Th. CFD modeling of riser with Group B particles. **Powder Technology**. doi: 10.1016/j.powtec.2015.05.020, 2015.

ROSA, L. M. ; BASTOS, J. C. S. C. ; MORI, M. ; MARTIGNONI, W. P. Simulation of a High-Flux Riser-Reactor using CFD Techniques. In: **AIChE Annual Meeting, Philadelphia** - PA. Annals, 2008.

ROSA, L. M., MORI, M., **Simulação de Reações Químicas e Consumo de Calor em Reatores Riser**. Dissertação de Mestrado, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 2002.

ROTAVA, E., **Simulações sub-malha com modelo de dois fluidos do escoamento gás-sólido em risers de leitos fluidizados circulantes**. Dissertação de mestrado, Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, 80p., 2008.

ROY, S.; SAI, P.S.T.; JAYANTI, S. Numerical simulation of the hydrodynamics of a liquid solid circulating fluidized bed. **Powder Technology**, Vol. 251, pp. 61–70, 2014.

SANTOS, D. A. **Contribuições ao estudo da fluidodinâmica em leito de jorro: estudos experimentais e de simulação via CFD**. Dissertação de mestrado, Universidade Federal de Uberlândia. 106p., 2011.

SHENG, C.; MOGHADDERI, B.; GUPTA, R.; WALL, T. F. A computational fluid dynamic based study of the combustion characteristics of coal blends in pulverized coal -fired furnace. **Fuel**. v. 83, p. 1543-1552, 2004.

SHUAIA, W.; HUANGB, L.; ZHENHUAA, H.; HUILINA, L.; GUODONGA, L.; DANA, L.; FEIXIANGA, Z. Numerical modeling of a bubbling fluidized bed coal gasifier by kinetic theory of rough spheres. **Fuel**, Vol. 130, pp. 197–202, 2014.

SINCLAIR, J. L.; JACKSON, R. Gas-particle flow in a vertical pipe with particle-particle interactions. **AIChE Journal**, Vol. 35, pp. 1473-1486, 1989.

SOMMERFELD, M.; HUBER, N. Experimental analysis and modeling of particle–wall collisions. **Multiphase Flow**, Vol. 25, pp. 1457–1489, 1999.

SUNDARESAN, S. modeling the hydrodynamics of multiphase flow reactors: current status and challenges. **AIChE Journal**, Vol. 46, n.6, pp. 1102-1105, 2000.

SYAMLAL, M.; ROGERS, W.; O'BRIEN, T. **MFIX documentation theory guide**. U.S. Department of Energy, West Virginia, 1993.

SYAMLAL, M.; O'BRIEN, T. J. Computer simulation of bubbles in a fluidized bed, **AIChE Symp.** v.85, p.22–31, 1989.

TAGHIPOUR, F.; NAKO, E.; WONG, C. Experimental and computational study of gas-solid fluidized bed hydrodynamics, **Chemical Engineering Science**, v.60, p.6857-6867, 2005.

UPADHYAY, M.; PARK, J. H. CFD simulation via conventional Two-Fluid Model of a circulating fluidized bed riser: Influence of models and model parameters on hydrodynamic behavior. **Powder Technology**. Vol. 272, pp. 260–268, 2015

Van WACHEN, B. G. M. **Derivation, implementation and validation of computer simulation models for gas-solid fluidized beds**. Tese de Doutorado, Delft University of Technology, Holanda, 2000.

Van WACHEM, B. G. M.; SCHOUTEN, J. C.; KRISHNA, R.; Van den BLEEK, C.M. CFD modeling for gas-solid flows: qualitative and quantitative analysis of the various treatments. In: **3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference**, USA, 1999.

VERMA, V.; DEEN, N. G.; PADDING, J. T.; KUIPERS, J.A.M. Two-fluid modeling of three-dimensional cylindrical gas–solid fluidized beds using the kinetic theory of granular flow. **Chemical Engineering Science**, Vol. 102, pp. 227–245, 2013.

VERMA, V.; PADDING, J. T.; DEEN, N. G.; KUIPERS, J. A. M.; BARTHEL, F.; BIEBERLE, M.; WAGNER, M.; HAMPEL, U. Bubble dynamics in a 3-d gas-solid fluidized bed using ultrafast electron beam X-ray tomography and two-fluid model. **AIChE Journal**. Vol. 60, pp. 1632-1644, 2014.

WANG, X. F.; JIN, B. S.; ZHONG, W. Q.; XIAO, R. Modeling on the hydrodynamics of a high-flux circulating fluidized bed with Geldart group A particles by kinetic theory of granular flow. **Energy & Fuels**, Vol. 24, pp. 1242–1259, 2010

WANG, Q.; LUA, J.; YINA, W.; YANG, W.; WEIB, L. Numerical study of gas–solid flow in a coal beneficiation fluidized bed using kinetic theory of granular flow. **Fuel Processing Technology**, Vol. 111, pp. 29–41, 2013.

WEINSTEIN, H.; SHAO, M.; SCHNITZLEIN, M. Radial variation in solid density in high velocity fluidization. In: Basu, P. **Circulating Fluidized Bed Technology**. Pergamon Press: Toronto, p.201-206, 1985.

WEN, C. Y.; YU, Y. H. Mechanics of fluidization, Chem. **Eng. Prog. Symp. Series**, v. 62, p. 100, 1966.

WINCOX, D. C. **Turbulence Modeling for CFD** – 2nd. Edition California: DCW Industries, Inc., 537p., 1998.

YOSHIDA, H., MASUDA, H., Model Simulation of Particle Motion in Turbulent Gas-Solid Pipe Flow. **Powder Technology**, v. 26, p. 217-220, 1980.

ZHANG, Y.; LEI, F.; WANG, S.; XU, X.; XIAO, Y. A numerical study of gas–solid flow hydrodynamics in a riser under dense suspension upflow regime. **Powder Technology**. Vol. 280, pp. 227-238, 2015.

ZHANG, D. Z.; Van der HEYDEN, W. B. High-resolution three-dimensional numerical simulation of circulating fluidized bed. **Powder Technology**, Vol. 116, pp. 133-141, 2001.

ZHANG, Y.; REESE, J. M. Particle-gas turbulence interactions in a kinetic theory approach to granular flows. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 27, p.1945-1964, 2001.

ZHANG, Y., REESE, J.M., Gas Turbulence Modulation in a Two-Fluid Model for Gas-Solid Flows. **AIChE Journal**, vol. 49, n. 12, 2003.

ZHOU, X.; GAO, J.; XU, C.; LAN, X. Effect of wall boundary condition on CFD simulation of CFB risers. **Particuology**, vol. 11, pp. 556-565, 2013.

ZHOU, Q.; WANG, J.; CFD study of mixing and segregation in CFB risers: Extension of EMMS drag model to binary gas–solid flow. **Chemical Engineering Science**. Vol. 122, pp. 637-651, 2015.

APÊNDICE A – SOLUÇÃO NUMÉRICA POR VOLUMES FINITOS

Os escoamentos podem ser representados por um sistema de equações diferenciais parciais composto pelas equações de Navier-Stokes de continuidade. Embora sejam essenciais na compreensão do escoamento, raramente podem ser utilizadas diretamente em aplicações práticas.

Os métodos numéricos são empregados na transformação de uma equação diferencial, definida em um domínio, em um sistema de equações algébricas (discretizadas), permitindo a obtenção de uma solução aproximada.

As equações de transporte podem ser escritas de forma genérica com o emprego de uma variável genérica transportada ϕ :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \nabla(\rho\vec{v}\phi - \Gamma^{\phi}\nabla\phi) = S^{\phi} \quad (57)$$

onde, Γ^{ϕ} é a difusividade de ϕ , \vec{v} é a velocidade de transporte e S é o termo fonte.

A variável ϕ deve ser conservada em cada um dos volumes de controle da geometria discretizada.

Discretizando-se a Equação (57) para um volume de controle, obtém-se:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\delta}{\delta x_1}(\rho\vec{v}\phi - \Gamma^{\phi}\frac{\delta\phi}{\delta x_1}) = S^{\phi} \quad (58)$$

onde, δx_1 são as dimensões do volume de controle, e ∂t é o passo de tempo da iteração, no caso de um problema transiente.

Neste contexto desenvolveram-se as técnicas CFD, uma área de estudo de fluidos que procura resolver numericamente escoamentos, independente da complexidade das geometrias ou das condições de contorno.

A sua difusão inicial pode ser atribuída à indústria aeroespacial na década de 1960. No entanto, em pouco tempo, outras áreas começaram a aplicar essa técnica em diversas situações físicas, tornando-se, atualmente, bastante popular na resolução de problemas de engenharia. O grande número de publicações e a disponibilidade de programas computacionais ampliaram a base de conhecimentos relacionados a CFD (MALISKA, 2004).

Uma das principais vantagens da simulação numérica está na praticidade e versatilidade na alteração de condições geométricas e parâmetros operacionais,

além da possibilidade de recriar situações extremas, em condições tóxicas ou danosas, sem criar qualquer risco a pessoas ou ao meio ambiente. Por outro lado, a aplicação de técnicas de CFD é limitada pelo poder computacional requerido para modelagens complexas ou sistemas muito grandes, de escala industrial (ROSA, 2008).

O avanço dos métodos numéricos tem permitido a resolução de problemas de escoamentos multifásicos turbulentos com transferência de calor e massa, integrando as ferramentas de mecânica dos fluidos computacional aos procedimentos de projeto e análise de escoamentos nas mais diversas áreas (PATANKAR, 1980). A aplicação de CFD para casos de escoamentos monofásicos alcançou um nível avançado, possibilitando a simulação da maioria dos casos com sucesso (ANDERSON, 1995). Entretanto, ainda há grandes desafios na predição de escoamentos multifásicos.

Dentre os métodos numéricos empregados para a resolução de problemas de engenharia estão o Método das Diferenças Finitas (MDF), o Método dos Volumes Finitos (MVF) ou o Método dos Finitos (MEF).

O MVF é um método de resolução de equações diferenciais baseado no balanço de massa, energia e quantidade de movimento em um volume de controle infinitesimal. Esse método é considerado uma evolução do MDF, sendo mais estável e convergente, uma vez que garante a conservação da massa em cada volume de controle discretizado.

O MVF é amplamente utilizado na resolução de problemas de transferência de calor e mecânica dos fluidos (FASSANI, 2001). Ele é conservativo por natureza, uma vez que integrais de superfície, as quais representam fluxos convectivos e difusivos, são as mesmas para volumes de controle que compartilham a mesma face, garantindo, dessa forma, que, para qualquer tamanho de malha, todos os princípios de conservação sejam respeitados, mesmo sem refino (ROSA, 2002).

No MVF o domínio é subdividido em N volumes de controle (sub-regiões não superpostas) com um ponto nodal associado a cada um, sendo que cada um desses volumes deve satisfazer a conservação da variável estudada (PATANKAR, 1980). O conjunto desses pontos nodais e volumes de controle formam uma grade computacional. A Figura 52 mostra a representação de um volume de controle P , e a

nomenclatura dos pontos nodais vizinhos, W , E , S e N para malhas bidimensionais e B e T para tridimensionais.

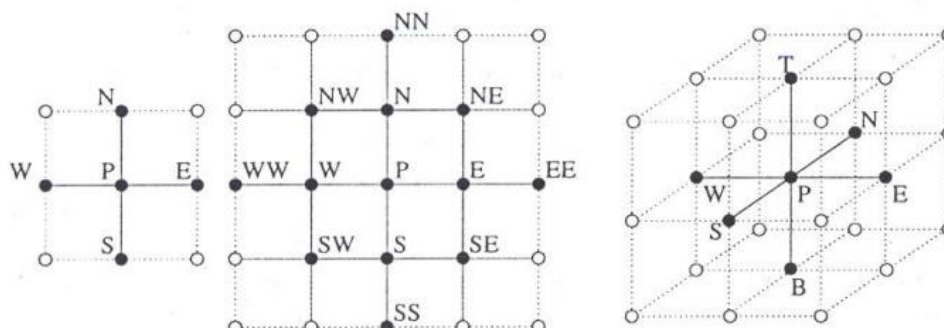


Figura 52 – Representação dos volumes de controle
Fonte: Ferziger e Peric (2002).

A forma integral das equações de conservação (Equação(59)) é aplicada em cada volume de controle.

$$\int_S \rho \phi \vec{v} \vec{n} dS = \int_S \Gamma^\phi \nabla \phi \vec{n} dS + \int_V S^\phi dV \quad (59)$$

A equação de conservação é aplicável para cada volume de controle e também para o domínio como um todo. A equação de conservação global é obtida pelo somatório das equações de cada volume de controle.

O fluxo líquido através do volume de controle é a soma das integrais sobre as superfícies:

$$\int_S \rho \phi \vec{v} \vec{n} dS = \sum_l \int_{S_l} \rho \phi \vec{v} \vec{n} dS \quad (60)$$

$$\int_S \Gamma^\phi \nabla \phi \vec{n} dS = \sum_l \int_{S_l} \Gamma^\phi \nabla \phi \vec{n} dS \quad (61)$$

Para que seja possível o cálculo dos fluxos difusivo e convectivo, é necessário o conhecimento do valor de ϕ e de seus gradientes normais às faces da célula. Entretanto, apenas o valor no centro do volume de controle é calculado, tornando-se necessária a utilização de esquemas de interpolação.

Alguns dos principais esquemas de interpolação são apresentados a seguir:

- Diferenças Centrais (*Central Difference Scheme - CDS*): esse esquema utiliza a interpolação linear entre dois nós adjacentes para determinar os valores de ϕ no centro de uma face do volume de controle. Na interface p de uma malha computacional, ϕ_p é expresso por:

$$\phi_p = \phi_P \lambda_p + \phi_W (1 - \lambda_p) \quad (62)$$

onde o fator de interpolação λ_p é definido como:

$$\lambda_p = \frac{x_e - x_P}{x_E - x_P} \quad (63)$$

Este esquema, apesar de ser de segunda ordem, pode ocasionar problemas de desacoplamento, sendo mais indicado para simulações LES (HODAPP, 2009).

- Upwind (*Upwind Difference Scheme - UDS*): aproxima o valor de ϕ_p por seu valor a montante da face p , por meio da Equação (64).

$$\phi_p = \begin{cases} \phi_P, & (\vec{v}\vec{n})_l > 0 \\ \phi_E, & (\vec{v}\vec{n})_l < 0 \end{cases} \quad (64)$$

Este esquema é de primeira ordem, sendo, portanto, necessária malhas refinadas para a obtenção de soluções precisas. É a única aproximação que não gera resultados oscilatórios. Entretanto, é numericamente difusivo (ROSA, 2008).

- HigherUpwind: Este esquema é de segunda ordem e mais preciso, uma vez que introduz mais um termo na aproximação da série de Taylor.

$$\phi_p = \frac{3}{2} \phi_P - \frac{1}{2} \phi_W \quad (65)$$

- QUICK (*QuadraticUpwindDifference*): este esquema também é baseado no *upwind*, no entanto utiliza uma expressão de terceira ordem, considerando dois pontos anteriores e um posterior à face em questão.

$$\phi_p = \frac{3}{8}\phi_E + \frac{3}{4}\phi_P - \frac{1}{8}\phi_W \quad (66)$$

Para escoamentos incompressíveis, a massa específica, embora possa variar com a temperatura, é constante e, então, por definição, não vinculada à pressão. Neste caso, torna-se necessário o acoplamento pressão-velocidade, o qual impõe uma restrição ao campo do escoamento: se o campo de pressão correto é aplicado às equações de quantidade de movimento, o campo de velocidade deve satisfazer a condição da continuidade (MARINI,2008).

Para tanto, alguns modelos foram propostos para acoplar a pressão e a velocidade. Esses modelos são formados por uma equação, derivada da conservação da massa, que inclua um termo de pressão.

Um desses modelos é o SIMPLE, desenvolvido por Patankar e Spalding, baseado nas concepções de Chorin para escoamentos incompressíveis (MARINI, 2008), que envolve os seguintes passos:

- I. As velocidades são corrigidas para satisfazer a equação da conservação da massa.
- II. As pressões são avançadas para completar o ciclo iterativo.

A representação unidimensional da conservação da massa pode ser escrita como:

$$\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_i + \frac{\Delta x^3 A}{4\dot{m}} \left(\frac{\partial^4 p}{\partial x^4}\right)_i = 0 \quad (67)$$

onde

$$\dot{m} = \rho v_j \Delta n_j \quad (68)$$

sendo A área superficial e v a velocidade.

A equação da conservação da massa é uma aproximação por diferenças centrais de segunda ordem para a derivada primeira da velocidade modificada por uma derivada quarta da pressão, a qual age na redistribuição da influência da mesma (BASTOS, 2005).

ANEXO A – RESULTADOS DOS TESTES EXPERIMENTAIS REALIZADOS POR PECETE (2014)

TESTES EXPERIMENTAIS EM UNIDADE DE FLUIDIZAÇÃO RÁPIDA A FRIO - UFRAF															
Teste n°: 1	Data: 24/01/2014	Hora início: 16:00	Hora fim: 17:00	Operadores: Andrei, Breno, Gustavo, Jean e Prof. Jhon											
Material inerte: Areia		VARIÁVEIS CONTROLADAS													
ρ_p : 2523 kg/m ³	ϕ_p : 0,69	Massa de areia: 5kg	Tamanho da partícula (d_p): 256 μ m	Vel. de fluidização: 4,5m/s	Taxa de aeração na válvula L : 0,74kg/h										
VARIÁVEIS EXPERIMENTAIS:															
Medida	Hora	RS-01	RS-02	RS-03	RS-04	RS-05	RS-06	SP-01	SP-02	VAL-L	PO-M	PO-D	Tb	Ta	Vazão lida (Nm ³ /h)
1	16:31	370	345	275	230	190	170	100	110	710	900	273	50	30	0,5868
2	16:41	375	340	295	250	195	160	105	120	700	910	260	50,3	30	
3	16:47	375	350	305	245	200	165	110	120	695	915	255	50,4	30	
4	16:52	380	365	290	245	205	165	115	123	725	925	265	50,4	30	
Média		375	350	291,25	242,5	197,5	165	107,5	118,25	707,5	912,5	263,25	50,275	30	
Massa do filtro no início do teste: 349,65g						Massa do filtro no fim do teste: 465,28g									
TESTES EXPERIMENTAIS EM UNIDADE DE FLUIDIZAÇÃO RÁPIDA A FRIO - UFRAF															
Teste n°: 1*	Data: 24/01/2014	Hora início: 17:15	Hora fim: 18:03	Operadores: Andrei, Breno, Gustavo, Jean e Prof. Jhon											
Material inerte: Areia		VARIÁVEIS CONTROLADAS													
ρ_p : 2523 kg/m ³	ϕ_p : 0,69	Massa de areia: 5kg	Tamanho da partícula (d_p): 256 μ m	Vel. de fluidização: 4,5 m/s	Taxa de aeração na válvula L : 0,74 kg/h										
VARIÁVEIS EXPERIMENTAIS:															
Medida	Hora	RS-01	RS-02	RS-03	RS-04	RS-05	RS-06	SP-01	SP-02	VAL-L	PO-M	PO-D	Tb	Ta	Vazão lida (Nm ³ /h)
1	17:45	370	345	285	225	195	155	100	110	725	910	270	50,7	30	0,5882
2	17:50	370	350	315	245	205	165	105	120	725	930	278	51	30	
3	17:55	375	355	295	250	200	165	110	120	720	925	273	51,7	30	
4	17:58	380	365	290	230	200	170	115	120	730	930	268	51,9	30	
Média		373,75	353,75	296,25	237,5	200	163,75	107,5	117,5	725	923,75	272,25	51,325	30	
Massa do filtro no início do teste: 346,48g						Massa do filtro no fim do teste: 374,60g									

Figura 53 – Resultados experimentais – Caso 01
 Fonte: Pecete (2014, p. 86).

TESTES EXPERIMENTAIS EM UNIDADE DE FLUIDIZAÇÃO RÁPIDA A FRIO - UFRAF															
Teste n°: 2	Data: 28/01/2014	Horainício: 16:35	Horafim: 17:13	Operadores: Andrei, Breno e Gustavo											
Material inerte: Areia		VARIÁVEIS CONTROLADAS													
ρ_p : 2523 kg/m ³	ϕ_p : 0,69	Massa de areia: 5kg	Tamanho da partícula (d_p): 256 μ m	Vel. de fluidização: 3,5m/s	Taxa de aerção na válvula L : 0,624 kg/h										
VARIÁVEIS EXPERIMENTAIS:															
Medida	Hora	RS-01	RS-02	RS-03	RS-04	RS-05	RS-06	SP-01	SP-02	VAL-L	PO-M	PO-D	Tb	Ta	Vazão lida (Nm ³ /h)
1	16:55	310	250	190	155	130	105	80	85	560	810	165	50,9	30	0,48
2	17:00	315	240	190	165	140	110	80	85	565	800	160	51,1	30	
3	17:04	300	225	200	160	150	110	80	90	570	810	160	51,1	30	
4	17:08	310	235	190	160	130	110	85	90	580	815	165	51	30	
Média		308,75	237,5	192,5	160	137,5	108,75	81,25	87,5	568,75	808,75	162,5	51,025	30	
Massa do filtro no início do teste: 352,60g						Massa do filtro no fim do teste: 374,72g									
TESTES EXPERIMENTAIS EM UNIDADE DE FLUIDIZAÇÃO RÁPIDA A FRIO - UFRAF															
Teste n°: 2*	Data: 28/01/2014	Horainício: 17:38	Horafim: 18:05	Operadores: Andrei, Breno, Gustavo											
Material inerte: Areia		VARIÁVEIS CONTROLADAS													
ρ_p : 2523 kg/m ³	ϕ_p : 0,69	Massa de areia: 5kg	Tamanho da partícula (d_p): 256 μ m	Vel. de fluidização: 3,5 m/s	Taxa de aerção na válvula L : 0,63 kg/h										
VARIÁVEIS EXPERIMENTAIS:															
Medida	Hora	RS-01	RS-02	RS-03	RS-04	RS-05	RS-06	SP-01	SP-02	VAL-L	PO-M	PO-D	Tb	Ta	Vazão lida (Nm ³ /h)
1	17:48	295	235	185	150	115	100	75	80	570	800	160	49,5	30	0,48
2	17:52	290	220	175	150	120	100	75	80	590	790	160	49,6	30	
3	17:55	300	225	180	155	125	105	80	85	580	800	160	49,5	30	
4	17:58	295	235	170	155	125	105	80	85	580	790	160	49,3	30	
Média		295	228,75	177,5	152,5	121,25	102,5	77,5	82,5	580	795	160	49,475	30	
Massa do filtro no início do teste: 347,30g						Massa do filtro no fim do teste: 409,60g									

Figura 54 – Resultados experimentais – Caso 02
Fonte: Pecete (2014, p. 87).

TESTES EXPERIMENTAIS EM UNIDADE DE FLUIDIZAÇÃO RÁPIDA A FRIO - UFRAF															
Testem: 3	Data: 28/01/2014	Hora início: 19:03	Hora fim: 19:40	Operadores: Andrei, Breno e Gustavo											
Material inerte: Areia		VARIÁVEIS CONTROLADAS													
ρ_p : 2523 kg/m ³	ϕ_p : 0,69	Massa de areia: 3,5kg	Tamanho da partícula (d_p): 256 μ m	Vel. de fluidização: 4,5 m/s	Taxa de aerção na válvula L : 0,725 kg/h										
VARIÁVEIS EXPERIMENTAIS:															
Medida	Hora	RS-01	RS-02	RS-03	RS-04	RS-05	RS-06	SP-01	SP-02	VAL-L	PO-M	PO-D	Tb	Ta	Vazão lida (Nm ³ /h)
1	19:14	190	185	175	150	130	115	70	80	540	570	263	46,9	29	0,556
2	19:19	195	185	175	155	140	120	80	85	555	570	263	47,2	29	
3	19:23	195	190	175	160	140	115	80	90	545	565	265	47	29	
4	19:28	195	190	180	165	145	125	85	90	555	570	264	47,4	29	
Média		193,75	187,5	176,25	157,5	138,75	118,75	78,75	86,25	548,75	568,75	263,75	47,125	29	
Massa do filtro no início do teste: 345,65g						Massa do filtro no fim do teste: 403,02g									
TESTES EXPERIMENTAIS EM UNIDADE DE FLUIDIZAÇÃO RÁPIDA A FRIO - UFRAF															
Testem: 3*	Data: 28/01/2014	Hora início: 20:29	Hora fim: 21:02	Operadores: Andrei, Breno, Gustavo											
Material inerte: Areia		VARIÁVEIS CONTROLADAS													
ρ_p : 2523 kg/m ³	ϕ_p : 0,69	Massa de areia: 3,5kg	Tamanho da partícula (d_p): 256 μ m	Vel. de fluidização: 4,5 m/s	Taxa de aerção na válvula L : 073 kg/h										
VARIÁVEIS EXPERIMENTAIS:															
Medida	Hora	RS-01	RS-02	RS-03	RS-04	RS-05	RS-06	SP-01	SP-02	VAL-L	PO-M	PO-D	Tb	Ta	Vazão lida (Nm ³ /h)
1	20:39	200	195	185	160	140	125	80	90	550	580	267	45,2	27	0,56
2	20:44	205	200	185	170	150	125	85	90	550	580	267	45,5	27	
3	20:49	205	200	185	170	150	130	90	95	555	585	268	45,5	27	
4	20:54	210	205	190	170	150	135	90	100	550	585	267	45,6	27	
Média		205	200	186,25	167,5	147,5	128,75	86,25	93,75	551,25	582,5	267,25	45,45	27	
Massa do filtro no início do teste: 347,78g						Massa do filtro no fim do teste: 372,86g									

Figura 55 – Resultados experimentais – Caso 03
Fonte: Pecete (2014, p. 88).

TESTES EXPERIMENTAIS EM UNIDADE DE FLUIDIZAÇÃO RÁPIDA A FRIO - UFRF															
Testem: 4	Data: 29/01/2014	Hora início: 18:02	Hora fim: 18:36	Operadores: Andrei, Breno e Jean											
Material inerte: Areia		VARIÁVEIS CONTROLADAS													
ρ_p : 2523 kg/m ³	ϕ_p : 0,69	Massa de areia: 3,5kg	Tamanho da partícula (d_p): 256 μ m	Vel. de fluidização: 3,5m/s	Taxa de aeração na válvula L: 0,6237 kg/h										
VARIÁVEIS EXPERIMENTAIS:															
Medida	Hora	RS-01	RS-02	RS-03	RS-04	RS-05	RS-06	SP-01	SP-02	VAL-L	PO-M	PO-D	Tb	Ta	Vazão lida (Nm ³ /h)
1	18:17	140	135	120	100	94	77	51	56	470	450	155	48,9	32,2	0,4803
2	18:21	150	140	123	105	95	77	55	60	470	455	156	48,9	32,2	
3	18:25	155	139	130	112	100	83	60	64	485	450	156	48,6	32,2	
4	18:30	150	146	132	116	100	87	60	64	480	460	157	48,5	32,2	
Média		148,75	140	126,25	108,25	97,25	81	56,5	61	476,25	453,75	156	48,725	32,2	
Massa do filtro no início do teste: 345,5g						Massa do filtro no fim do teste: 351,5g									
TESTES EXPERIMENTAIS EM UNIDADE DE FLUIDIZAÇÃO RÁPIDA A FRIO - UFRF															
Testem: 4*	Data: 29/01/2014	Hora início: 19:00	Hora fim: 19:27	Operadores: Andrei, Breno e Jean											
Material inerte: Areia		VARIÁVEIS CONTROLADAS													
ρ_p : 2523 kg/m ³	ϕ_p : 0,69	Massa de areia: 3,5kg	Tamanho da partícula (d_p): 256 μ m	Vel. de fluidização: 3,5 m/s	Taxa de aeração na válvula L: 0,6204 kg/h										
VARIÁVEIS EXPERIMENTAIS:															
Medida	Hora	RS-01	RS-02	RS-03	RS-04	RS-05	RS-06	SP-01	SP-02	VAL-L	PO-M	PO-D	Tb	Ta	Vazão lida (Nm ³ /h)
1	19:08	150	145	125	105	98	79	56	60	480	470	154	49,4	31,5	0,477
2	19:13	155	147	132	114	100	82	59	64	480	470	156	49,5	31,5	
3	19:17	157	150	137	120	100	87	61	66	485	470	155	49,5	31,5	
4	19:21	160	152	139	119	100	86	64	69	550	470	157	49,5	31,5	
Média		155,5	148,5	133,25	114,5	99,5	83,5	60	64,75	498,75	470	155,5	49,475	31,5	
Massa do filtro no início do teste: 347,78g						Massa do filtro no fim do teste: 372,86g									

Figura 56 – Resultados experimentais – Caso 04

Fonte: Pecete (2014, p. 89).

TESTES EXPERIMENTAIS EM UNIDADE DE FLUIDIZAÇÃO RÁPIDA A FRIO - UFRF															
Teste n°: 5	Data: 31/01/2014	Hora início: 14:21	Hora fim: 15:04	Operadores: Andrei, Gustavo e Jhon											
Material inerte: Areia		VARIÁVEIS CONTROLADAS													
ρ_p : 2523 kg/m ³	ϕ_p : 0,69	Massa de areia: 5kg	Tamanho da partícula (d_p): 181 μ m				Vel. de fluidização: 4,5 m/s			Taxa de aeração na válvula L: 0,4447 kg/h					
VARIÁVEIS EXPERIMENTAIS:															
Medida	Hora	RS-01	RS-02	RS-03	RS-04	RS-05	RS-06	SP-01	SP-02	VAL-L	PO-M	PO-D	Tb	Ta	Vazão lida (Nm ³ /h)
1	14:34	215	215	200	180	155	140	100	214	590	595	266	49,4	33,1	0,3442
2	14:39	220	217	205	187	164	146	100	216	584	595	257	49,5	33,1	
3	14:44	225	220	210	180	165	153	103	222	597	604	268	49,6	33,1	
4	14:50	231	225	213	191	168	155	108	210	595	615	263	49,9	33,1	
Média		222,75	219,25	207	184,5	163	148,5	102,75	215,5	591,5	602,25	263,5	49,6	33,1	
Massa do filtro no início do teste: 346,54g							Massa do filtro no fim do teste: 362,04g								
TESTES EXPERIMENTAIS EM UNIDADE DE FLUIDIZAÇÃO RÁPIDA A FRIO - UFRF															
Teste n°: 5*	Data: 31/01/2014	Hora início: 15:25	Hora fim: 16:03	Operadores: Andrei, Breno e Gustavo											
Material inerte: Areia		VARIÁVEIS CONTROLADAS													
ρ_p : 2523 kg/m ³	ϕ_p : 0,69	Massa de areia: 5kg	Tamanho da partícula (d_p): 181 μ m				Vel. de fluidização: 4,5 m/s			Taxa de aeração na válvula L: 0,4381 kg/h					
VARIÁVEIS EXPERIMENTAIS:															
Medida	Hora	RS-01	RS-02	RS-03	RS-04	RS-05	RS-06	SP-01	SP-02	VAL-L	PO-M	PO-D	Tb	Ta	Vazão lida (Nm ³ /h)
1	15:39	227	219	207	185	164	149	102	204	587	598	259	50,4	33	0,34
2	15:44	227	219	215	185	173	153	105	217	590	605	267	50,4	33	
3	15:48	233	227	200	188	173	157	109	214	595	620	263	50,7	33	
4	15:54	235	232	190	180	170	157	111	198	595	625	250	51	33	
Média		230,5	224,25	203	184,5	170	154	106,75	208,25	591,75	612	259,75	50,625	33	
Massa do filtro no início do teste: 349,10g							Massa do filtro no fim do teste: 375,20g								

Figura 57 – Resultados experimentais – Caso 05
Fonte: Pecete (2014, p. 90).

TESTES EXPERIMENTAIS EM UNIDADE DE FLUIDIZAÇÃO RÁPIDA A FRIO - UFRF															
Teste n°: 6	Data: 31/01/2014	Hora início: 16:31	Hora fim: 17:00	Operadores: Andrei, Beno e Gustavo											
Material inerte: Areia		VARIÁVEIS CONTROLADAS													
ρ_p : 2523 kg/m ³	ϕ_p : 0,69	Massa de areia: 5kg	Tamanho da partícula (d_p): 181 μ m	Vel. de fluidização: 3,5 m/s	Taxa de aeração na válvula L : 0,3469 kg/h										
VARIÁVEIS EXPERIMENTAIS:															
Medida	Hora	RS-01	RS-02	RS-03	RS-04	RS-05	RS-06	SP-01	SP-02	VAL-L	PO-M	PO-D	Tb	Ta	Vazão lida (Nm ³ /h)
1	16:37	110	108	105	98	87	78	56	155	440	325	151	52,5	33	0,267
2	16:42	116	116	105	98	89	80	58	155	438	326	153	52,9	33	
3	16:46	119	117	112	100	91	80	60	157	427	324	152	53,5	33	
4	16:50	124	124	118	105	93	81	61	154	433	328	151	53,7	33	
Média		117,25	116,25	110	100,25	90	79,75	58,75	155,25	434,5	325,75	151,75	53,15	33	
Massa do filtro no início do teste: 349,73g						Massa do filtro no fim do teste: 366,7g									
TESTES EXPERIMENTAIS EM UNIDADE DE FLUIDIZAÇÃO RÁPIDA A FRIO - UFRF															
Teste n°: 6*	Data: 31/01/2014	Hora início: 17:23	Hora fim: 17:46	Operadores: Andrei, Beno e Gustavo											
Material inerte: Areia		VARIÁVEIS CONTROLADAS													
ρ_p : 2523 kg/m ³	ϕ_p : 0,69	Massa de areia: 5kg	Tamanho da partícula (d_p): 181 μ m	Vel. de fluidização: 3,5 m/s	Taxa de aeração na válvula L : 0,3469 kg/h										
VARIÁVEIS EXPERIMENTAIS:															
Medida	Hora	RS-01	RS-02	RS-03	RS-04	RS-05	RS-06	SP-01	SP-02	VAL-L	PO-M	PO-D	Tb	Ta	Vazão lida (Nm ³ /h)
1	15:39	103	103	97	91	82	74	54	150	418	314	153	53	34,4	0,2676
2	15:44	101	100	97	91	84	76	56	154	412	311	153	53,4	34,4	
3	15:48	101	101	100	94	85	77	57	157	420	315	151	53,4	34,4	
4	15:54	102	103	100	94	87	78	58	155	421	311	152	53,5	34,4	
Média		101,75	101,75	98,5	92,5	84,5	76,25	56,25	154	417,75	312,75	152,25	53,325	34,4	
Massa do filtro no início do teste: 349,31g						Massa do filtro no fim do teste: 382,1g									

Figura 58 – Resultados experimentais – Caso 06
Fonte: Pecete (2014, p. 91).

TESTES EXPERIMENTAIS EM UNIDADE DE FLUIDIZAÇÃO RÁPIDA A FRIO - UFRF															
Teste n°: 7	Data: 01/02/2014	Hora início: 10:12	Hora fim: 10:41	Operadores: Andrel, Beno e Gustavo											
Material inerte: Areia		VARIÁVEIS CONTROLADAS													
ρ_p : 2523 kg/m ³	ϕ_p : 0,69	Massa de areia: 3,5kg	Tamanho da partícula (d_p): 181 μ m	Vel. de fluidização: 4,5 m/s	Taxa de aeração na válvula L: 0,4125 kg/h										
VARIÁVEIS EXPERIMENTAIS:															
Medida	Hora	RS-01	RS-02	RS-03	RS-04	RS-05	RS-06	SP-01	SP-02	VAL-L	PO-M	PO-D	Tb	Ta	Vazão lida (Nm ³ /h)
1	10:22	124	129	126	123	120	116	83	86	440	498	265	46,8	28	0,3167
2	10:26	129	132	130	128	124	126	87	88	449	501	264	47,4	28	
3	10:30	129	134	133	131	127	120	90	93	455	503	262	47,8	28	
4	10:35	132	134	136	135	130	122	92	95	452	503	261	48	28	
Média		128,5	132,25	131,25	129,25	125,25	121	88	90,5	449	501,25	263	47,5	28	
Massa do filtro no início do teste: 347g							Massa do filtro no fim do teste: 385,07g								
TESTES EXPERIMENTAIS EM UNIDADE DE FLUIDIZAÇÃO RÁPIDA A FRIO - UFRF															
Teste n°: 7*	Data: 01/02/2014	Hora início: 10:59	Hora fim: 11:29	Operadores: Andrel, Breno e Gustavo											
Material inerte: Areia		VARIÁVEIS CONTROLADAS													
ρ_p : 2523 kg/m ³	ϕ_p : 0,69	Massa de areia: 3,5kg	Tamanho da partícula (d_p): 181 μ m	Vel. de fluidização: 4,5 m/s	Taxa de aeração na válvula L: 0,4074 kg/h										
VARIÁVEIS EXPERIMENTAIS:															
Medida	Hora	RS-01	RS-02	RS-03	RS-04	RS-05	RS-06	SP-01	SP-02	VAL-L	PO-M	PO-D	Tb	Ta	Vazão lida (Nm ³ /h)
1	11:08	109	112	113	111	107	101	72	74	436	480	261	48,6	30,7	0,3126
2	11:12	113	114	114	113	110	103	75	78	434	482	260	48,8	30,7	
3	11:17	116	118	116	114	115	109	83	84	434	488	261	48,9	30,7	
4	11:22	117	123	123	120	117	110	81	83	438	488	262	48,9	30,7	
Média		113,75	116,75	116,5	114,5	112,25	105,75	77,75	79,75	435,5	484,5	261	48,8	30,7	
Massa do filtro no início do teste: 343,1g							Massa do filtro no fim do teste: 440,46g								

Figura 59 – Resultados experimentais – Caso 07
Fonte: Pecete (2014, p. 92).

TESTES EXPERIMENTAIS EM UNIDADE DE FLUIDIZAÇÃO RÁPIDA A FRIO - UFRF															
Teste n°: 8	Data: 01/02/2014	Hora início: 13:20	Hora fim: 13:54	Operadores: Andrei, Gustavo e Jean											
Material inerte: Areia		VARIÁVEIS CONTROLADAS													
ρ_p : 2523 kg/m ³	ϕ_p : 0,69	Massa de areia: 3,5kg	Tamanho da partícula (d_p): 181 μ m				Vel. de fluidização: 3,5 m/s			Taxa de aeração na válvula L : 0,333 kg/h					
VARIÁVEIS EXPERIMENTAIS:															
Medida	Hora	RS-01	RS-02	RS-03	RS-04	RS-05	RS-06	SP-01	SP-02	VAL-L	PO-M	PO-D	Tb	Ta	Vazão lida (Nm ³ /h)
1	13:33	59	62	61	54	57	57	38	40	340	274	152	51,8	34,3	0,2587
2	13:38	63	66	62	67	65	63	42	46	333	273	151	52,7	34,3	
3	13:43	65	64	61	61	60	57	40	42	328	272	154	53,3	34,3	
4	13:47	63	63	62	61	60	58	40	42	341	273	151	53,3	34,3	
Média		62,5	63,75	61,5	60,75	60,5	58,75	40	42,5	335,5	273	152	52,775	34,3	
Massa do filtro no início do teste: 338,2g							Massa do filtro no fim do teste: 391,8g								
TESTES EXPERIMENTAIS EM UNIDADE DE FLUIDIZAÇÃO RÁPIDA A FRIO - UFRF															
Teste n°: 8*	Data: 01/02/2014	Hora início: 14:16	Hora fim: 14:41	Operadores: Andrei, Gustavo, Jean											
Material inerte: Areia		VARIÁVEIS CONTROLADAS													
ρ_p : 2523 kg/m ³	ϕ_p : 0,69	Massa de areia: 3,5kg	Tamanho da partícula (d_p): 181 μ m				Vel. de fluidização: 3,5 m/s			Taxa de aeração na válvula L : 0,333 kg/h					
VARIÁVEIS EXPERIMENTAIS:															
Medida	Hora	RS-01	RS-02	RS-03	RS-04	RS-05	RS-06	SP-01	SP-02	VAL-L	PO-M	PO-D	Tb	Ta	Vazão lida (Nm ³ /h)
1	14:23	61	62	62	61	62	60	42	44	316	270	150	53,1	33,7	0,2558
2	14:28	61	63	62	63	61	62	44	44	315	271	150	53,5	33,7	
3	14:32	61	64	63	62	61	61	43	44	323	271	149	53,5	33,7	
4	14:37	62	66	64	64	63	61	44	44	329	271	150	53,4	33,7	
Média		61,25	63,75	62,75	62,5	61,75	61	43,25	44	320,75	270,75	149,75	53,375	33,7	
Massa do filtro no início do teste: 337,84g							Massa do filtro no fim do teste: 477,5g								

Figura 60 – Resultados experimentais – Caso 08
Fonte: Pecete (2014, p. 93).