

UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA
DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

TUANA MARIA DE MEDEIROS COSTA

**ESTUDO DA FLUIDODINÂMICA DE UM LEITO FLUIDIZADO
EMPREGANDO O MODELO DE FASE DISCRETA DENSA**

Campina Grande - PB

2019

TUANA MARIA DE MEDEIROS COSTA

**ESTUDO DA FLUIDODINÂMICA DE UM LEITO FLUIDIZADO EMPREGANDO O
MODELO DE FASE DISCRETA DENSA**

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação
em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de
Campina Grande como requisito parcial à obtenção do
título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Área de Concentração: Fenômenos de Transporte e Energia

Orientador: Prof. Dr. Severino Rodrigues de Farias Neto

Campina Grande - PB

2019

C837e

Costa, Tuana Maria de Medeiros.

Estudo da fluidodinâmica de um leito fluidizado empregando o modelo de fase discreta densa / Tuana Maria de Medeiros Costa. – Campina Grande, 2020.

71 f. : il. color.

Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Universidade Federal de Campina Grande, Centro de Ciências e Tecnologia, 2020.

"Orientação: Prof. Dr. Severino Rodrigues de Farias Neto".

Referências.

1. Fluidodinâmica 2. Leito Fluidizado. 3. Fenômenos de Transporte e Energia. 4. Abordagem Euleriana-Lagrangeana. 5. DDPM-DEM. 6 Ansys Fluent. I. Farias Neto, Severino Rodrigues de. II. Título.

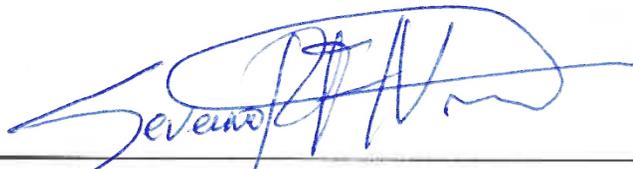
CDU 66.096.5(043)

Tuana Maria de Medeiros Costa

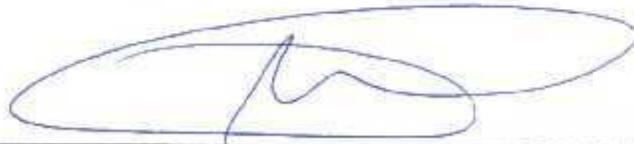
**ESTUDO DA FLUIDODINÂMICA DE UM LEITO FLUIDIZADO EMPREGANDO O
MODELO DE FASE DISCRETA DENSA**

Dissertação de Mestrado aprovada em: 26 / 11 / 2019

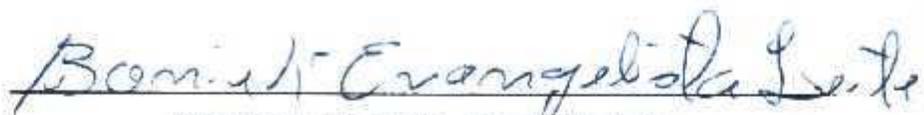
Banca Examinadora:



Prof. Dr. Severino Rodrigues de Farias Neto
Orientador (PPGEM/CCT/UAEQ/UFCG)



Prof. Dr. Antonio Gilson Barbosa de Lima
Examinador Interno (PPGEM/CCT/UAEM/UFCG)



Pesquisador. Dr. Boniek Evangelista Leite
Examinador Interno (PPGEP/CCT/UFCG)

*Aos meus pais, Edjane e Antonio,
por todo o amor, incentivo e compreensão ao
longo desta árdua jornada.*

AGRADECIMENTOS

À Deus, pelo dom da vida, pela força e coragem durante toda esta longa caminhada.

Aos meus pais Edjane e Antonio, por tudo que fizeram por mim, por terem sido fundamentais na formação do meu caráter, por não terem me deixado desistir, por sempre terem acreditado em minha capacidade e que com muito amor não mediram esforços para que eu chegasse até esta etapa da minha vida.

À minha irmã Maria da Graça, ao meu primo Yves e à minha amiga Pâmela, que conviveram comigo todos os dias dessa jornada, sendo meu lar, sendo pacientes quando eu precisei de compreensão, compartilhando alegrias e receios, e sempre torcendo por mim. Vocês foram fundamentais.

À minha amiga Laís pela amizade, pelas horas de diálogo e de estudos, por ter compartilhado comigo cada lágrima e cada alegria (foram muitas) nesses anos de esforço e dedicação.

Aos amigos do “3%” pela amizade, pelo convívio ao longo desses anos de mestrado e por estarem sempre dispostos a me ajudar. Vocês tornaram essa luta mais leve e mais divertida.

Ao professor Dr. Severino Rodrigues de Farias Neto pela orientação, confiança, por ter estado sempre disposto a me ajudar e pelo conhecimento transmitido não só na realização deste trabalho como ao longo da vida acadêmica.

Agradeço também ao suporte financeiro da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - CAPES.

Agradeço à Universidade Federal de Campina Grande, ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica, bem como seus professores e funcionários, que se dedicam diariamente para possibilitar a formação de novos mestres.

A todos que de alguma forma ajudaram, agradeço por acreditarem no meu potencial, nas minhas ideias, nos meus devaneios, principalmente quando nem eu mesma acreditava.

*“Deixa chegar o sonho, prepara
uma avenida, que a gente vai passar.”*

Conversa de botas batidas – Los Hermanos

COSTA, Tuana Maria de Medeiros. **Estudo da Fluidodinâmica de um Leito Fluidizado Empregando o Modelo de Fase Discreta Densa**. 2019. 71 p. Dissertação de Mestrado. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. Universidade Federal de Campina Grande. Campina Grande, PB. 2019.

RESUMO

Os leitos fluidizados são amplamente utilizados em muitas operações nas indústrias químicas, agrícolas, bioquímicas, de geração de energia e em especial petroquímicas. O total entendimento do movimento dos sólidos num leito fluidizado continua sendo bastante complexo, e depende de parâmetros como a geometria do leito e as propriedades das partículas. Os primeiros modelos matemáticos que pretendiam descrever o comportamento fluidodinâmico do leito fluidizado consideravam um escoamento unidimensional e parâmetros constantes. Com o advento dos computadores cada vez mais rápidos e eficazes tem possibilitado o uso de modelos matemáticos baseados nas equações completas de conservação da massa, momento linear, calor e matéria aplicando a Fluidodinâmica Computacional (CFD). Neste sentido a proposta deste trabalho é avaliar a fluidodinâmica do leito fluidizado aplicando abordagem Euleriana-Lagrangeana considerando o modelo da fase discreta densa (DDPM) em combinação com o método do elemento discreto (DEM), este é responsável por modelar as colisões de uma determinada fase discreta. Foi empregado o aplicativo comercial Ansys Fluent[®] para obtenção dos resultados das simulações numéricas. O caso base para comparação e verificação é o apresentado por Azhar e Stopford (2012), que também foi simulado através do acoplamento DDPM-DEM do Ansys Fluent[®]. Os resultados obtidos com as simulações foram por fim validados com os dados experimentais encontrados em Taghipour et al. (2005).

Palavras-chave: leito fluidizado, abordagem Euleriana-Lagrangeana, DDPM-DEM, Ansys Fluent.

COSTA, Tuana Maria de Medeiros. **Fluidodynamics Study of a Fluidized Bed Using the Dense Discrete Phase Model**. 2019. 71 p. Masters Dissertation. Postgraduate Program in Mechanical Engineering. Federal University of Campina Grande. Campina Grande, PB. 2019.

ABSTRACT

Fluidized beds are widely used in many operations in the chemical, agricultural, biochemical, power generation and especially petrochemical industries. Full understanding of the movement of solids in a fluidized bed remains quite complex, and depends on parameters such as bed geometry and particle properties. The first mathematical models that describe the fluid dynamics of the fluidized bed considered a one-dimensional flow and constant parameters. With the advent of faster and more efficient computers have enabled the use of mathematical models based on the complete equations of conservation of mass, linear momentum, heat and matter applying Computational Fluid Dynamics (CFD). In this sense, the purpose of this paper is to evaluate the fluid dynamics of fluidized bed applying Eulerian-Lagrangean approach considering the Dense Discrete Phase Model (DDPM) in combination with the Discrete Element Method (DEM), this is responsible for modeling the collisions of a given discrete phase. Ansys Fluent[®] commercial application was used to obtain the results of numerical simulations. The base case for comparison and verification is presented by Azhar e Stopford (2012), which was also simulated via the Ansys Fluent[®] DDPM-DEM coupling. The results obtained with the simulations were finally validated with the experimental data found in Taghipuor et al. (2005).

Keywords: fluidized bed, Eulerian-Lagrangean approach, DDPM-DEM, Ansys Fluent.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Regimes de escoamentos em leitos fluidizados.....	19
Figura 2 – Perda de carga em função da velocidade superficial do gás.....	21
Figura 3 – Diagrama de Geldart para classificação de partículas.....	23
Figura 4 – Representação esquemática: (a) contato normal amortecido devido a deformação linear; (b) contato com deslocamento tangencial devido ao atrito.....	34
Figura 5 – Fotografia e esboço conceitual do leito fluidizado (H: altura do leito; H_0 : altura inicial do leito; B: largura do leito).....	41
Figura 6 – Esquema da descrição do problema.....	42
Figura 7 – Geometria criada para representar o domínio físico de estudo.....	42
Figura 8 – Representação da malha: (a) visão do plano XZ e (b) visão do plano XY.....	43
Figura 9 – Representação da malha nas três dimensões.....	44
Figura 10 – Comportamento do leito no tempo de 2,0 s: (a) presente trabalho e (b) trabalho de Azhar e Stopford (2012).....	49
Figura 11 – Evolução da distribuição da fração volumétrica.....	50
Figura 12 – Expansão do leito em regime laminar e turbulento no instante 1,0 s.....	51
Figura 13 – Expansão do leito em regime laminar e turbulento no instante 2,0 s.....	52
Figura 14 – Comportamento do leito fluidizado em diferentes instantes de tempo para a velocidade de entrada de ar de 0,4 m/s.....	53
Figura 15 – Evolução da queda de pressão no leito em função da velocidade de entrada de ar.....	54
Figura 16 – Comparação da pressão na entrada do leito.....	55
Figura 17 – Comportamento do leito fluidizado em diferentes instantes de tempo.....	56
Figura 18 – Campos de pressão do leito no plano XZ em diferentes instantes de tempo..	57
Figura 19 – Campos de velocidade da fase discreta no plano XZ em diferentes instantes de tempo.....	58
Figura 20 – Campo vetorial de velocidade das partículas para diferentes instantes de tempo e velocidade do gás de 0,5 m/s na seção de entrada.....	59
Figura 21 – Perfil de fração volumétrica do sólido em função do tempo, avaliados para as velocidades de entrada do ar de (a) 0,1, (b) 0,2, (c) 0,3, (d) 0,4, (e) 0,5, (f) 0,6, (g) 0,7, (h) 0,8, (i) 0,9 e (j) 1,0 m/s.....	61
Figura 22 – Expansão do leito experimental versus leito simulado.....	63
Figura 23 – Distribuição axial da velocidade das partículas em diferentes alturas do leito, no tempo de 7,5 s.....	64

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 –	Expressões para as forças que atuam sobre as partículas.....	31
Tabela 2 –	Propriedades e parâmetros para o problema de leito fluidizado.....	45
Tabela 3 –	Correlações apresentadas na literatura para a estimativa da velocidade mínima de fluidização.....	46
Tabela 4 –	Dados e condições utilizados nas simulações.....	47

SUMÁRIO

1.0 INTRODUÇÃO.....	14
1.1 Objetivo geral	15
1.2 Objetivos específicos.....	16
2.0 SISTEMAS PARTICULADOS	17
2.1 Leito fluidizado.....	17
2.1.1 Regimes de fluidização.....	18
2.1.2 Perda de carga no leito.....	20
2.1.3 Aplicações de leitos fluidizados	21
2.2 Classificação de Geldart do material particulado	22
3.0 ESCOAMENTO MULTIFÁSICO	25
3.1 Modelo para o escoamento particulado	26
3.1.1 Modelo de Fase Discreta – DPM.....	26
3.1.2 Modelo da Fase Discreta Densa - DDPM	29
3.2 Método do Elemento Discreto – DEM.....	33
3.3 Síntese das equações do modelo DDPM-DEM.....	35
3.4 Solução acoplada do modelo DDPM-DEM	36
4.0 ESTADO DA ARTE	37
5.0 METODOLOGIA.....	40
5.1 Domínio físico	40
5.2 Malha numérica	43
5.3 Modelo matemático	44
5.4 Condições iniciais e de contorno	44
5.5 Estimativa da velocidade mínima de fluidização (U_{mf}).....	46
5.6 Verificação do regime de escoamento.....	47
5.7 Simulações.....	48
6.0 RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	49
6.1 Avaliação dos modelos.....	49
6.2 Modelo de turbulência	50
6.3 Queda de pressão.....	54
6.4 Campos	56
6.5 Efeito da velocidade do gás sobre o comportamento do leito fluidizado	60
6.6 Perfil de velocidade das partículas no leito fluidizado	63

7.0 CONCLUSÕES	65
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	66

CAPÍTULO I

1.0 INTRODUÇÃO

A maioria dos processos industriais, tais como, secagem, separação sólido-líquido, inoculação de sementes, recobrimento de comprimidos etc., necessitam de um efetivo contato entre as fases envolvidas com a finalidade de alcançar elevados coeficientes convectivos de transferência de massa, energia e quantidade de movimento, possibilitando, desta forma, maiores eficiências em suas operações. Neste contexto, surge o leito fluidizado.

Um leito fluidizado é um leito de partículas através do qual escoo um fluido, mantendo-as em suspensão, i.e, no estado de fluidização. Consiste basicamente de uma coluna vertical, onde um jato de fluido, usualmente o ar, é injetado por um orifício de entrada, localizado na sua extremidade inferior, formando assim, o leito fluidizado.

A fluidização ganhou força durante a Segunda Guerra Mundial, época na qual os Estados Unidos demandavam uma grande quantidade de gasolina de aviação, utilizando o processo Houdry para produzi-la. Contudo, esse processo requeria operações intermitentes, e por causa de arranjos complexos para controlar a temperatura, este processo não era muito apropriado para grande escala (MARINI, 2008).

O marco da fluidização em escala industrial se deu em 1942, com a implantação da primeira unidade de FCC construída na refinaria Baton Rouge, Louisiana, EUA, e em 1960 com a introdução do transporte pneumático. Desde então a fluidização passou a ser utilizada em vários outros tipos de indústrias. (KUNII e LEVENSPIEL, 1991).

Geldart (1986) declarou que “A hora de chegada de uma sonda espacial viajando até Saturno pode ser prevista com mais precisão que o comportamento de um reator químico de leito fluidizado.”. Essa declaração continua sendo verdadeira, apesar de ter sido escrita há mais 20 anos.

O total entendimento do movimento dos sólidos num leito fluidizado continua sendo bastante complexo, e depende de parâmetros como a geometria do leito e as propriedades das partículas. Pequenas diferenças nestes parâmetros podem causar uma drástica mudança em termos da eficiência do leito. Do ponto de vista da engenharia, os maiores problemas da fluidodinâmica são os efeitos dos fatores de projeto, tais como o diâmetro da coluna, forma da parede, distribuidor de gás, entrada de sólidos, estrutura da saída, separação dos sólidos e

dispositivos de circulação, bem como as condições de operação. Para se ter certeza que um de leito fluidizado está num ponto ótimo de eficiência, normalmente é feito um modelo em escala piloto para investigar o leito fluidizado. Embora tais aparatos sejam de grande valia no entendimento do escoamento, nem sempre são acessíveis (MARINI, 2008).

Os primeiros modelos matemáticos que pretendiam descrever o comportamento fluidodinâmico do leito fluidizado consideravam um escoamento unidimensional e parâmetros constantes. Estes modelos lidam principalmente com a dinâmica do fluido no leito e desprezam quase que totalmente o movimento dos sólidos (BAO et al., 2011; EPSTEIN, 2011).

Com o advento dos computadores cada vez mais rápidos e eficazes tem possibilitado o uso de modelos matemáticos baseados nas equações completas de conservação da massa, momento linear, calor e matéria aplicando a Fluidodinâmica Computacional (CFD). A principal vantagem de se aplicar os modelos de CFD no estudo do leito fluidizado é a grande extensão de propriedades no fluxo gás-sólido que podem ser previstas sem que haja perturbação no escoamento (ALMEIDA, 2016).

Dentre as abordagens utilizadas para tratar escoamento particulado, quando a concentração de partículas é superior a 10%, destaca-se a Euleriana-Lagrangeana. Nesta abordagem o acoplamento entre as fases contínuas e discretas (partículas) é realizada por meio da combinação dos modelos Dense Discrete Phase Model (DDPM) e Discrete Element Method (DEM). Esta associação possibilita a obtenção de um conjunto de equações para a determinação dos termos de acoplamento entre as fases e a determinação da fração volumétrica de cada fase. Já o modelo DEM (Modelo de Elemento Discreto) é responsável por modelar as colisões de uma determinada fase discreta.

Neste sentido, pretende-se avaliar a abordagem Euleriana-Lagrangeana considerando o modelo da fase discreta densa (DDPM) no estudo do comportamento fluidodinâmico de um leito fluidizado com auxílio do aplicativo comercial Ansys Fluent[®]. Sendo este, o primeiro trabalho das equipes dos Laboratórios de Pesquisa em Fluidodinâmica e Imagem (LFPI) e do Laboratório Computacional de Térmica e Fluidos (LCTF), a utilizar a combinação dos modelos Dense Discrete Phase Model (DDPM) e Discrete Element Method (DEM) no Ansys Fluent[®].

1.1 Objetivo geral

Aplicar o modelo de fase densa discreta (DDPM) no estudo do comportamento fluidodinâmico do leito fluidizado.

1.2 Objetivos específicos

- Definir uma modelagem matemática baseada no modelo de DDPM-DEM para prever o comportamento fluidodinâmico de um leito fluidizado;
- Avaliar a influência de alguns parâmetros operacionais (velocidade do gás na seção de entrada, temperatura, diâmetro das partículas) sobre a fluidodinâmica do leito fluidizado;
- Comparar, desde que possível, os resultados numéricos com dados experimentais e/ou analíticos disponibilizados na literatura.

CAPÍTULO II

2.0 SISTEMAS PARTICULADOS

Os sistemas gás-sólidos mais comuns podem ser classificados como não agitados, agitados mecanicamente e agitados por gás.

Os leitos fixos (não agitados) são aplicáveis a processos que não exigem alta taxa de transferência de calor e massa entre o gás e os sólidos, e nos quais a uniformidade de condições em partes diferentes do leito não é tão desejável. Em um leito fixo, não podem ser adicionados sólidos continuamente nem podem ser retirados (ou pelo menos não é desejável) e o tratamento do gás normalmente é o objetivo principal. Por exemplo, a recuperação de vapores solventes por adsorção e reações catalíticas com um catalisador de vida longa. Sua aplicação se estende então ao tratamento de sólidos e processos de calcinação, secagem dentre outros (DUARTE, 2006).

Uma agitação limitada pode ser dada aos sólidos por meios mecânicos pelo uso de agitadores internos. Em qualquer caso, a maioria do material é mantido ainda em uma condição de leito acumulado, mas o movimento relativo de partículas melhora a efetividade do contato entre as fases desde que a superfície esteja continuamente exposta à ação do gás. O sistema mecânico é usado principalmente para processos que envolvem tratamento de sólidos, como calcinação, secagem e resfriamento, mas é obviamente indesejável para processos que requerem tratamento uniforme do gás (MATHUR e EPSTEIN, 1974).

2.1 Leito fluidizado

Um leito fluidizado (agitado) é um leito de partículas através do qual escoam um fluido, mantendo-as em suspensão, isto é, no estado de fluidização. O escoamento gás-sólido em leito fluidizado pode ocorrer em várias operações industriais como secagem, craqueamento catalítico, combustão, gaseificação e outros (KESTERING, 2016).

Um conjunto de partículas em uma coluna é chamado de leito de partículas. Quando um fluido é injetado na parte inferior desta coluna, este escoamento exerce uma força em cada partícula individual. Na fluidização, a força da gravidade agindo nas partículas é compensado pelas forças de arraste exercidas pelo escoamento local do fluido. O escoamento local do fluido

é diferente para cada partícula, fazendo o comportamento de cada partícula único (MARINI, 2008).

Na década de 20, o alemão Fritz Winkler percebeu, através de experimentos, que ao colocar gases provenientes de combustão dentro de um compartimento no qual continha partículas de coque, ocorria a fluidização, criando assim a primeira demonstração da gaseificação de carvão em um leito fluidizado (BASU, 2006). Sabe-se que a partir dessa época, a tecnologia de leito fluidizado foi utilizada de maneira mais expressiva na indústria química e de petróleo. Porém, somente a partir da década de 70 ela passou a ter um reconhecimento mais significativo, e posteriormente, nas décadas de 80 e 90, surgiu um interesse maior na utilização de leito fluidizado em instalações que necessitassem de geração de energia, por ser uma tecnologia mais limpa que as convencionais da época, e por possuir uma alta flexibilidade na utilização de diversos tipos de combustíveis (RATTI, 2015).

O leito fluidizado é constituído por uma camada de material atravessada por uma corrente fluida no sentido ascendente. Dependendo das características das partículas, da vazão de gás e do tipo de distribuidor, o leito pode se comportar de várias formas (NITZ, 2006).

A fluidização é provavelmente a aplicação industrial mais importante envolvendo escoamentos gás-sólido, devido à excelente troca de calor proporcionada e facilidade no manuseio dos sólidos. Existem diversos regimes de fluidização, cada uma consistindo de diferentes comportamentos das fases gasosa e sólida.

2.1.1 REGIMES DE FLUIDIZAÇÃO

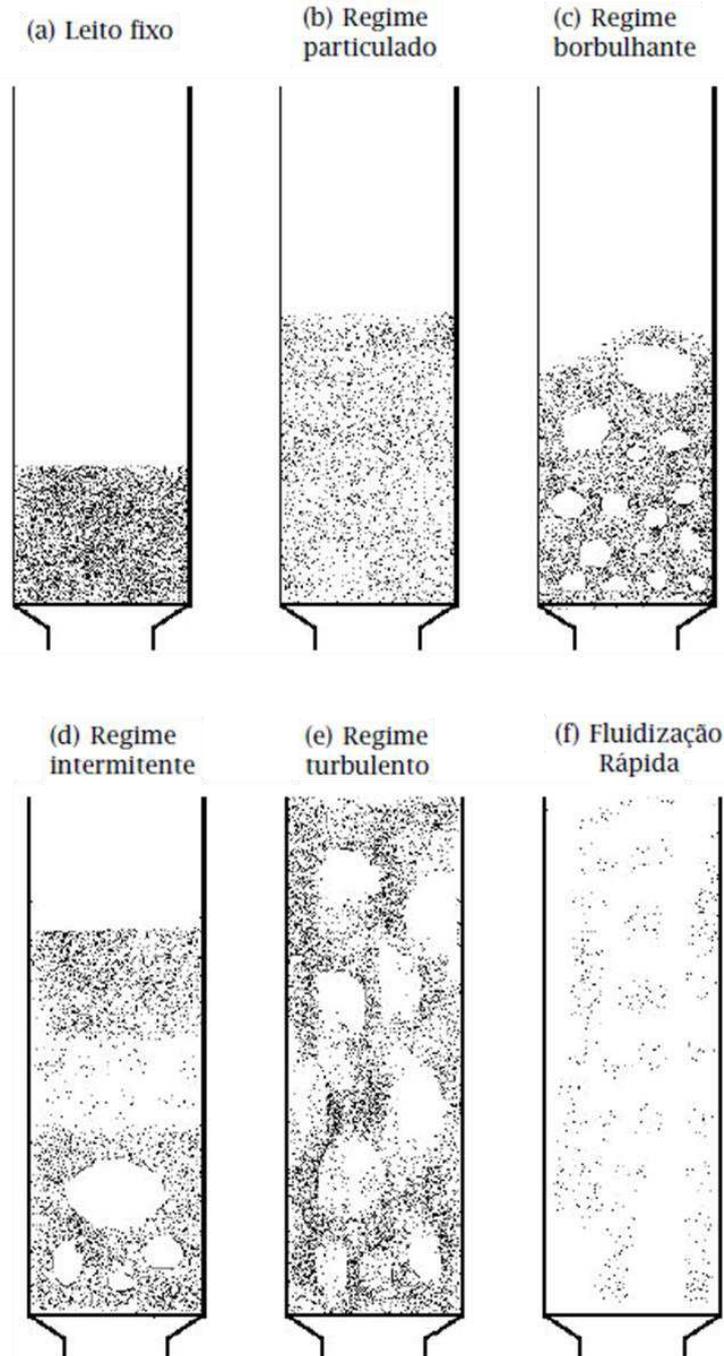
O fenômeno da fluidização é bastante complexo, podendo ser caracterizado pelo grau de influência do fluido sobre a fase sólida de um leito. Uma destas classificações foi feita por Kunii e Levenspiel (1991), que diferenciaram os seguintes regimes de fluidização para uma coluna, em que um fluido é injetado por um distribuidor sobre o qual está em repouso um leito de partículas sólidas. A Figura 1 mostra cada tipo de regime de acordo com a velocidade do fluido que passa pelas partículas através do leito.

Segundo Kunii e Levenspiel (1991), quando as partículas são relativamente pequenas e uma baixa vazão de gás ou líquido passa através dos espaços entre os sólidos, fazendo com que ainda permaneçam estacionárias, o regime é denominado leito fixo (Figura 1 (a)).

Uma característica do leito fixo, é que a velocidade superficial do gás é função linear crescente da perda de pressão através do leito, isso ocorre devido uma aglomeração de partículas causada no fundo da coluna principal.

Numa velocidade mais alta, todas as partículas estão suspensas pelo gás escoante. Neste ponto tem-se a transição entre regime fixo e fluidizado, onde as forças entre as partículas e o fluido contrabalançam o peso das partículas, a componente vertical das forças de compressão entre partículas adjacentes desaparece, e a queda de pressão através de qualquer seção do leito é igual ao peso do fluido e das partículas naquela seção. O leito é considerado recém fluidizado, e é referido como estando na mínima fluidização (RATTI, 2015).

Figura 1 – Regimes de escoamentos em leitos fluidizados.



Adaptado de Kunii e Levenspiel (1991).

O regime particulado, mostrado na Figura 1(b), é também chamado de homogêneo, devido à presença de uma velocidade ligeiramente superior à velocidade mínima de fluidização, onde não ocorre ainda a formação de bolhas, mantendo uma distribuição uniforme das partículas expandidas. Esta condição geralmente é conseguida somente sob condições especiais de partículas leves e finas com gases densos a altas pressões

Geralmente, em sistemas gás-sólido, com o aumento na velocidade do gás além da mínima fluidização, grandes instabilidades como borbulhamento são observadas. Sob altas taxas de escoamento, a agitação se torna mais violenta e o movimento dos sólidos se torna mais vigoroso. Adicionalmente, o leito não se expande muito além de seu volume na mínima fluidização. Este leito é chamado de leito fluidizado agregativo, leito fluidizado heterogêneo ou leito fluidizado borbulhante, tal como mostrado na Figura 1 (c).

Em sistema gás-sólido, bolhas de gás coalescem e crescem conforme elas sobem, e num leito suficientemente profundo elas podem ser tornar grandes o suficiente e se espalhar através do vaso. No caso de partículas finas, elas escoam para baixo ao redor de bolhas de gás ascendentes e próximas à parede. Para partículas mais grosseiras, a porção de leito acima da bolha é empurrada para cima, como em um pistão. A Figura 1 (d) exemplifica este regime de fluidização, chamado de fluidização intermitente.

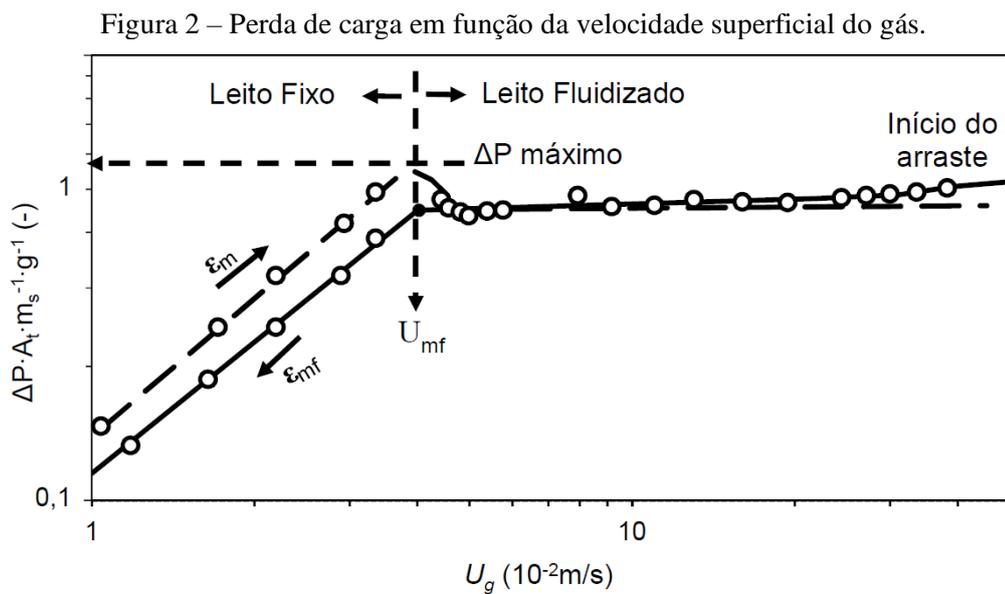
A fluidização turbulenta, mostrada na Figura 1 (e), se dá quando partículas finas são fluidizadas a velocidades suficientemente altas de gás, a velocidade terminal dos sólidos é excedida, a superfície superior do leito desaparece, o transporte se torna apreciável, e ao em vez de bolhas, se observa o movimento turbulento de clusters de sólidos e espaços sem partículas de vários tamanhos e formas.

Quando se tem um aumento na velocidade do gás, sólidos são carregados do leito com o gás. Neste caso tem-se um leito fluidizado disperso ou diluído com transporte pneumático dos sólidos (Figura 1 (f)) (RATTI, 2015; MARINI, 2008; KUNII E LEVENSPIEL, 1991)

2.1.2 PERDA DE CARGA NO LEITO

Em leito fixo, a perda de carga no leito aumenta com a velocidade e atinge seu máximo na velocidade mínima de fluidização, conforme mostra a Figura 2. Após atingir a velocidade mínima de fluidização, o escoamento gera um arrasto suficiente para manter as partículas suspensas e a perda de carga se aproxima do peso do leito, W ($M_S \cdot g$) dividido por sua área transversal (A_t). Um leito ideal teria a perda de carga normalizada igual a 1 durante a fluidização, porém, devido a efeito de parede, a perda de carga real é menor que 1.

A Figura 2 mostra o comportamento da perda de carga (da esquerda para direita) para regimes de escoamento de leito fixo e leito fluidizado borbulhante. A perda de carga em leito fixo é diferente dependendo do caminho tomado (fluidização ou defluidização), pois a fração de vazios é diferente se partindo de velocidade abaixo da mínima fluidização ou partindo de velocidade acima da mínima fluidização. Mesmo partindo de leito fluidizado, a fração de vazios pode ser diferente dependendo de quão rápido a velocidade diminui. Se a velocidade do gás é lentamente reduzida até chegar a leito fixo, a fração de vazios obtida pode ser considerada a fração de vazios na mínima fluidização (KUNII e LEVENSPIEL, 1991)



Fonte: Kesting (2016).

2.1.3 APLICAÇÕES DE LEITOS FLUIDIZADOS

Dentro da indústria química os leitos fluidizados vêm sendo utilizados desde o início do século XX, tendo sido principalmente utilizados na indústria de petróleo. Segundo Kunii e Levenspiel (1969), a primeira aplicação de leitos fluidizados em larga escala foi numa planta de gaseificação de pó de carvão em 1922. Com a utilização cada vez maior de petróleo e a demanda por tipos específicos de combustíveis, especialmente devido à guerra na Europa, houve grande interesse em processos que suprissem tais demandas.

Alguns processos que utilizavam leito fixo tornavam a produção em larga escala bastante cara, já que o catalisador utilizado tinha que ser regenerado, além de dificuldades em controlar a temperatura. Como uma extensão destes processos surgiu o Craqueamento

Catalítico Termofor (TCC), que utilizava dois leitos interligados, sendo um o reator e o outro o regenerador.

Em paralelo foi desenvolvido um sistema que consistia em um circuito completo de transporte pneumático, consistindo em leitos fluidizados e linhas de transporte, com a finalidade de craqueamento catalítico de querosene. O desenvolvimento desta tecnologia ficou conhecido como Craqueamento Catalítico (FCC). Alguns problemas tiveram que ser superados, como por exemplo, recuperação do catalisador, a aeração do leito e erosão das linhas de transporte. Assim foi construída a primeira unidade de FCC comercial em 1942 nos Estados Unidos.

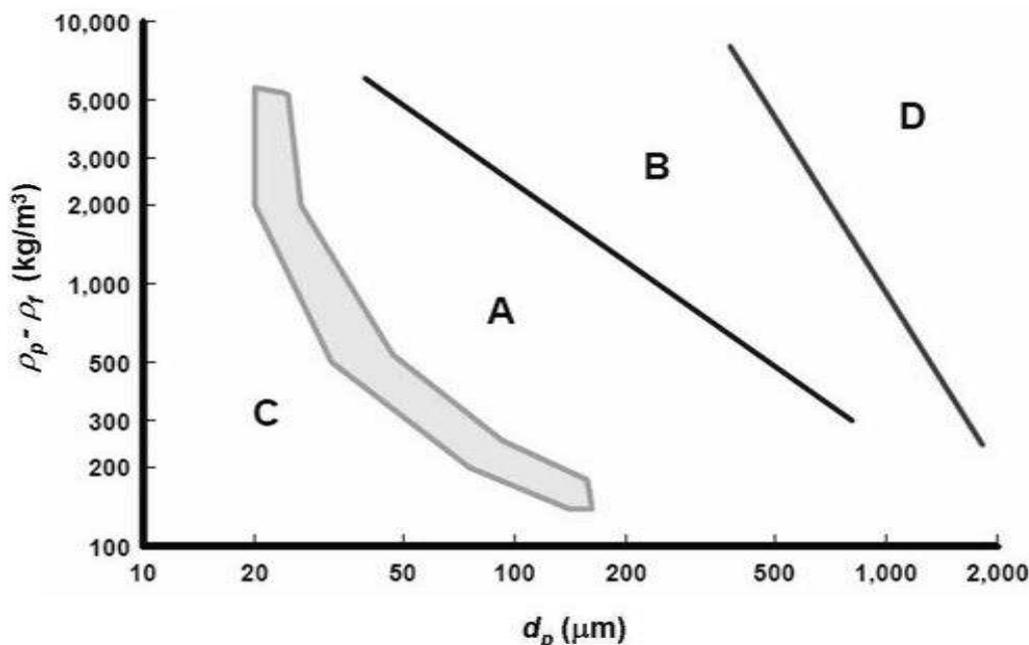
Na indústria alimentícia os leitos fluidizados participam dos sistemas de torrefação de café, congelamento e secagem de alimentos e ainda no recobrimento de doces e pastilhas e sistemas de microencapsulação.

A engenharia química já desenvolveu diversas aplicações para a fluidização, em especial no tocante aos reatores químicos e secadores. Há ainda algumas desvantagens que comprometem o bom desempenho da fluidização, como a ocorrência de erosão do equipamento em razão do frequente impacto dos sólidos e o consumo de energia devido à alta perda de carga requerendo, portanto, alta velocidade do fluido.

2.2 Classificação de Geldart do material particulado

Geldart (1986) propôs a classificação dos sólidos particulados de acordo com características morfológicas e de escoamento (ROSA 2010). Sua aproximação é simples, tem grande poder de generalização e é bastante útil. A divisão, que é retratada na Figura 3, expressa a diferença entre as massas específicas da fase sólida e da fase fluida pelo diâmetro médio das partículas, sugerindo quatro tipos de comportamento de partículas.

Figura 3 – Diagrama de Geldart para classificação de partículas.



Fonte: Reproduzido de Hoddap (2009).

Das mais finas às mais grossas, elas são classificadas como segue:

- Grupo C – Partículas entre 0 e 30 μm . São coesas e difíceis de fluidizar, pois as forças interpartículas (Van der Waals) são maiores que aquelas que o fluido pode exercer sobre elas, de modo que a fluidização geralmente ocorre em blocos de partículas. Há a ocorrência de caminhos preferenciais ou canalização do fluxo quando baixas velocidades de gás são empregadas. A mistura das partículas e, portanto, também a transferência de calor entre elas e o fluido é muito menor que nos outros grupos. Usualmente pode-se trabalhar com este grupo com o auxílio de agitadores mecânicos. Entre este grupo e o grupo A existe uma região de difícil distinção, sendo também denominada de região de transição;
- Grupo A – Uma quantidade considerável de pesquisa tem sido devotada para este grupo, principalmente porque a maior parte dos reatores catalíticos de leito fluidizado usa partículas deste grupo. Fazem parte deste grupo partículas que tem pequeno tamanho (30 e 100 μm) e/ou baixa densidade. Nos sólidos deste grupo as forças entre as partículas estão presentes. Estes sólidos fluidizam facilmente, com fluidização particulada a baixas velocidades do gás e borbulhamento controlado com pequenas bolhas a velocidades de gás mais altas. Quando estes sólidos são fluidizados, o leito expande consideravelmente antes das bolhas aparecerem, isto é, não são formadas bolhas

imediatamente após excedida a velocidade de mínima fluidização. Outra característica é que quando o suprimento de gás é cortado, o leito colapsa, ou defluidiza, lentamente;

- Grupo B – Partículas entre 100 e 1000 μm . Neste grupo o borbulhamento do leito ocorre logo após a for superada. As bolhas formadas tendem a subir mais rapidamente que o gás, o que causa uma forte tendência à coalescência das bolhas. A expansão do leito é pequena e quando a alimentação é cortada, o leito se desfaz rapidamente. Exemplos de partículas deste grupo são o sal de cozinha, o polietileno e a areia;
- Grupo D – Partículas grandes ($>1000 \mu\text{m}$) e/ou densas. Leitos muito profundos destes sólidos são muito difíceis de fluidizar. Se comportam erráticamente, produzindo grandes bolhas e ou severa canalização, ou até mesmo comportamento de jorro se a distribuição do gás é irregular. Grandes quantidades de gás são necessárias para fluidizar estes sólidos.

CAPÍTULO III

3.0 ESCOAMENTO MULTIFÁSICO

Quando dois ou mais fluidos com propriedades diferentes e imiscíveis, escoam simultaneamente através de uma tubulação, por exemplo, constitui-se o chamado escoamento multifásico. Aqui, fase está relacionada com o número de interfaces presentes no escoamento multifásico e não com estado da matéria (HELOUI, 2008).

A diferença das velocidades entre as fases e sua geometria influenciam o comportamento do escoamento e são a base para a classificação do padrão de escoamento. Para a determinação do padrão de escoamento, deve-se analisar as propriedades físicas dos fluídos, como densidade, viscosidade, tensão superficial, entre outras (LEAL, 2006).

Considerando a restrição mínima para se definir um escoamento multifásico disperso, isto é, a presença de duas fases, pode-se encontrar basicamente quatro tipos de combinação de fases:

- Escoamentos líquido-líquido;
- Escoamentos líquido-gás;
- Escoamentos gás-sólido;
- Escoamento líquido-sólido.

Diferentes formulações matemáticas e modelagens numéricas podem ser utilizadas para representar o acoplamento das fases fluida e sólida. A caracterização dos padrões de escoamento do problema físico é essencial para a escolha da abordagem e do modelo, para a correta representação do escoamento particulado. Outro detalhe importante depende das características do regime da fase contínua do escoamento, que influencia a velocidade relativa entre as fases, assim como a concentração de sólidos no domínio, resultando em modelagens específicas para o efeito de cada padrão de escoamento encontrado (LAI, 2013).

Existem duas abordagens que podem ser empregadas na resolução dos cálculos para a simulação de escoamentos multifásicos, a abordagem Euleriana-Euleriana e a abordagem Euleriana-Lagrangeana.

A abordagem Euleriana-Euleriana caracteriza-se pela aplicação da aproximação de dois fluidos (TFM – *Two Fluid Model*) que trata ambas as fases, fluida e sólida, como fases contínuas e interpenetrantes. Os comportamentos das fases são resolvidos com auxílio das equações de conservação do movimento e de massa. A depender do caso a ser simulado, são utilizadas equações constitutivas, a exemplo das equações da teoria cinética granular empregadas para escoamento granular que ocorrem em sistemas como o leito fluidizado.

A abordagem Euleriana-Lagrangeana trata a fase fluida como contínua pela resolução das equações de Navier-Stokes, enquanto que as partículas são tratadas como fase dispersa, constituída de partículas discretas cujo comportamento de cada uma é modelado individualmente. A abordagem Euleriana-Lagrangeana caracteriza-se, então, pela aplicação do método de elementos discretos (DEM – *Discrete Element Method*), o que demanda um elevado esforço computacional e crescente na medida em que o número de partículas sólidas aumenta (BONFIM, 2018).

3.1 Modelo para o escoamento particulado

Este trabalho adota uma combinação dos modelos *Dense Discrete Phase Model* (DDPM) e *Discrete Element Method* (DEM), disponíveis no programa Ansys Fluent®. O modelo DDPM é responsável pela solução acoplada das equações da fase fluida e das partículas. Em conjunto com o modelo DDPM, o modelo DEM é ativado para representar as colisões das partículas. Esta combinação resulta em um modelo denominado DDPM-DEM (LAI, 2013).

3.1.1 MODELO DE FASE DISCRETA – DPM

O modelo que representa o escoamento líquido-sólido, através de uma abordagem Euler-Lagrange, no programa Ansys Fluent® é o Modelo de Fase Discreta DPM (*Discrete Phase Model*). Na formulação padrão do modelo DPM é feita uma consideração em relação à fração volumétrica da fase discreta das partículas, que deve ser suficientemente pequena em comparação com a fração volumétrica da fase contínua ($\epsilon_p < 10\%$), de modo que a influência desta fração volumétrica seja negligenciada no equacionamento da fase contínua. A forma geral das equações do modelo DPM para a conservação de massa e quantidade de movimento (FLUENT, 2012), para a fase contínua, é expressa, respectivamente, por:

$$\frac{\partial \rho_\beta}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_\beta \mathbf{u}_\beta) = S_\beta \quad (3.1)$$

$$\frac{D \rho_\beta \mathbf{u}_\beta}{Dt} = -\nabla p_\beta + \nabla \cdot (\mu_\beta \nabla \cdot \mathbf{u}_\beta) + \rho_\beta \mathbf{g} + \mathbf{F}_{DPM} + \sum \mathbf{F}_\beta \quad (3.2)$$

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

A fase discreta tem sua trajetória calculada com base na segunda lei de Newton, através da solução de um conjunto de equações diferenciais ordinárias, representadas pelas equações (3.3) e (3.4). O cálculo é feito através do balanço de forças que atuam sobre a partícula em relação à própria inércia da partícula. Através da integração ao longo de cada passo de tempo da fase discreta é possível determinar a velocidade e posição da partícula. A integração da Equação (3.3), ao longo do tempo, fornece a velocidade da partícula para cada ponto ao longo da trajetória calculada pela Equação (3.4). No modelo DPM, o conjunto de equações para o movimento e posição da fase discreta é expresso, respectivamente, por:

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{u}_p \quad (3.3)$$

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \frac{3}{4} \frac{m_p \mu_\beta}{\rho_p d_p^2} C_D Re_p (\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p) + m_p \frac{\rho_p - \rho_\beta}{\rho_p} \mathbf{g} + \sum \mathbf{F}_p \quad (3.4)$$

O primeiro termo do lado direito da Equação (3.4) representa a força de arrasto, em função do Re_p . O segundo termo engloba a força de empuxo em conjunto com a força da gravidade. O último termo da equação, $\sum \mathbf{F}_p$, expressa o somatório das demais forças que podem ser incorporadas no modelo DPM (LAI, 2013). As forças que atuam sobre a partícula, disponíveis no modelo proposto neste estudo, são descritas em detalhes na subseção 3.1.2.

Diferentes métodos de discretização podem ser utilizados na solução do conjunto formado pelas equações diferenciais ordinárias (3.3) e (3.4). O uso do modelo de colisão DEM (seção 3.2) restringe os métodos de solução deste sistema, sendo o esquema implícito de discretização o mais indicado para o cálculo (FLUENT, 2012). Desta forma, a Equação (3.4) pode ser reescrita em função da aceleração da partícula \mathbf{a}_p , expressa, de forma geral, por:

$$\mathbf{a}_p = \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \frac{\mathbf{u}_\beta - \mathbf{u}_p}{\tau_D} + \sum \mathbf{a}_{sp} \quad (3.5)$$

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

Discretizando a Equação (3.3), através do método de Euler implícito para a velocidade da partícula, tem-se a expressão:

$$\mathbf{u}_p^{n+1} = \frac{\mathbf{u}_p^n + (\mathbf{a}_{sp} + \mathbf{u}_\beta^n / \tau_D) \Delta t}{1 + \Delta t / \tau_D} \quad (3.6)$$

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

Para a discretização da Equação (3.3), o método de discretização trapezoidal implícito ou método de Crank-Nicholson (VERSTEEG e MALALASEKERA, 1995), pode ser aplicado, fornecendo a Equação (3.7), expressa por:

$$\mathbf{x}_p^{n+1} = \mathbf{x}_p^n + \frac{1}{2} \Delta t (\mathbf{u}_p^n + \mathbf{u}_p^{n+1}) \quad (3.7)$$

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

É possível observar que na Equação (3.6) o cálculo da velocidade da partícula é feito através da velocidade do fluido no passo de tempo anterior. As demais acelerações, dadas pelo termo \mathbf{a}_{sp} na Equação (3.5), são calculadas de forma explícita e são utilizadas tanto no cálculo da velocidade da partícula quanto no termo de acoplamento F_{DPM} , Equação (3.2).

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

Para a abordagem desacoplada (ou acoplamento de uma-via) a fase discreta não tem influência sobre a fase contínua. Por outro lado, a fase contínua sempre exerce influência na fase discreta. Na abordagem acoplada (ou acoplamento de duas-vias) as duas fases (contínua e discreta) apresentam influência uma sobre a outra. O cálculo das equações de cada fase pode

ser feito de forma alternada até a obtenção de convergência para a solução acoplada. Detalhes sobre a solução acoplada das fases são descritos na seção 3.4.

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

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

Outra restrição encontrada no modelo DPM é em relação à geometria das partículas, representadas de forma pontual, o que inviabiliza as interações de colisões entre as partículas. Esta limitação é superada com a utilização do modelo DEM, que considera as partículas como esferas maciças com um determinado diâmetro. Desta forma, o modelo representa as colisões através do cálculo das forças de repulsão em função das deformações das partículas (LIMA, 2016).

3.1.2 MODELO DA FASE DISCRETA DENSA - DDPM

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

$$\frac{\partial \varepsilon_\beta \rho_\beta}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta) = \sum (\dot{m}_{\beta p} - \dot{m}_{p\beta}) \quad (3.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{D\varepsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta}{Dt} = & -\varepsilon_\beta \nabla \mathbf{p}_\beta + \nabla \cdot (\varepsilon_\beta \mu_\beta \nabla \cdot \mathbf{u}_\beta) + \varepsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{g} + \\ & + \sum [\kappa_{p\beta} (\mathbf{u}_p - \mathbf{u}_\beta) + \dot{m}_{\beta p} \mathbf{u}_{\beta p} - \dot{m}_{p\beta} \mathbf{u}_{p\beta}] + \mathbf{F}_{DPM} + \mathbf{S}_{DPM} \end{aligned} \quad (3.9)$$

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

Uma determinada fase pode ter sua fração volumétrica obtida de diferentes formas. Para o modelo DDPM, a fração volumétrica ε_α é determinada de forma implícita através da discretização da Equação (3.8), verificando a restrição:

$$\sum_{\alpha=1}^{fases} \varepsilon_\alpha = 1 \quad (3.10)$$

A condição de uma fração volumétrica da fase discreta sobre a fase contínua faz com que haja deslocamento do fluido, em um volume de controle, devido a passagem de partículas. Caso não exista transferência de massa da partícula para o fluido, o termo \mathbf{S}_{DPM} é incorporado à Equação (3.9), para representar a troca de massa entre as fases em um volume de controle, expresso por:

$$\mathbf{S}_{DPM} = - \sum_{particulas} \frac{(\dot{m}_p \mathbf{u}_p)_{sai} - (\dot{m}_p \mathbf{u}_p)_{ent}}{\Delta t} \quad (3.11)$$

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

$$\mathbf{F}_{DPM} = \sum_{particulas} (\kappa_{D\beta}(\mathbf{u}_p - \mathbf{u}_\beta) + \sum \mathbf{F}_{p\beta}) \dot{m}_p \Delta t \quad (3.12)$$

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

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

$$\kappa_{D\beta} = \frac{\varepsilon_p \rho_p f(C_D, Re_p)}{\tau_p} \quad (3.13)$$

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

$$f(C_D, Re_p) = \frac{C_D Re_p}{24} \quad (3.14)$$

Tendo em vista as equações diferenciais ordinárias (3.3) e (

4), para a trajetória da fase discreta das partículas no plano referencial lagrangeano, é possível reescrever as expressões em função das demais forças, disponíveis no modelo DDPM, que influenciam a aceleração das partículas, de acordo com a Equação (3.15). A Tabela 1 resume as expressões para cada uma destas forças.

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \mathbf{F}_{ge,s} + \mathbf{F}_{d,s} + \mathbf{F}_{vm,s} + \mathbf{F}_{pg,s} + \mathbf{F}_{lf,s} + \mathbf{F}_{DEM} \quad (3.15)$$

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{u}_p \quad (3.16)$$

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

Considerado como uma constante para o modelo DDPM, o coeficiente de massa virtual, C_{vm} , pode ser expresso em função de diferentes parâmetros da partícula e do fluido (LIMA, 2016).

Tabela 1 – Expressões para as forças que atuam sobre as partículas.

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

Fonte: Lima (2016).

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

Consideradas através do modelo DEM, as forças de colisões, F_{DEM} , podem ser divididas, basicamente, em função de dois parâmetros: uma força de repulsão devido à deformação da partícula $F_{n,c}$, que depende da constante de rigidez do material, e uma força de atrito tangencial $F_{t,c}$, que depende principalmente da velocidade relativa entre a partícula e o meio fluido. Estas forças são discutidas na seção 3.2. Na seção 3.3 é apresentado o resumo das equações do modelo DDPM-DEM.

3.2 Método do Elemento Discreto – DEM

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

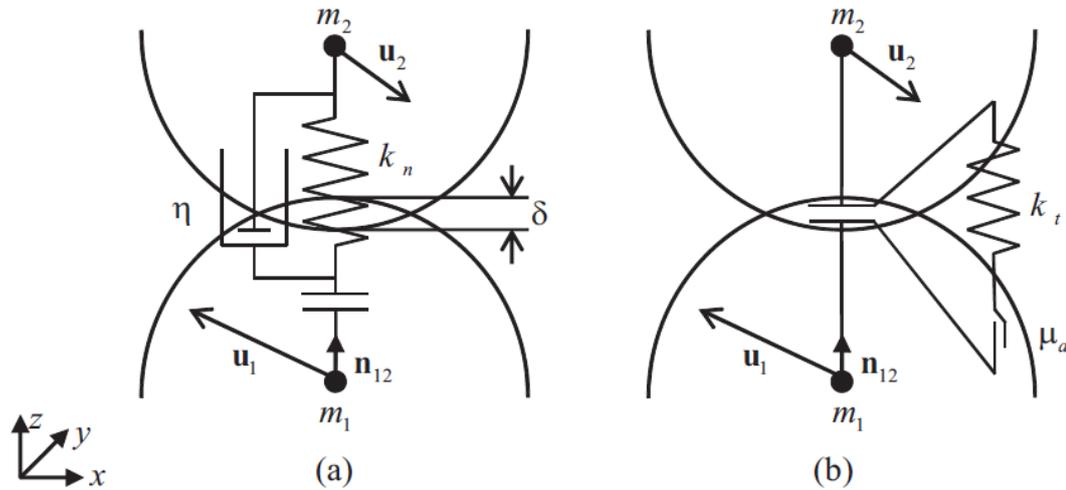
A implementação do modelo é feita graças ao trabalho fundamental de Cundall e Strack (1979), no qual consideram-se as forças de colisões através das deformações entre partículas ou entre partículas e contornos de objetos. Este modelo é também denominado como *Soft Sphere Approach* (abordagem de esferas amortecidas), no qual as forças de contato são determinadas através de pequenas sobreposições dos objetos em contato. A sobreposição dos objetos pode ser considerada, em termos práticos, como as deformações das superfícies dos materiais quando ocorre um impacto (LIMA, 2016).

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

- 1) Modelo linear de contato normal: mola;
- 2) Modelo de contato amortecido: mola-amortecedor;
- 3) Modelo de contato tangencial: atrito.

Uma representação esquemática da forma de contato entre duas partículas é apresentada na Figura 5. As massas m_1 e m_2 , bem como as velocidades u_1 e u_2 são relativas às partículas 1 e 2, respectivamente. Na Figura 4 são considerados os parâmetros envolvidos em cada modelo de colisão.

Figura 4 – Representação esquemática: (a) contato normal amortecido devido a deformação linear; (b) contato com deslocamento tangencial devido ao atrito.



Fonte: Fluent (2012).

Os principais parâmetros relacionados ao modelo de colisão mola-amortecedor, os quais estão associados à força normal de repulsão das partículas, estão apresentados na Figura 4 (a), sendo n_{12} o vetor unitário na direção normal do contato entre as partículas 1 e 2, δ a sobreposição (*overlap*) dos diâmetros na direção normal do contato, k_n a constante de rigidez na direção normal e k_t a constante de amortecimento do contato na direção tangencial. Na Figura 4 (b) são apresentados os parâmetros relacionados ao modelo de contato por atrito, os quais implicam numa força tangencial interna de deslocamento entre as partículas, sendo μ_a o coeficiente de atrito e k_t a parcela tangencial da constante de rigidez k_n , proveniente da força normal de contato (LAI, 2013).

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

$$k_n = k = \frac{\pi |\mathbf{u}_{12}|^2 D_p \rho_p}{3\sigma_\delta^2} \quad (3.17)$$

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

$$\mathbf{u}_{12} = \mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1 \quad (3.18)$$

O valor da constante de rigidez k , Equação (3.17), deve ser estimado de forma a satisfazer uma determinada configuração de colisão restritiva, que considera o maior diâmetro e maior velocidade relativa entre duas partículas colidindo. Para tanto, o valor de k deve ser alto o suficiente para que exista uma máxima sobreposição, que deve ser suficientemente pequena em comparação com o diâmetro da partícula.

3.3 Síntese das equações do modelo DDPM-DEM

Levando-se em conta as forças e termos fontes que atuam na fase contínua, assim como os termos de acoplamento da fase discreta, pode-se reescrever as equações (3.8) e (3.9), para a conservação da massa e quantidade de movimento da fase contínua (fluido), respectivamente, por:

$$\frac{\partial \epsilon_\beta \rho_\beta}{\partial t} + \nabla \cdot (\epsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta) = 0 \quad (3.19)$$

$$\begin{aligned} \frac{D\epsilon_\beta \rho_\beta \mathbf{u}_\beta}{Dt} = & -\epsilon_\beta \nabla p_\beta + \nabla \cdot [\epsilon_\beta \mu_\beta \nabla \cdot \mathbf{u}_\beta] + \epsilon_\beta \rho_f \mathbf{g} + \\ & + \sum_{particulas} \left[K_{D\beta} (\mathbf{u}_p - \mathbf{u}_\beta) + \frac{\mathbf{F}_{vm,s} + \mathbf{F}_{lf,s}}{m_p} \right] \dot{m}_p \Delta t - \\ & - \sum_{particulas} \left[\frac{(\dot{m}_p \mathbf{u}_p)_{sai} - (\dot{m}_p \mathbf{u}_p)_{ent}}{\Delta t} \right] \end{aligned} \quad (3.20)$$

Considerando as acelerações devido as forças que atuam sobre as partículas, pode-se reescrever o conjunto de equações (3.16) e (3.15), para o cálculo da velocidade e posição das partículas, respectivamente, por:

$$\frac{d\mathbf{x}_p}{dt} = \mathbf{u}_p \quad (3.21)$$

$$m_p \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = \mathbf{F}_{ge,s} + \mathbf{F}_{d,s} + \mathbf{F}_{vm,s} + \mathbf{F}_{pg,s} + \mathbf{F}_{lf,s} + \mathbf{F}_{DEM} \quad (3.22)$$

O conjunto das equações (3.21) e (3.22), para o transporte da partícula, é resolvido pelo método implícito de Euler, apresentado no conjunto das equações (3.6) e (3.7).

Para a solução das equações (3.19) e (3.20), da fase contínua do fluido acoplada com a fase discreta das partículas, é utilizado o algoritmo PC-SIMPLE (*Phase Coupled Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations*), disponível no programa Ansys Fluent®.

3.4 Solução acoplada do modelo DDPM-DEM

O método dos volumes finitos (PATANKAR, 1980) envolve a discretização das equações para o fluido e é utilizado na solução numérica do problema. Um algoritmo preditor-corretor chamado PC-SIMPLE realiza o acoplamento pressão-velocidade, sendo considerado uma extensão do algoritmo SIMPLE, proposto por Patankar e Spalding (1972). O algoritmo se baseia na correção da pressão de forma segregada, assim como apresentado por Chorin (1968). Mais detalhes a respeito do método de solução são apresentados nos trabalhos anteriormente descritos (LAI, 2013).

CAPÍTULO IV

4.0 ESTADO DA ARTE

O leito fluidizado tem sido objeto de pesquisa desde o seu surgimento, em muitos países. Suas aplicações envolvem diversas áreas e como exemplo de aplicações industriais pode-se citar a secagem de materiais granulares (produtos agrícolas e materiais poliméricos), a secagem de suspensões e soluções, o recobrimento, entre outros.

Armstrong *et al.* (2010) desenvolveram um estudo sobre a modelagem do processo de transferência de calor em leito fluidizado borbulhante usando KTGF. Os coeficientes de transferência de calor obtidos via CFD foram comparados com dados obtidos via experimentos para dois modelos de força de arraste: Gidaspow e Syamlal O'Brien. O equipamento experimental foi baseado no equipamento utilizado por Patil *et al.* (2006), com dimensões: 0,292 m para o diâmetro, 1,0 para a altura e 0,015 m para a espessura da parede do leito. A parede direita foi aquecida a uma temperatura constante de 333 K enquanto que o restante do leito foi colocado à 288 K. Um jato pulsante foi posicionado próximo a parede e introduziu o ar na velocidade de 5,00, 7,00 e 10,00 m.s⁻¹, enquanto o resto da entrada foi alimentado continuamente com ar a uma velocidade mínima para promover a fluidização. O jato foi continuamente soprado com um pulso de duração 0,25 s em um intervalo de tempo 0,25 s. As partículas granulares de vidro tinham diâmetros de 280 µm (caso 1) e de 460 µm (caso 2), a massa específica variou de 2600 a 2660 kg.m⁻³, a altura inicial do leito foi de 0,35 m ao longo da parede. O coeficiente de transferência de calor obtido com o modelo de Syamlal-O'Brien mostrou mais flutuações locais que o modelo de Gidaspow. Com a extensão da simulação por longos períodos de tempo foi possível observar que ocorre uma distribuição periódica após os 2,00 s e o coeficiente de transferência de calor local reduz gradativamente. Como resultados os autores observaram que o movimento da bolha subindo ao longo da parede apresentou movimentos similares em ambos os modelos. As regiões ocupadas por partículas têm taxas de transferência de calor mais efetivas quando comparadas com as regiões vazias.

O perfil de comportamento da fase bolha no leito fluidizado é destaque no trabalho de Lau *et al.* (2013). Desenvolveram a investigação da simulação em grandes escalas com o método de elementos discretos (LES-DEM). A simulação para o leito fluidizado foi realizada em 3D. Primeiramente abordaram a hidrodinâmica do escoamento gás-sólido, por meio da

fluidodinâmica computacional combinado com o DEM, onde foi estudado o mecanismo de transporte dos sólidos no leito. Através da análise dos resultados obtidos nas simulações verificou-se que o fluxo ascendente é localizado principalmente na região central do leito. O movimento caótico da fase sólida é principalmente afetado pela bolha, estas que por sua vez se distribuem de modo uniforme na região próxima a entrada antes de ascender à parte superior do leito. A fase fluida principalmente a próxima da região central do leito é fortemente afetada pela coalescência e interação entre as bolhas que sobem ao topo. Os movimentos laterais dos sólidos principalmente encontrados na região superior e próximo a região de alimentação do leito, são induzidos pelos efeitos de erupção e transporte da bolha, respectivamente.

Tagliaferri *et al.* (2013) simularam um leito fluidizado com mistura de sólidos binária isotérmica, utilizando-se o código comercial *Ansys Fluent* 12.0, focando na importância do coeficiente de restituição e nos métodos de discretização espacial. O leito foi composto por uma mistura de areia de diferentes tamanhos (com massa específica constante). Foram empregados dois métodos de discretização espacial: primeira ordem Upwind (FUS) e segunda ordem Upwind (SUS). Resultados satisfatórios foram obtidos pelo SUS na previsão da fração de bolhas e taxa de mistura sólido. O método previu totalmente a transição quando o sistema se tornou fluidizado. O coeficiente de restituição não afetou de forma significativa os resultados das simulações.

Farzaneh *et al.* (2014) avaliaram o modelo para o tensor tensão na simulação de leito fluidizado borbulhante, o trabalho foi realizado combinando as abordagens Euleriana-Euleriana e a Euleriana-Lagrangiana, em uma técnica de rastreamento combinada que foi chamada pelos autores de Eurlian-Eurlian-Lagrange, a técnica de varredura baseia-se na equação de movimento das partículas de combustível considerando, para isso, a força de arraste exercida pelas fases gasosa e sólida, também foi considerada a massa específica das partículas de combustível, o empuxo e a força mássica exercida pela mistura de gás e sólidos inertes (tratados como uma fase contínua interpenetrante). Observaram que os padrões experimentais complexos dificilmente são bem representados pelos modelos para a viscosidade friccional comumente usados, como o de Schaeffer e colaboradores (S) ou o Sriratava e Sundaresan (SS), já que a subestimação do tensor tensão conduz a erros no escoamento, no entanto, o uso do modelo proposto por Jop, Forterre e Pouliquen (2006) descrito como JFP, levou a melhores resultados para o movimento das partículas de combustível no leito. Nos três modelos aplicados (S, SS e JFP) observou-se que o comportamento do movimento global circulatório das partículas inertes foi mantido. Os padrões de movimento obtidos usando o modelo SS e o

modelo JFP, foram semelhantes, apesar da magnitude da velocidade das partículas nas regiões ascendentes e descendentes terem sido diferentes.

Farzaneh *et al.* (2014) continuando os estudos sobre o modelo tensor de tensão, concluíram que o modelo que considera o material granular como um fluido viscoplástico, ideia concebida por Jop, Forterre e Pouliquen (2006), resulta em perfis de comportamento mais próximos dos resultados experimentais, quando comparado com outros modelos de tensor tensão (FARZANEH *et al.*, 2014). A não igualdade aos resultados experimentais é devida aos movimentos vigorosos da fase borbulhante no leito fluidizado. A fase sólida sofre um movimento de elevada energia, assim genéricas bolhas são geradas randomicamente na base do leito de uma maneira contínua (LAU *et al.*, 2014), o método de otimizar a conversão de biomassa em gás passa pelo conhecimento das condições de operação do leito fluidizado, tal qual como a velocidade mínima de fluidização e o perfil de deslocamento da partícula que irá ser convertida no leito.

CAPÍTULO V

5.0 METODOLOGIA

O presente trabalho, foi desenvolvido na Universidade Federal de Campina Grande/Centro de Ciências e Tecnologia/Departamentos: de Engenharia Química/Laboratório de Pesquisa em Fluidodinâmica e Imagem (LPFI) e de Engenharia Mecânica/Laboratório Computacional de Térmica e Fluidos (LCTF).

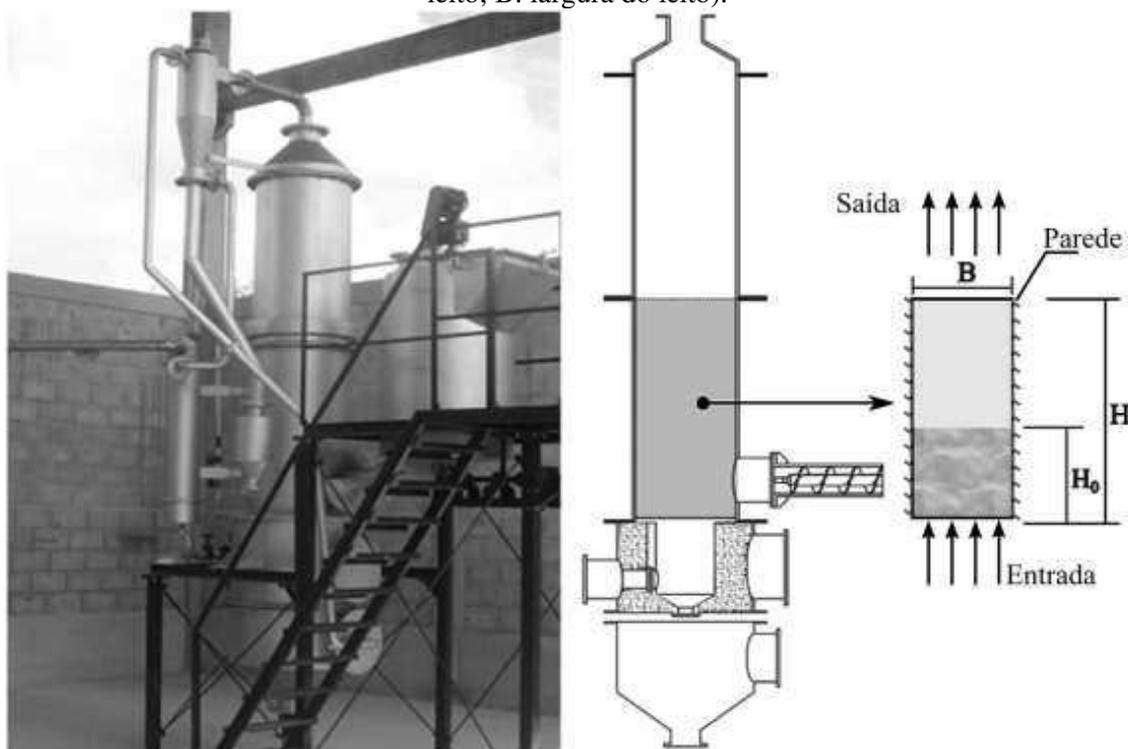
O caso base para comparação e verificação é o apresentado por Azhar e Stopford (2012), que também foi simulado através do acoplamento DDPM-DEM do *Ansys Fluent*[®].

As simulações foram realizadas em um computador Samsung, processador Intel Core i7 1.9 GHz, 8GB RAM e HD de 1TB. Para a obtenção da simulação numérica foi utilizado o *software Ansys Fluent*[®] 15.0.

5.1 Domínio físico

O domínio de estudo consiste de um leito fluidizado, de base quadrada, equipado com uma seção de entrada e uma sessão de saída (Figura 5). Esse tipo de geometria vem sendo adotada por diversos autores (KUIPERS et al., 1992; ARMSTRONG et al., 2010; HERZOG et al., 2012, SANT'ANNA, 2015) para a realização do estudo fluidodinâmico do equipamento.

Figura 5 – Fotografia e esboço conceitual do leito fluidizado (H: altura do leito; H_0 : altura inicial do leito; B: largura do leito).

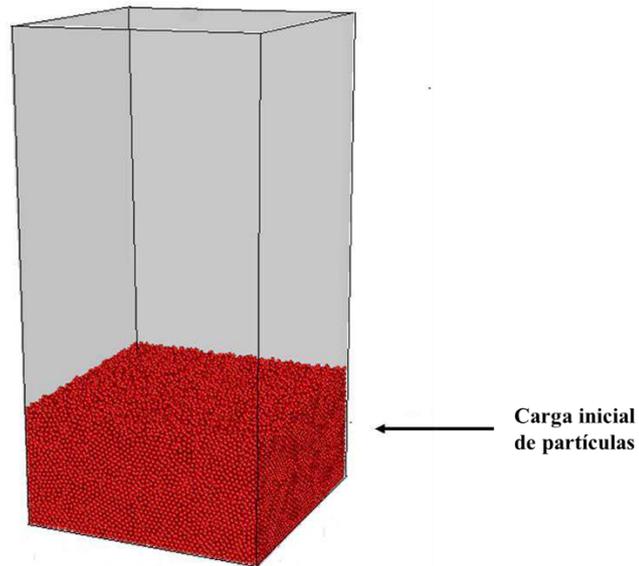


Fonte: Sant'Anna (2015).

Essa seção trata a simulação numérica para o problema de leito fluidizado, que consiste no escoamento de fluido, na direção (vertical do domínio) oposta à aceleração da gravidade, através de um leito de partículas inicialmente em repouso (Figura 6).

A verificação, para o problema de leito fluidizado, é realizada através da comparação entre os resultados do presente trabalho e os publicados por Azhar e Stopford (2012). Este problema consiste na imposição de uma velocidade superficial de fluido, considerado como ar para esta verificação, na superfície inferior do domínio, que possui uma região inicialmente ocupada por partículas em repouso.

Figura 6 – Esquema da descrição do problema.

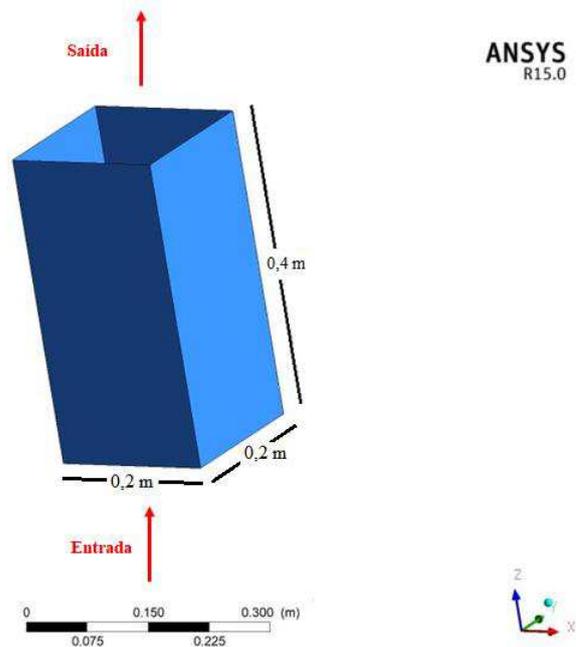


Fonte: Adaptado de Azhar e Stopford (2012).

O domínio de estudo consiste de um leito fluidizado retangular com uma seção de entrada e uma seção de saída.

A geometria adotada para o estudo numérico é formada por um domínio simplificado e tridimensional, como ilustrado na Figura 7. Os fluidos entram pela parte inferior e a saída de fluidos se localiza na parte superior do leito.

Figura 7 – Geometria criada para representar o domínio físico de estudo.

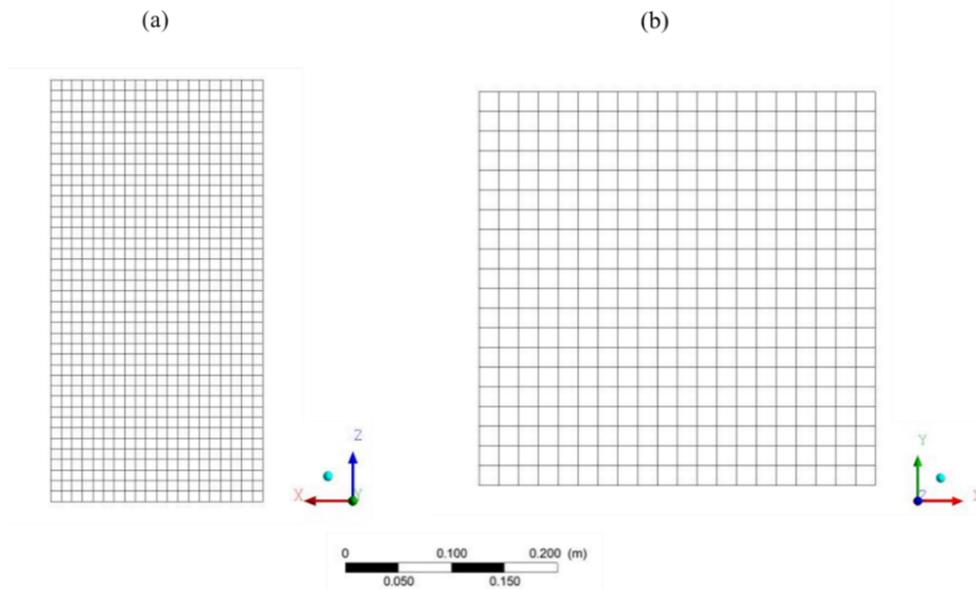


Fonte: Autoria própria.

5.2 Malha numérica

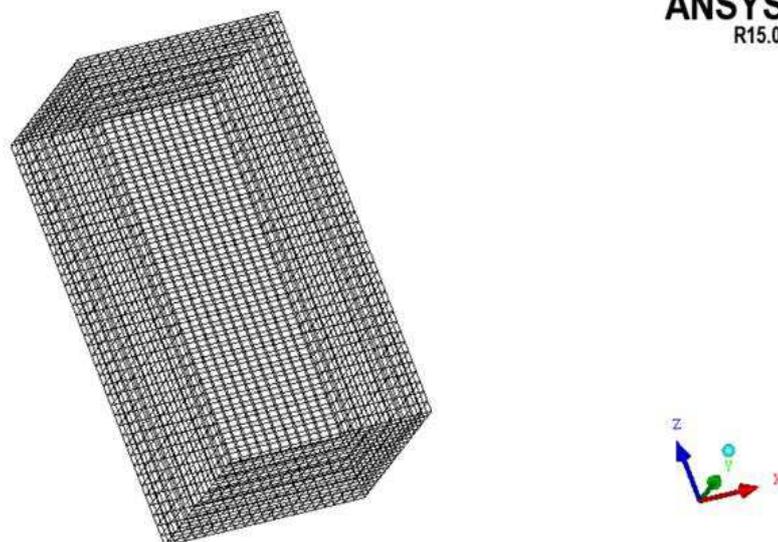
A malha utilizada foi gerada com base nas recomendações de Azhar e Stopford (2012), afirmam que o tamanho do elemento da malha deve ter o comprimento de aproximadamente 3-4 vezes o diâmetro da partícula. Logo, a malha numérica que está representada nas Figura 8 e Figura 9, possui 18.081 nós e 16.000 elementos hexaédricos.

Figura 8 – Representação da malha: (a) visão do plano XZ e (b) visão do plano XY.



Fonte: Autoria própria.

Figura 9 – Representação da malha nas três dimensões.



Fonte: Autoria própria.

5.3 Modelo matemático

Com base na abordagem Euleriana-Lagrangiana e nas características particulares de um escoamento gás-partícula, na modelagem do leito fluidizado foram adotadas as seguintes considerações:

- Regime transiente;
- Escoamento não isotérmico e multifásico, composto por uma fase contínua (gás) e uma discreta (partículas esféricas);
- O ar foi considerado um fluido incompressível;
- O efeito da gravidade é levado em consideração;
- As superfícies foram consideradas sem rugosidade.
- Transporte de quantidade de movimento tridimensional (x , y e z), com as seguintes contribuições para cada uma das fases envolvidas: taxa de acúmulo de quantidade de movimento por mecanismo convectivo, gradiente de pressão no escoamento, transferência de quantidade de movimento pelo mecanismo molecular, força de campo gravitacional, transferência de momento entre as fases.

As equações governantes da fase gasosa representada pelo modelo euleriano e as equações governantes da fase discreta, para ambos os casos, encontram-se na Seção 3.1. deste trabalho.

5.4 Condições iniciais e de contorno

Para se realizar as simulações numéricas de um determinado caso aplicado o modelo DDPM e DEM faz-se necessário definir uma condição inicial para altura do leito de partículas no domínio de estudo usando o Ansys Fluent[®]. Esta etapa é realizada a partir da injeção de partículas usando o comando *write injection* (escrever injeção) em um arquivo específico que o aplicativo faz a leitura no momento propício (*injection file*), o qual inclui posições iniciais e informações relativas para a modelagem da injeção.

O arquivo para uma injeção deve ter o seguinte formato:

((x y z u v w diâmetro temperatura fluxo-mássico) nome da injeção)

Onde:

x, y, z indicam a posição no espaço referente ao domínio de estudo;

u, v, w a velocidade da partícula nas três dimensões;

diâmetro é o diâmetro da partícula;

temperatura é a temperatura da partícula;

fluxo mássico corresponde a vazão mássica;

nome da injeção corresponde a uma denominação do arquivo de injeção das partículas no domínio de estudo, sendo este, opcional.

Com todos os parâmetros em unidades SI. Sendo todos os parênteses obrigatórios, e o nome opcional.

A primeira folha do arquivo escrito para a injeção utilizada na simulação do leito fluidizado, encontra-se no Apêndice A deste trabalho. O arquivo todo contém 3173 folhas escritas.

Com as partículas no interior do domínio definiu-se as condições de velocidade nulas para ambas as fases: partículas e gás.

As equações governantes são diferenciais parciais, as quais necessitam da utilização de condições de contorno e iniciais para poderem ser resolvidas, portanto, definiu-se tais como:

1) Entrada do leito:

- Velocidade do ar de injeção possui direção normal à superfície de entrada, ocorrendo no sentido do eixo z;

- As partículas possuem velocidade nula em todas as direções do plano cartesiano.

2) Saída do leito:

- Pressão atmosférica na saída.

3) Parede:

- Condição de não deslizamento na parede do leito para ambas as fases.

A Tabela 2 resume as propriedades e parâmetros necessários para a simulação numérica do problema de escoamento em leito fluidizado.

Tabela 2 – Propriedades e parâmetros para o problema de leito fluidizado

Propriedade/Parâmetro	Valor/Descrição
Número de partículas	92.000 (partículas)
Massa específica da partícula	1550 (kg.m ⁻³)
Diâmetro da partícula	3,770 (mm)
Passo de tempo da fase discreta das partículas	2,0e-04 (s)
Passo de tempo da fase contínua do fluido	1,0e-03 (s)
Coef. de restituição partícula-partícula	0,9 (adimensional)
Coef. de restituição partícula-superfície	0,5 (adimensional)
Constante de rigidez das partículas	100 (N.m ⁻¹)
Coef. de atrito estático	0,5 (adimensional)
Coef. de atrito de deslizamento	0,2 (adimensional)
Velocidade de deslizamento	1,0 (m.s ⁻¹)
Modelo de arrasto	Wen-Yu (adimensional)
Modelo de turbulência	k – ε (adimensional)
Forças de interação	Sustentação, massa virtual e gradiente de pressão (N)

Fonte: Autoria própria.

5.5 Estimativa da velocidade mínima de fluidização (U_{mf})

Na literatura existem muitas correlações para a estimativa da velocidade mínima de fluidização (U_{mf}). Algumas delas são apresentadas na Tabela 3. Os números de Arquimedes (Equação 5.1) e de Reynolds são função das propriedades da partícula (d_p , ρ_p), propriedades do gás (ρ_g , μ) e da aceleração da gravidade (g).

$$A_r = \frac{d^3 \cdot \rho_f \cdot (\rho_p - \rho_f) \cdot g}{\mu^2} \quad (5.1)$$

Para o problema do escoamento em leito fluidizado, tem-se:

d_p : diâmetro médio da partícula (m) = $3,77 \times 10^{-3}$ m;

ρ_p : densidade da partícula (kg/m³) = 1550 kg/m³;

ρ_f : densidade do fluido (kg/m³) = 1,204 kg/m³;

m_p : massa das partículas (kg) = 6,2 kg;

V : volume do leito (m³) = 4×10^{-3} m³;

μ : viscosidade dinâmica do fluido (kg/m.s) = 18,198 kg/m.s;

ϕ : esfericidade (adimensional) = 1.

Tabela 3 – Correlações apresentadas na literatura para a estimativa da velocidade mínima de fluidização.

Autores	Correlações para a estimativa de U_{mf}	U_{mf} estimada (m/s)
Leva (1959).	$U_{mf} = \frac{0,702 \cdot (dp)^{1,62} \cdot (\rho_s - \rho_g)^{0,95}}{\rho_g^{0,05} \cdot \mu^{0,88}}$	$6,875 \times 10^{-3}$
Wen & Yu (1966).	$U_{mf} = \frac{\mu}{dp \cdot \rho_g} [(33,7^2 + 0,0408 \cdot Ar)^{0,5} - 33,7]$	0,506
Goroshko, Rozenbaum & Todes (1966).	$U_{mf} = \frac{\mu}{dp \cdot \rho_g} \left[\frac{Ar}{(1400 + 5,2 \cdot \sqrt{Ar})} \right]$	0,596
Babu, Shah & Talwalker (1978).	$U_{mf} = \frac{\mu}{dp \cdot \rho_g} [(25,25^2 + 0,0408 \cdot Ar)^{0,5} - 25,25]$	0,675
Richardson & Grace (1982).	$U_{mf} = \frac{\mu}{dp \cdot \rho_g} [(25,7^2 + 0,0365 \cdot Ar)^{0,5} - 25,7]$	0,593
Thonglimp, Hiquily & Laguerie (1984).	$U_{mf} = \frac{\mu}{dp \cdot \rho_g} [(31,6^2 + 0,0425 \cdot Ar)^{0,5} - 31,6]$	0,502

Fonte: Autoria própria.

A velocidade mínima de fluidização (U_{mf}) estimada para o caso do leito fluidizado é de 0,5 m/s. A partir dessa velocidade foi possível desenvolver o presente trabalho em etapas que estão descritas no Tópico 5.6 e 5.7.

5.6 Verificação do regime de escoamento

Para a verificação do regime de escoamento do problema proposto por Azhar e Stopford (2012), foram realizadas duas simulações: uma utilizando regime laminar (proposto pelos autores) e outra utilizando o modelo de turbulência k-ε.

Pois dada a complexidade do escoamento, supôs-se que o mesmo não ocorria em regime laminar.

5.7 Simulações

Sabendo-se que a velocidade mínima de fluidização é de 0,5 m/s para o leito fluidizado proposto, foi simulado um caso em regime de escoamento transiente, com uma entrada de ar a uma velocidade constante de 0,5 m/s, com um tempo de 2 segundos, afim de verificar e comparar os resultados do presente trabalho e os publicados por Azhar e Stopford (2012).

Posteriormente, foram simulados os casos para avaliar o comportamento do leito fluidizado em regime de escoamento transiente variando a velocidade de entrada do ar com um tempo de 1,5 segundos para cada velocidade.

A Tabela 4 apresenta as condições usadas nas simulações.

Tabela 4 – Dados e condições utilizados nas simulações.

Caso	Velocidade ar (m.s⁻¹)	Tempo (s)	Tempo acumulado (s)
1	0,1	1,5	1,5
2	0,2	1,5	3,0
3	0,3	1,5	4,5
4	0,4	1,5	6,0
5	0,5	1,5	7,5
6	0,6	1,5	9,0
7	0,7	1,5	10,5
8	0,8	1,5	12,0
9	0,9	1,5	13,5
10	1,0	1,5	15,0

Fonte: Autoria própria.

CAPÍTULO VI

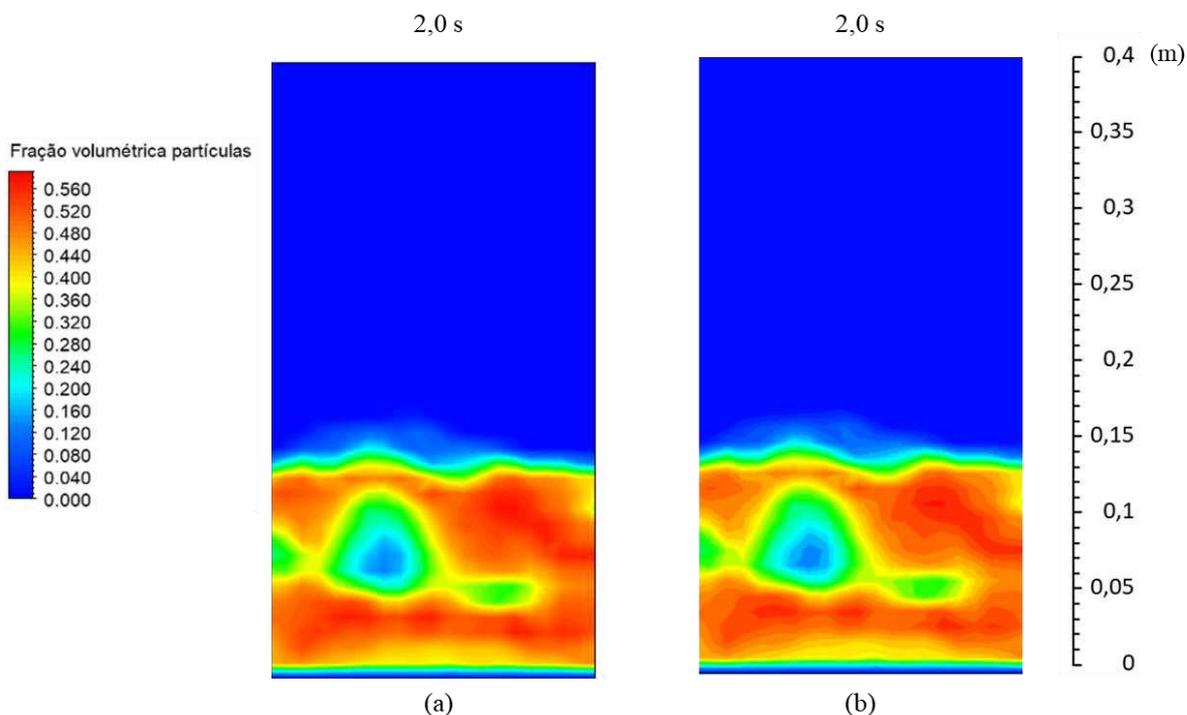
6.0 RESULTADOS E DISCUSSÕES

6.1 Avaliação dos modelos

Com o objetivo de se avaliar a qualidade de previsibilidade do comportamento fluidodinâmico do leito fluidizado usando o modelo DDPM e DEM, comparou-se qualitativamente os resultados do presente trabalho e com os publicados por Azhar e Stopford (2012).

Na Figura 10 estão representados os resultados do comportamento das partículas no leito fluidizado do presente trabalho e do trabalho de Azhar e Stopford (2012) obtidos no instante de tempo igual a 2,0 segundos. Observa-se que nos dois casos as partículas atingem maiores velocidades entre 0,05 e 0,1 m no leito.

Figura 10 – Comportamento do leito no tempo de 2,0 s: (a) presente trabalho e (b) trabalho de Azhar e Stopford (2012).



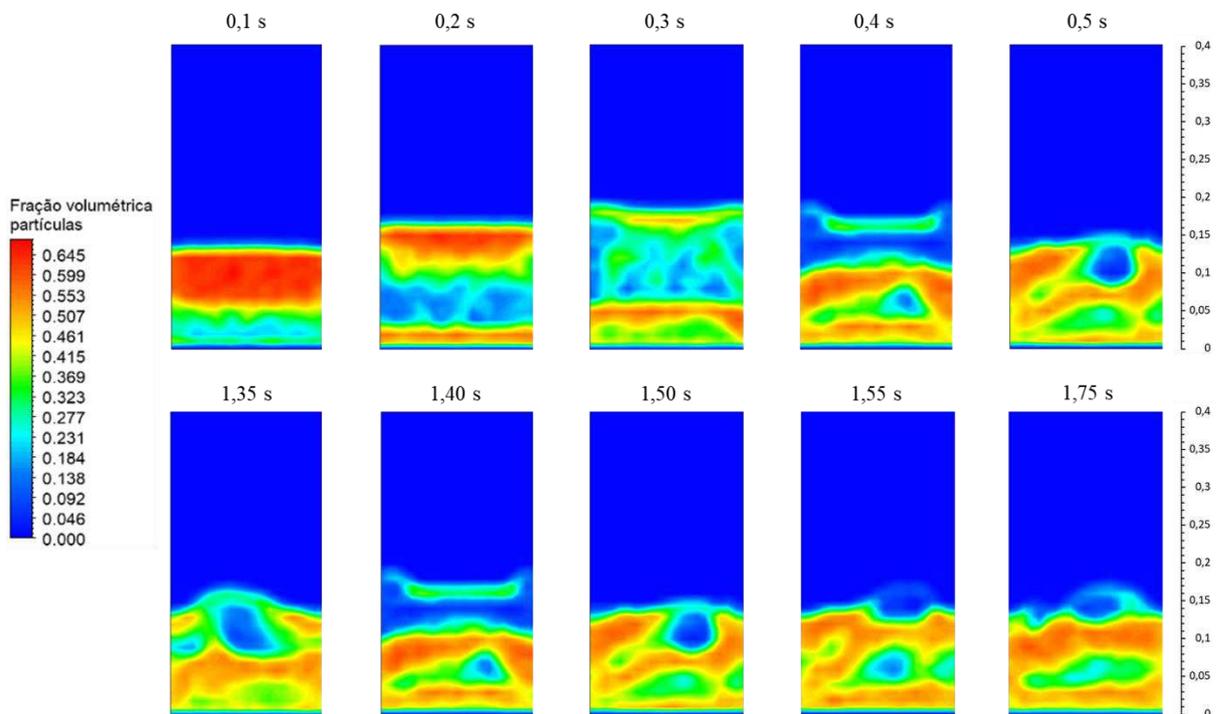
Fonte: Autoria própria.

Ao se comparar visualmente os resultados, Figura 10 (a) e (b), observam-se similaridades de comportamento entre os resultados do presente trabalho e os de Azhar e Stopford (2012), indicando que as modelagens matemática e numérica foram bem definidas.

6.2 Modelo de turbulência

Azhar e Stopford (2012), consideram que o escoamento do problema do leito fluidizado foi considerado regime laminar, na Figura 11 está apresentada a evolução da distribuição da fração volumétrica das partículas em diferentes instantes de tempo, sobre o plano XZ, representando o processo de fluidização das partículas para o escoamento de ar com velocidade de entrada igual a 0,5 m/s. Os instantes de tempo avaliados foram de 0,1 a 1,75 s.

Figura 11 – Evolução da distribuição da fração volumétrica.



Fonte: Autoria própria.

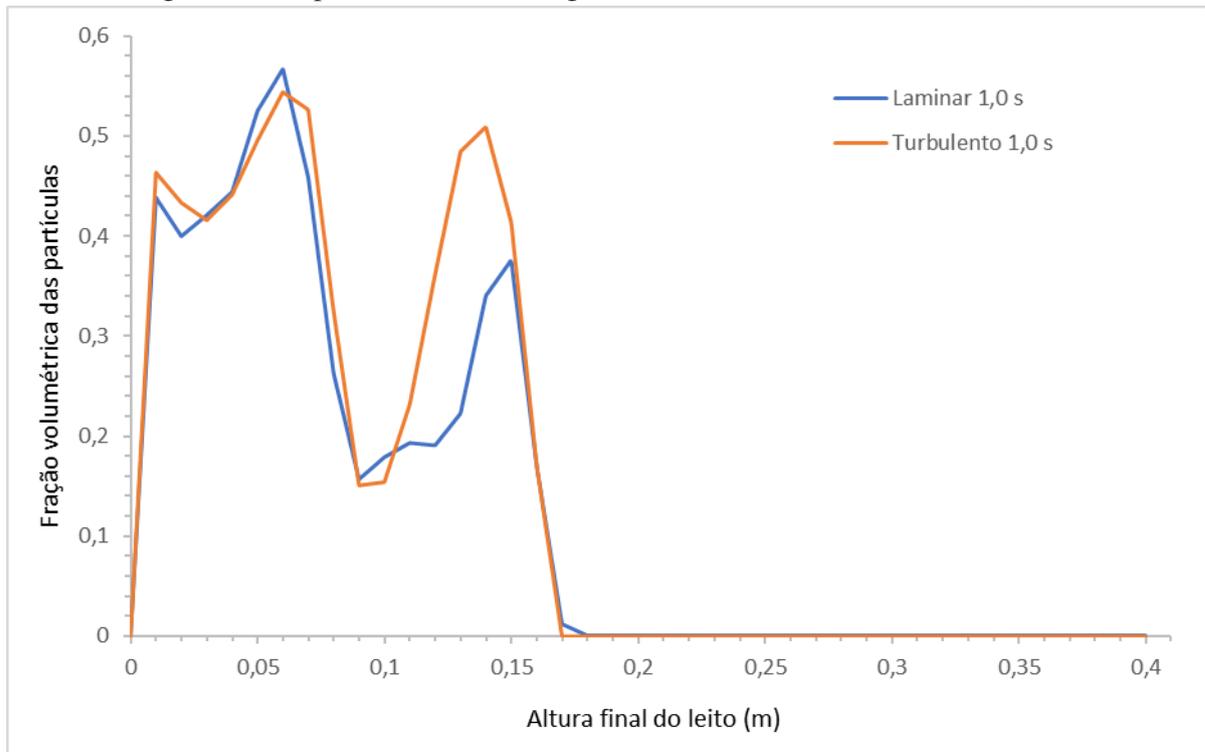
Os resultados obtidos para o processo de fluidização das partículas, reportado na literatura por Azhar e Stopford (2012), não condizem com um padrão de escoamento laminar. No regime de escoamento laminar o fluido se move de forma suave e organizada em camadas ou lâminas, não havendo mistura macroscópica de camadas adjacentes de fluido.

Através da Figura 11 é possível observar que as partículas se movimentam de forma intensa ao longo do tempo, o que corrobora com a verificação de que o regime de escoamento

adotado por Azhar e Stopford (2012) não condiz com o fenômeno de escoamento real, que como pôde ser observado, é um regime de escoamento turbulento.

Para facilitar a comparação realizada para o regime laminar e o regime turbulento (modelo de turbulência $k-\epsilon$), foram construídas curvas de fração volumétrica de partículas em função da altura do leito para os tempos de 1,0 s (Figura 12) e 2,0 s (Figura 13) utilizando os dois regimes.

Figura 12 – Expansão do leito em regime laminar e turbulento no instante 1,0 s.

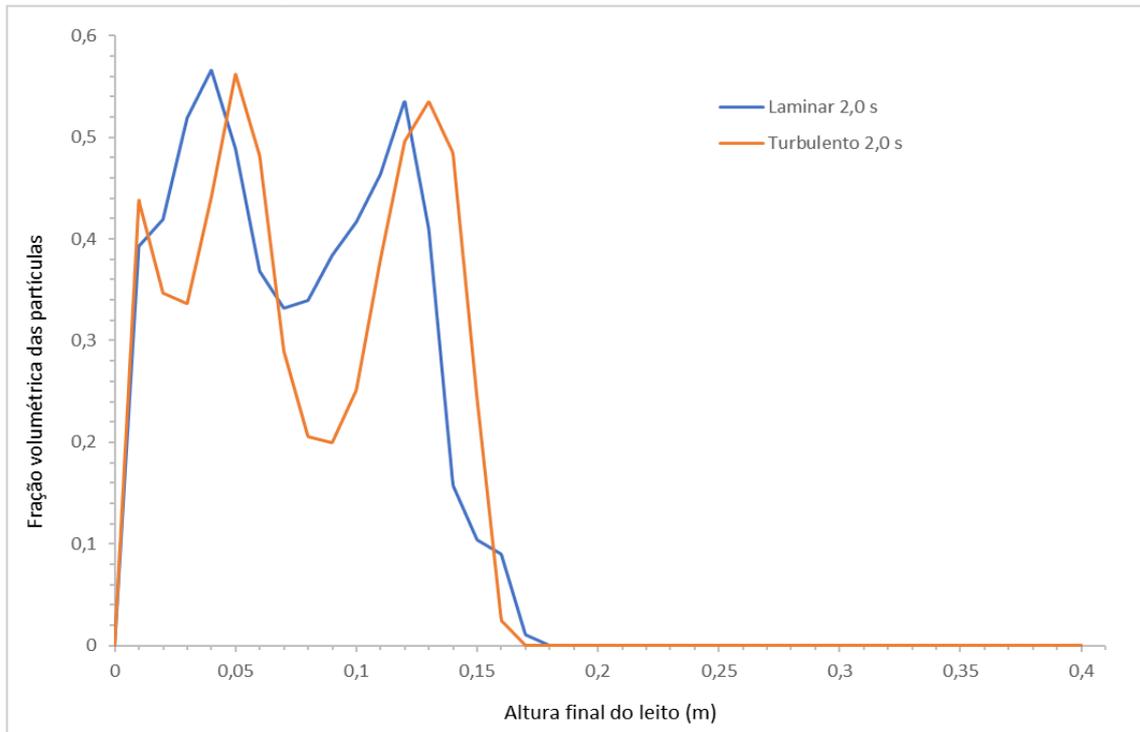


Fonte: Autoria própria.

Observando-se a Figura 12 foi possível perceber que o emprego do regime laminar e regime turbulento ($\kappa-\epsilon$) gera resultados similares no instante de 1,0 s.

Na Figura 13 pode-se observar resultados mais significativos, uma vez que no instante 2,0 s, a fluidização encontrava-se em regime pseudo-estacionário e em regime borbulhante.

Figura 13 – Expansão do leito em regime laminar e turbulento no instante 2,0 s.



Fonte: Autoria própria.

Ao observar a variação da fração volumétrica das partículas (Figura 13) ao longo da altura do leito é possível observar no tempo de 2,0 s, tanto para o regime laminar quanto o turbulento (modelo $k-\epsilon$), há presença de picos de valores de fração volumétrica, indicando a presença de bolhas. Porém, pode-se observar que os picos do regime turbulento (modelo $k-\epsilon$), apresentam resultados mais satisfatórios, pois são picos mais significativos se comparado com os perfis em regime laminar. Mostrando que o modelo de turbulência $k-\epsilon$, apresentam resultados mais significativos.

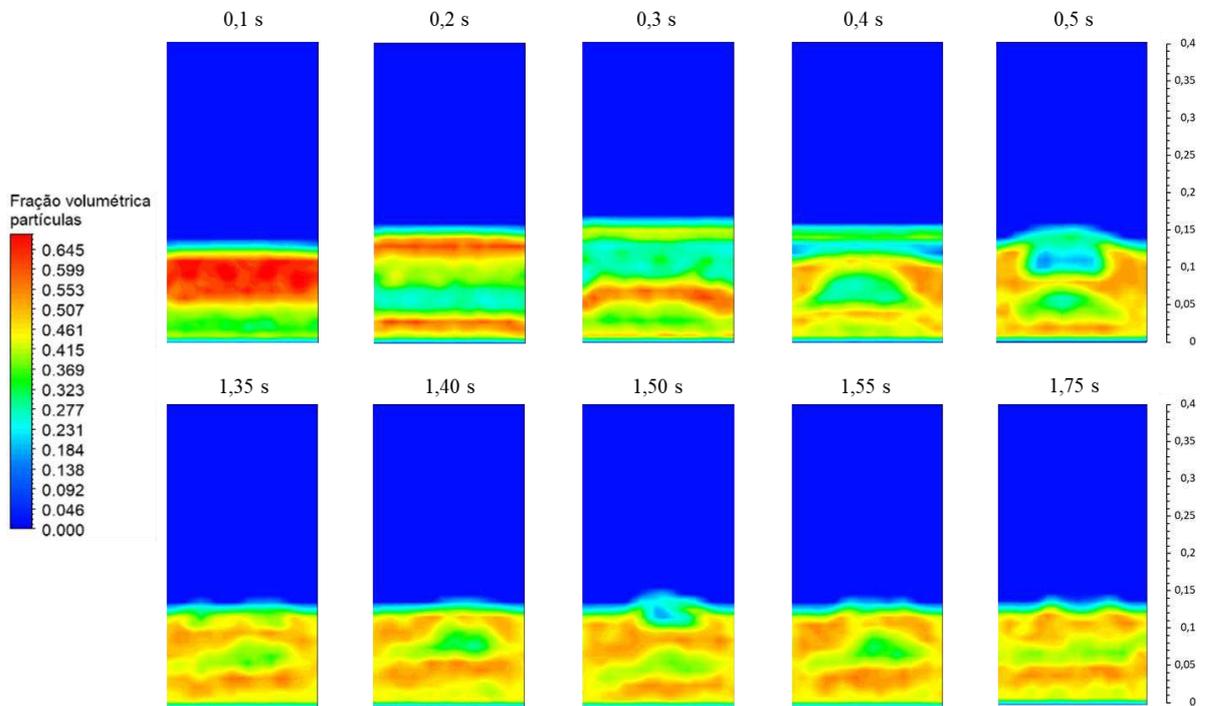
Com a análise das curvas de expansão do leito (Figura 12 e Figura 13), somado à observação dos perfis longitudinais de fração volumétrica, optou-se em se utilizar nas simulações seguintes o modelo $k-\epsilon$, pois ambos os modelos apresentam resultados similares para a expansão do leito. Porém, a consideração do regime laminar feita por Azhar e Stopford (2012), exige um menor esforço computacional (metade do tempo de simulação), quando comparado ao modelo $k-\epsilon$, fato este que foi levado em consideração por Azhar e Stopford (2012).

6.3 Velocidade mínima de fluidização (U_{mf})

A velocidade mínima de fluidização (U_{mf}) estimada empiricamente, utilizando as correlações apresentadas na Tabela 3 deste trabalho, para o caso do leito fluidizado é de 0,5 m/s. Este mesmo valor foi observado no presente trabalho e ratificou o valor determinado por Azhar e Stopford (2012).

Na Figura 14 está apresentada a evolução da distribuição da fração volumétrica das partículas para a velocidade do gás de 0,4 m/s de entrada do ar no leito, sobre o plano XZ entre os instantes de tempo de 0,1 a 1,75 s.

Figura 14 – Comportamento do leito fluidizado em diferentes instantes de tempo para a velocidade de entrada de ar de 0,4 m/s.



Fonte: Autoria própria.

Nos instantes iniciais (de 0,1 a 0,4 s) é possível observar que as partículas sofrem uma perturbação causada pelo fluxo de ar ascendente, atingindo uma altura máxima de 0,17 m, no instante de 0,3 s. A partir do instante 1,35 s a fluidização se encontra em regime pseudo-estacionário. Neste instante tem-se a transição entre regime fixo e regime fluidizado.

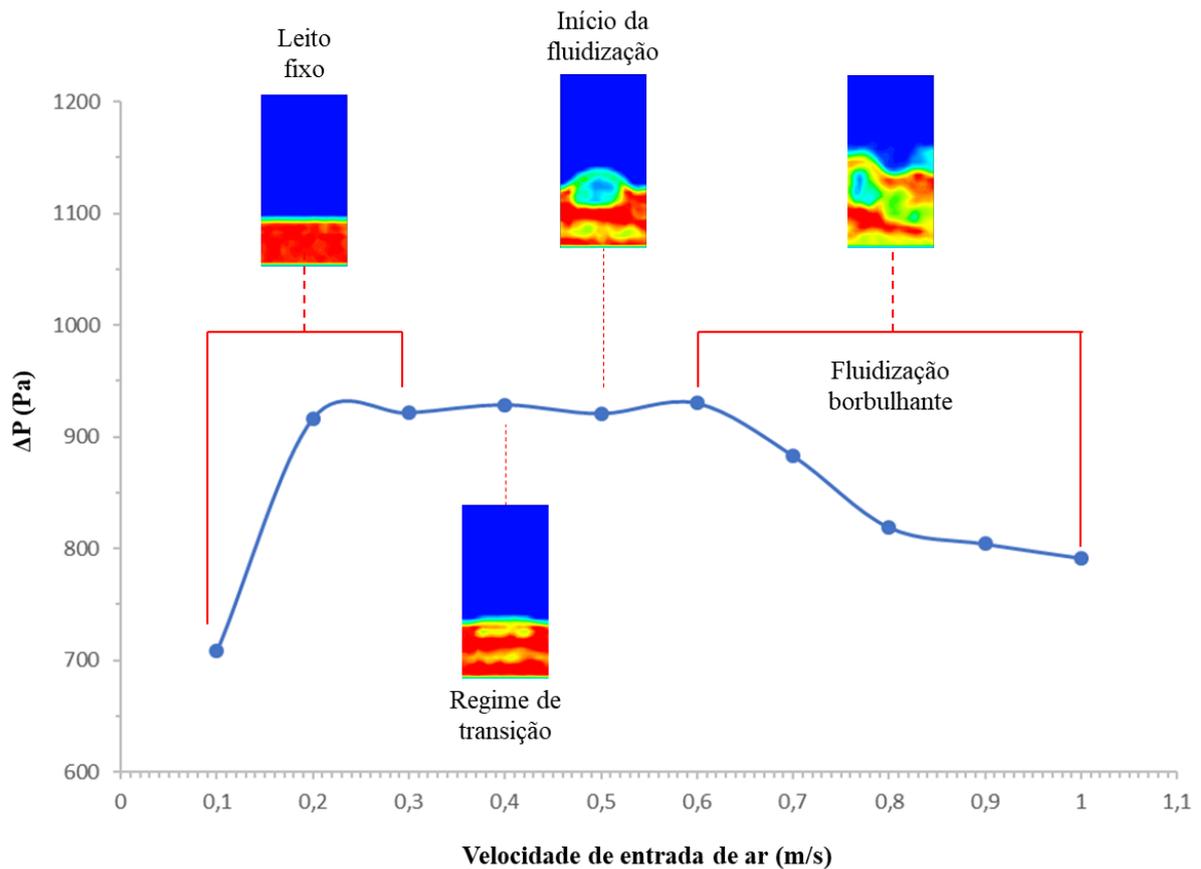
Como esperado, o leito não fluidizou na velocidade de 0,4 m/s, velocidade abaixo da velocidade mínima de fluidização, corroborando com o valor encontrado empiricamente a partir das correlações reportadas na literatura.

6.3 Queda de pressão

Foi avaliado o comportamento da queda de pressão em função do aumento da velocidade de entrada de ar (Figura 15), ilustrando como o leito se comporta no início da simulação, e quando o sistema alcança o regime pseudo-estacionário.

Para facilitar a análise, a curva foi construída no tempo de 1,5 segundos em cada velocidade.

Figura 15 – Evolução da queda de pressão no leito em função da velocidade de entrada de ar.



Fonte: Autoria própria.

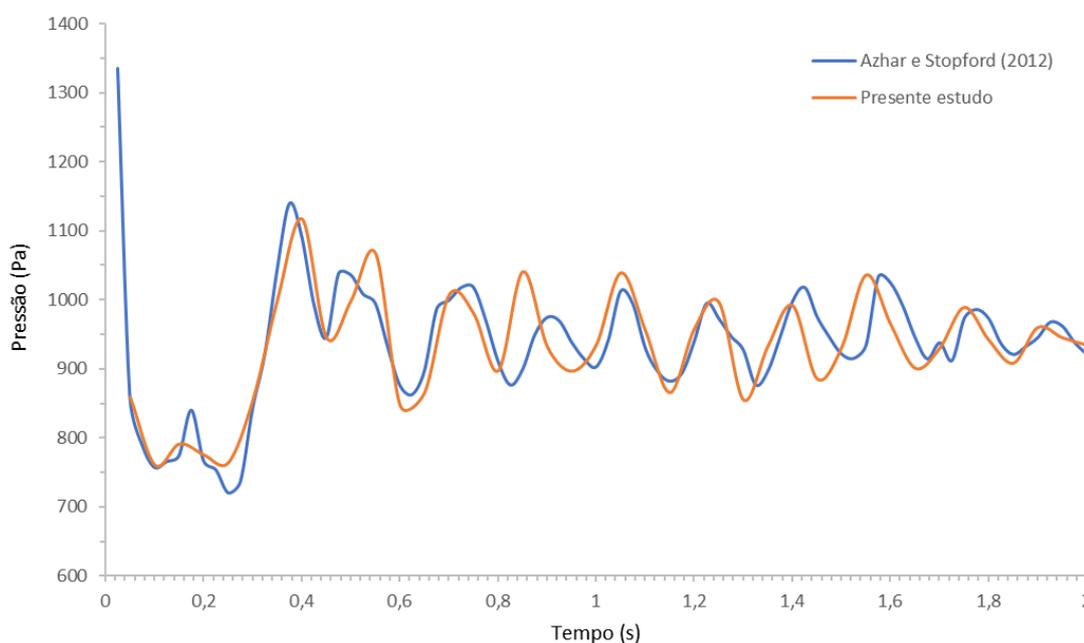
A partir da Figura 15 é possível observar a evolução dos padrões de escoamento no leito fluidizado. A queda de pressão se altera durante o período de fluidização devido à distribuição da massa de sólidos, que por consequência altera o volume do leito.

Entre as velocidades de 0,1 e 0,3 m/s o leito se encontra na condição de leito fixo, nesse estado tem-se apenas a passagem do fluido pelos interstícios da matriz porosa. Ao aumentar a velocidade de entrada do fluido para 0,4 m/s o espaço entre as partículas aumenta um pouco e algumas começam a vibrar e a mover-se em regiões restritas, neste ponto tem-se o

regime de transição. Com mais um incremento da velocidade para 0,5 m/s, ocorre a suspensão de todas as partículas, neste ponto, a velocidade de fluidização mínima do sólido é atingida e estabelece-se o equilíbrio entre as forças de arraste do fluido sobre o sólido e a peso do sólido. Entre as velocidades de 0,6 m/s e 1,0 m/s, a velocidade mínima de fluidização é ultrapassada, grandes instabilidades e bolhas podem ser observadas, a esta etapa chama-se de leito fluidizado borbulhante.

Na Figura 16 estão representados a evoluções da pressão na região de entrada do leito em função do tempo observados no presente e no trabalho de Azhar e Stopford (2012) adotando, respectivamente, os regimes de escoamento turbulento e laminar. Estes resultados indicam uma comportamentos relativamente semelhantes nas oscilações da pressão decorrentes das variações de velocidades decorrente das movimentações das partículas e o padrão de escoamento de bolhas observado no leito fluidizado.

Figura 16 – Comparação da pressão na entrada do leito.



Fonte: Autoria própria.

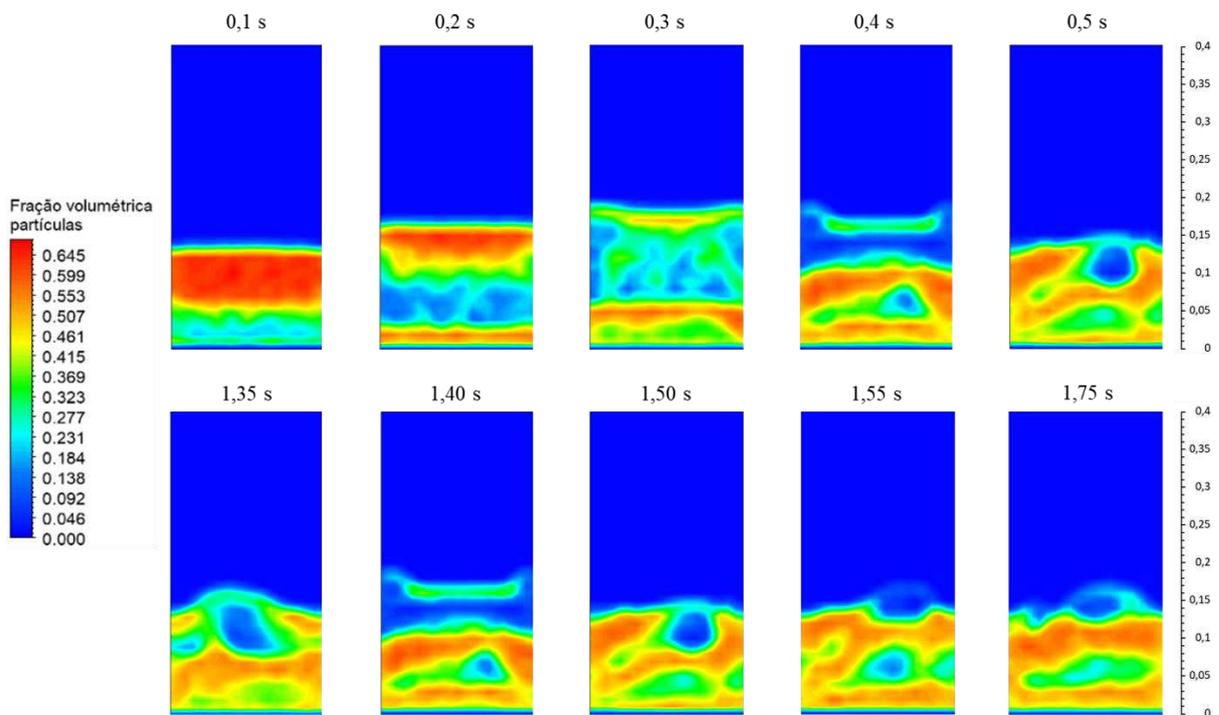
Nesse caso, a média da pressão no tempo indicado é de 939,52 Pa para Azhar e Stopford (2012) e de 935,13 Pa para o presente estudo, o que significa um erro relativo de 0,5%.

As oscilações da pressão de entrada podem ser atribuídas ao caráter caótico do movimento das partículas, advindo da sensibilidade do sistema às condições iniciais de injeção de fluido.

6.4 Campos

Na Figura 17 está apresentada a evolução da distribuição da fração volumétrica das partículas para diferentes instantes de tempo, sobre o plano XZ, representando o processo de fluidização das partículas para o escoamento de ar com velocidade de entrada igual a 0,5 m/s, cujo tempo de simulação computacional foram em torno 20 horas. Os instantes de tempo avaliados foram de 0,1 a 1,75 s.

Figura 17 – Comportamento do leito fluidizado em diferentes instantes de tempo.



Fonte: Autoria própria

Considerando a Figura 1 (Seção 2.0), que classifica os diferentes padrões de escoamento fluidizado, pode-se dizer que o processo observado na Figura 17 representa um padrão de fluidização borbulhante, sendo possível diferenciar a evolução dos padrões característicos ao longo do tempo.

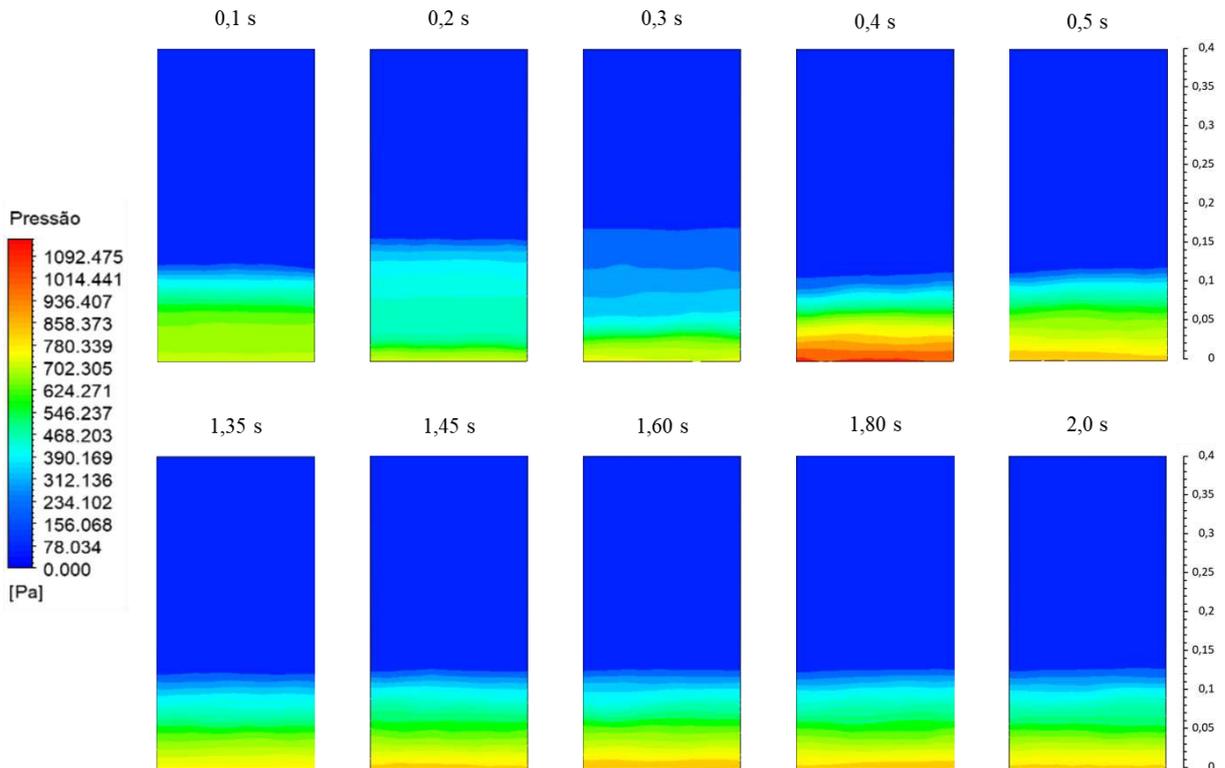
No início da simulação existe o carregamento inicial das partículas até uma determinada altura máxima do leito, que perde sua intensidade até entrar em regime cíclico de fluidizado borbulhante. A partir do instante 0,4 s é possível observar o regime cíclico de fluidização, alternando entre pistonado e borbulhante. Estes regimes podem ser explicados pelas forças que estão atuando sobre as partículas, as forças de interação entre elas e a condição de não deslizamento das partículas sobre a parede do leito fluidizado

O leito entra em regime pseudo-estacionário de fluidização borbulhante constante a partir do instante 1,50 s.

Os resultados obtidos para o processo de fluidização das partículas corroboram com a verificação do modelo numérico, reportado na literatura por Azhar e Stopford (2012), em relação ao empacotamento e processo de colisão das partículas, que para o atual problema se apresenta de forma significativamente intensa no interior do domínio.

Nas Figuras 18 e Figura 19, estão representados os campos de pressão do leito e de velocidade da fase discreta, respectivamente, com uma velocidade de entrada de ar de 0,5 m/s sobre um plano longitudinal. Os instantes de tempo avaliados foram de 0,1 a 2,0 s.

Figura 18 – Campos de pressão do leito no plano XZ em diferentes instantes de tempo.



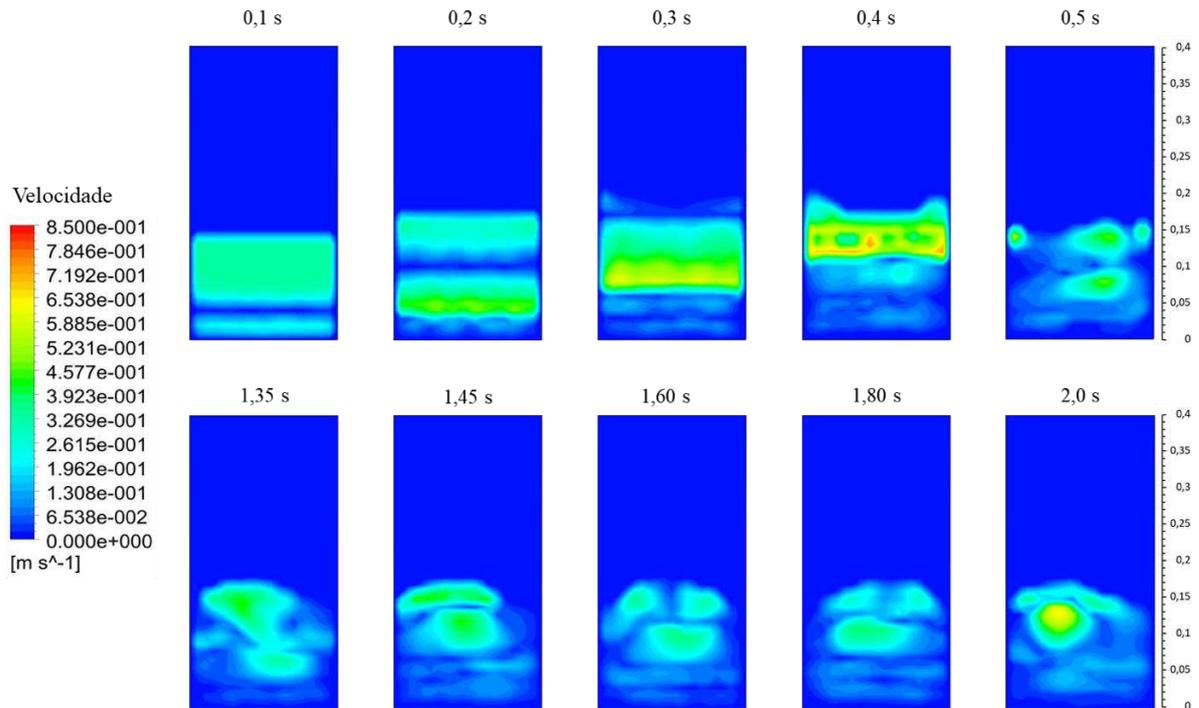
Fonte: Autoria própria.

Observa-se de uma maneira geral que os campos de pressão variam com o tempo, em consequência das modificações causadas pela movimentação das partículas no leito, em consequência da corrente do fluxo gasoso. Porém, a partir do instante 1,35 s observa-se um comportamento estável.

No instante 0,4 s é possível observar, no fundo do leito, uma faixa de pressão mais elevada. É nesse instante, que as partículas caem em direção ao fundo do leito e se aglomeram

após sofrerem o primeiro impulso pistonado da corrente gasosa, causando assim uma força peso na sessão de entrada do leito.

Figura 19 – Campos de velocidade da fase discreta no plano XZ em diferentes instantes de tempo.



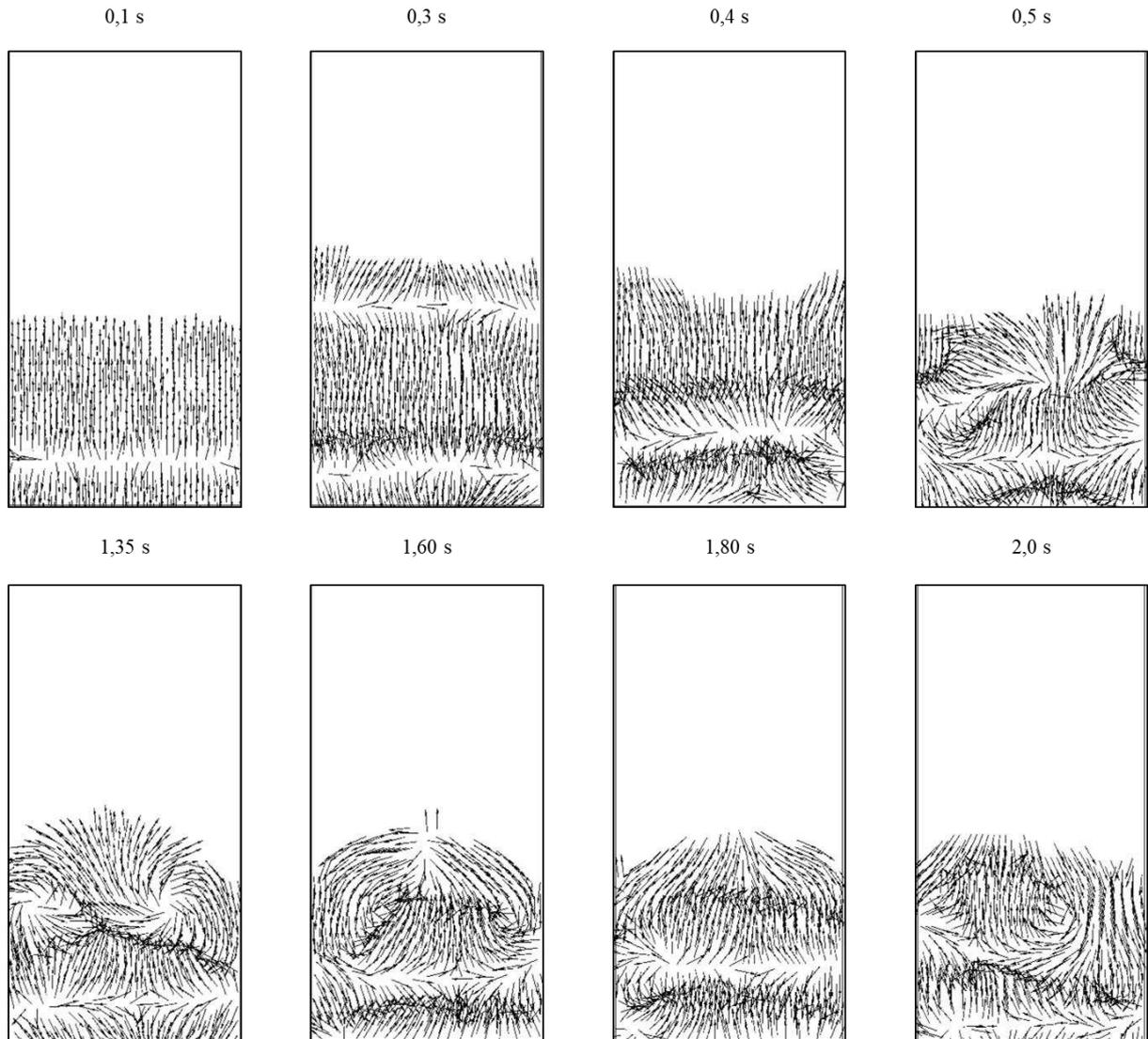
Fonte: Autoria própria

A Figura 19, apresenta os campos vetoriais de velocidade das partículas ao longo do processo de fluidização para a velocidade de entrada de gás no leito de 0,5 m/s. O valor da velocidade de entrada do fluido no canal é um dos principais parâmetros para a caracterização do padrão de fluidização, para um determinado leito de partículas.

É possível observar que no instante 0,4 s as partículas atingem a velocidade máxima dentro do leito, o valor verificado nesse instante foi de 0,84 m/s. A partir do instante 0,5 s, observa-se um regime cíclico de fluidização borbulhante, formando regiões de recirculação. As velocidades das partículas são maiores no centro dos bolsões de bolhas.

Para melhor visualização das zonas de recirculação, segue na Figura 20 os mapas de vetores de velocidade das partículas, em diferentes instantes de tempo.

Figura 20 – Campo vetorial de velocidade das partículas para diferentes instantes de tempo e velocidade do gás de 0,5 m/s na seção de entrada.



Fonte: Autoria própria.

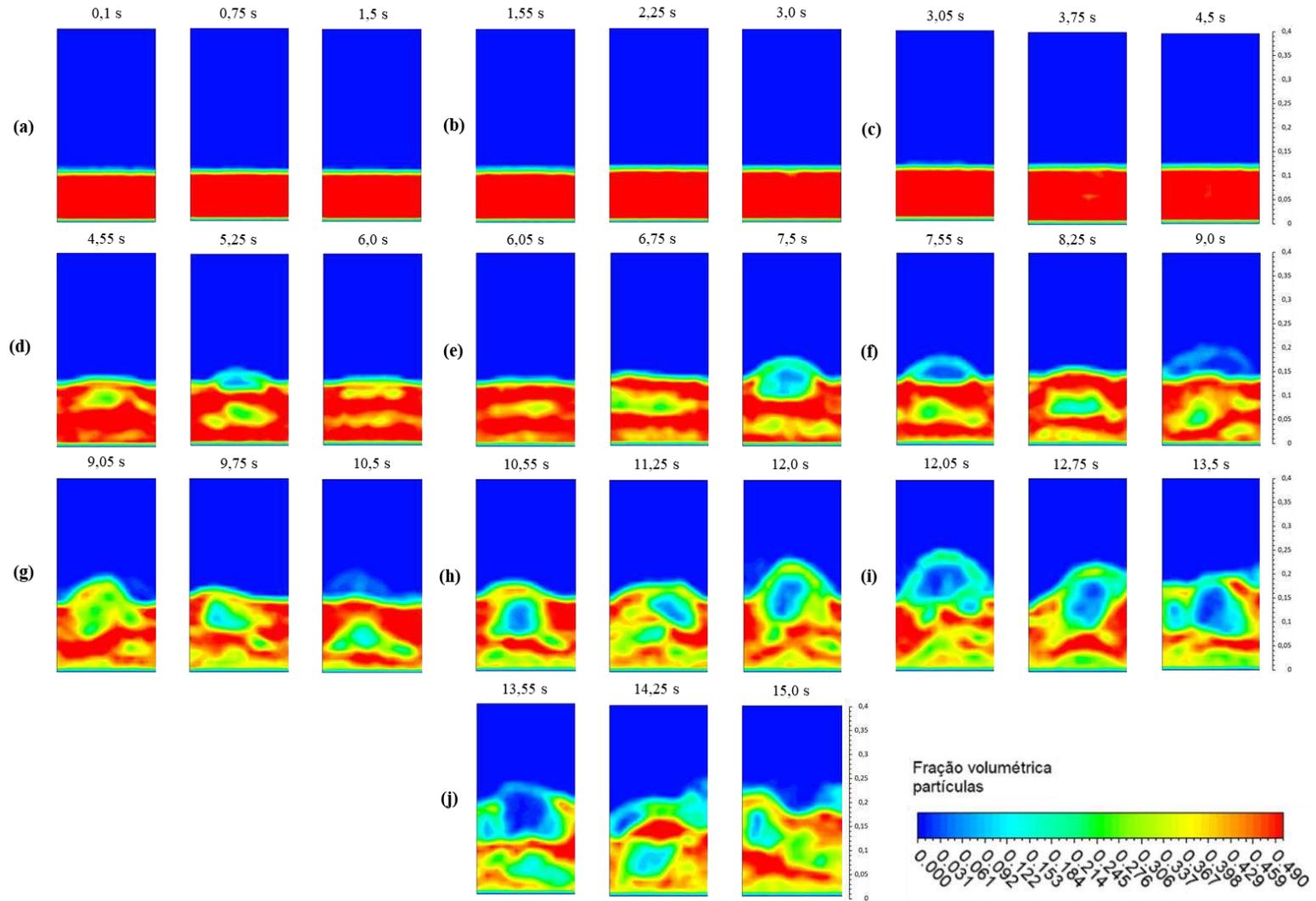
Na Figura 20, a partir do instante 0,3 s, é possível observar o comportamento das partículas a partir das direções dos vetores velocidade das partículas no interior do leito fluidizado. Observa que partículas chegam a determinadas alturas, onde as forças de arraste não superam a força peso das partículas e, assim, as partículas retornam em direção do leito de partículas. Novamente encontra a corrente gasosa favorecendo forças de arraste superior as forças peso. Este comportamento se repete caracterizando o leito fluidizado estável.

6.5 Efeito da velocidade do gás sobre o comportamento do leito fluidizado

Na Figura 21 está representada a evolução da distribuição da fração volumétrica das partículas para diferentes velocidades de entrada do ar no leito, sobre o plano XZ. O intervalo de tempo avaliado foi de 15,0 s e as velocidades variaram nos valores de 0,1 (Figura 21 a), 0,2 (Figura 21 b), 0,3 (Figura 21 c), 0,4 (Figura 21 d), 0,5 (Figura 21 e), 0,6 (Figura 21 f), 0,7 (Figura 21 g), 0,8 (Figura 21 h), 0,9 (Figura 21 j) e 1,0 m/s (Figura 21 d), a fim de verificar o efeito desta variação sobre a fluidodinâmica do leito fluidizado.

É possível observar a diferença no comportamento do leito de acordo com a mudança da velocidade. De uma maneira geral, observa-se um aumento significativo do nível de mistura gás/partícula no interior do leito fluidizado, conseqüentemente, uma maior dispersão das partículas.

Figura 21 – Perfil de fração volumétrica do sólido em função do tempo, avaliados para as velocidades de entrada do ar de (a) 0,1, (b) 0,2, (c) 0,3, (d) 0,4, (e) 0,5, (f) 0,6, (g) 0,7, (h) 0,8, (i) 0,9 e (j) 1,0 m/s.



Fonte: Autoria própria.

Nos instantes iniciais (0,1 s à 4,5 s) a velocidade de entrada de ar ainda é baixa, tem-se apenas a passagem de ar pela matriz porosa do leito, fazendo com que as partículas permaneçam estacionárias, se encontrando no regime denominado leito fixo.

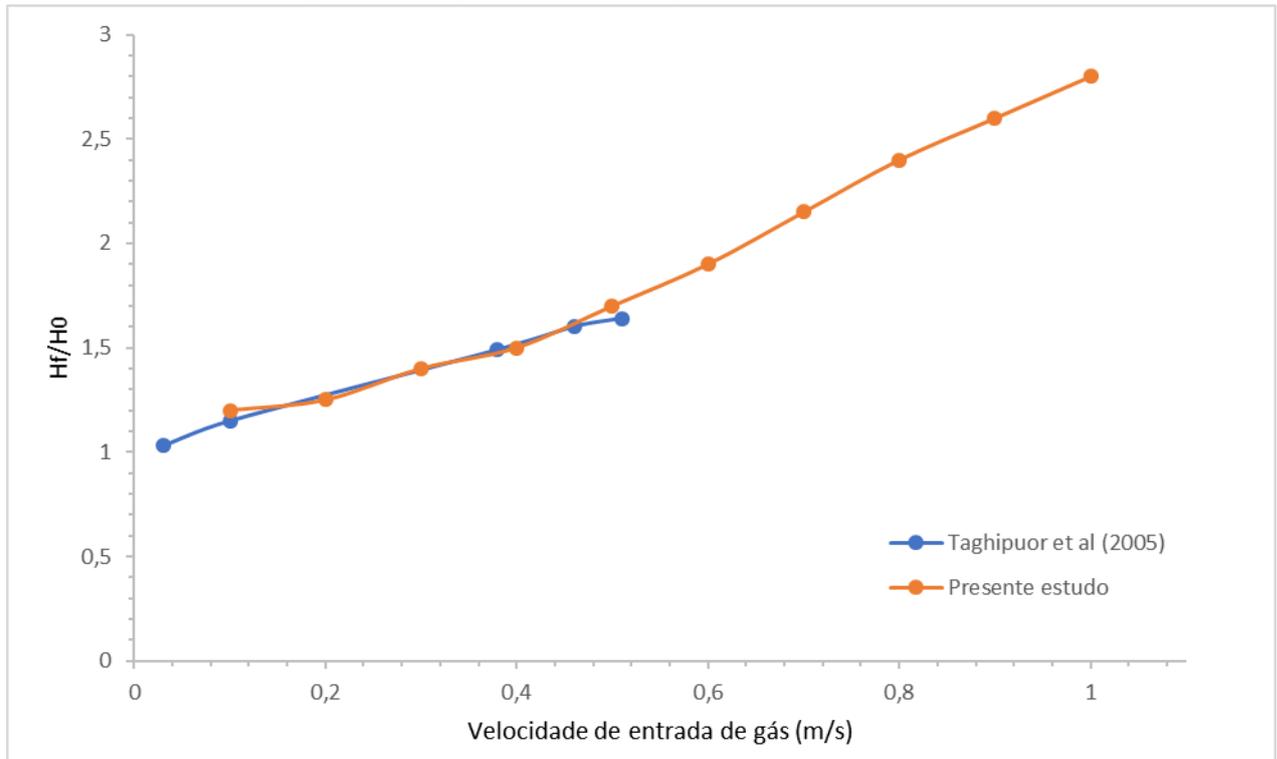
Ao aumentar-se a velocidade do ar para 4,0 m/s (Figura 21 (d)), é possível perceber que os espaços entre as partículas aumentam um pouco. Neste ponto de transição, as forças entre as partículas e o fluido contrabalançam o peso das partículas, a queda de pressão através de qualquer seção do leito é igual ao peso do fluido e das partículas naquela seção.

Entre os instantes de 7,5 e 10,5 s, com a velocidade mais alta do que a velocidade mínima de fluidização, surgem grandes instabilidades, com algumas partículas atingindo metade da altura do leito. As bolhas quebram-se e as partículas sustentadas por ela desabam e caem até que a próxima bolha as eleve novamente, causando um movimento oscilatório do leito. Adicionalmente, o leito não se expande muito além de seu volume na mínima fluidização. Nesse estado, o leito é chamado de leito fluidizado agregativo, leito fluidizado heterogêneo ou leito fluidizado borbulhante.

A partir do instante 10,55 s é possível perceber que bolhas de gás coalescem e se tornam grandes o suficiente para se espalhar através do leito. As partículas escoam para baixo ao redor de bolhas de gás ascendentes e próximas à parede. No instante 12,05 s as partículas atingem velocidade suficiente para ultrapassar a altura de mais da metade do leito (0,27 m). Aqui, o leito é caracterizado pelo movimento caótico das partículas, que estão bem mais dispersas por espaços vazios de fluido.

Comportamento semelhante ao discutido foi igualmente observado por Taghipuor et al. (2005) ao estudar experimentalmente o comportamento do leito fluidizado. Comparando os resultados do presente trabalho com os de Taghipuor et al. (2005) estão representadas as curvas da razão de expansão do leito (H_f/H_0) em relação à velocidade de entrada do ar na Figura 22.

Figura 22 – Expansão do leito experimental versus leito simulado.



Fonte: Autoria própria.

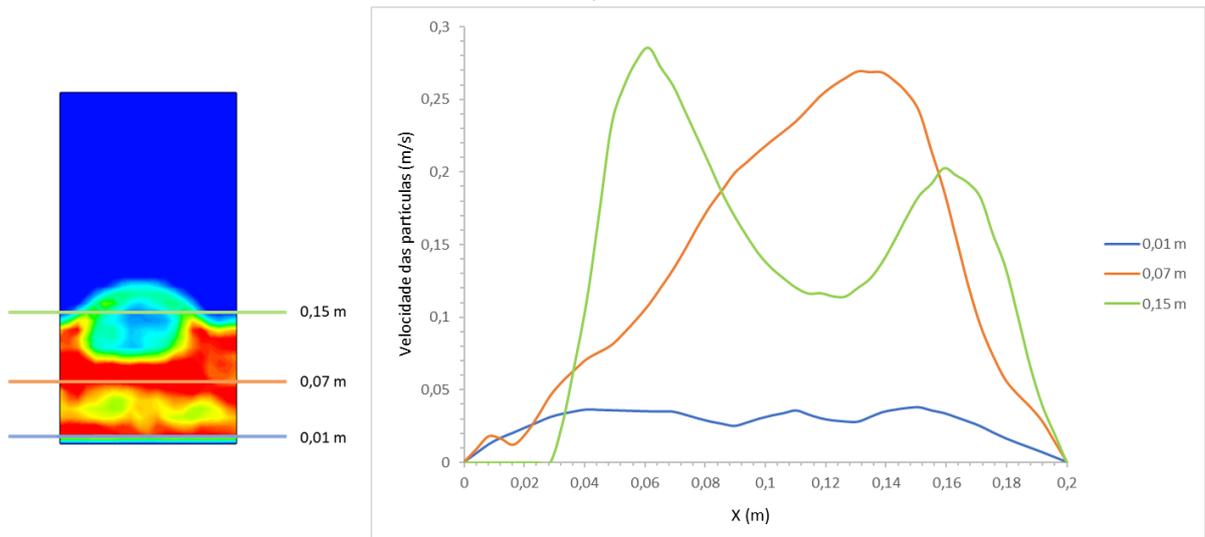
Ao se comparar o comportamento da curva do trabalho de Taghipuor et al. (2005) e do presente estudo, percebe-se que ambas apresentam comportamento semelhantes, mostrando que a razão de expansão do leito cresce linearmente com o aumento da velocidade de entrada de ar.

As menores discrepâncias entre as curvas, são observadas quando o leito se encontra em regime fixo até a velocidade mínima de fluidização (faixa de 0,1 e 0,5 m/s) sendo possível a validação da simulação para essas condições.

6.6 Perfil de velocidade das partículas no leito fluidizado

Na Figura 23 estão representados os perfis de velocidade axial em função da posição z em três alturas diferentes (0,01; 0,07 e 0,15 m) para o leito fluidizado, no instante de tempo de 7,5 s e velocidade do ar na seção de entrada igual a 0,5 m/s.

Figura 23 – Distribuição axial da velocidade das partículas em diferentes alturas do leito, no tempo de 7,5 s.



Fonte: Autoria própria.

Com base na Figura 23, percebe-se que a velocidade das partículas é maior na interface de 0,15 m onde atingem as maiores alturas, em consequência da baixa concentração de partículas nesta posição, e que a mesma decresce à medida que as partículas se aproximam da parede do leito. Na região de entrada nota-se que as partículas tendem a um comportamento que se aproxima a um perfil parabólico com baixa velocidade, justificado pelo fato de nessa região onde a força peso que atua sobre as partículas são maiores que as forças de arraste induzida pela corrente gasosa.

Além disso, na região de 0,07m, onde as partículas estão em maior concentração, o perfil de velocidade apresenta as maiores velocidades na região central do leito e decrescente no sentido das paredes, que representa o movimento descendente destas na direção da parede.

CAPÍTULO VII

7.0 CONCLUSÕES

A combinação dos modelos DDPM-DEM conseguiu prever o comportamento fluidodinâmico do leito fluidizado.

Observou-se que o modelo de turbulência κ - ϵ , apresentou resultados mais satisfatórios quando comparados com os resultados do regime laminar feito por Azhar e Stopford (2012). Porém, a consideração feita por Azhar e Stopford (2012), exigiu um menor esforço computacional (metade do tempo de simulação), fato este que foi levado em conta pelos autores.

A velocidade mínima de fluidização (U_{mf}) estimada empiricamente, utilizando as correlações reportadas na literatura, para o caso do leito fluidizado foi de 0,5 m/s. Como esperado, o leito não fluidizou na velocidade de 0,4 m/s (velocidade abaixo da velocidade mínima de fluidização), corroborando com o valor encontrado empiricamente.

A velocidade de entrada do gás possui bastante influência no comportamento fluidodinâmico do leito fluidizado, onde foi possível notar que a expansão do leito e os regimes de fluidização são proporcionais ao aumento das velocidades do gás.

A partir da comparação do comportamento da curva de razão de expansão do leito em função da velocidade de entrada de gás, do presente estudo e do trabalho de Taghipour et al. (2005), foi possível validar a simulação. Onde as menores discrepâncias entre as curvas, foram observadas quando o leito se encontra em regime fixo até a velocidade mínima de fluidização (faixa de 0,1 e 0,5 m/s).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ALMEIDA, P. S. **Análise da fluidodinâmica da casca de cacau em leito de jorro – estudo experimental e simulação via CFD**. Dissertação de Mestrado, Universidade Federal do Espírito Santo, São Mateus, 2016.
- 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*, v. 53, p. 4949–4959, 2010.
- AZHAR, M., STOPFORD, P. **Multiphase Flows: Coupled CFD/DEM**. Disponível em: <https://support.ansys.com/staticassets/ANSYS%20UK/staticassets/Release%2014.0%20Downloads/MA_R14-Multiphase_Update2.pdf>. ANSYS, Inc., 2012.
- BAO, X. J., DU, W., XU, J. **Computational Fluid Dynamic Modeling of Spouted Beds, Spouted and Spout Fluid Beds: Fundamentals and Applications**, eds. Norman Epstein and John R. Grace, Cambridge University Press, p. 57 – 81, 2011.
- BASU, P.; CHENG, L. **An Analysis of Loop Seal Operations In a Circulating Fluidized Bed**. *Instituto Of Chemical Engineers, China*, v. 78, p.991-999, out. 2000.
- BONFIM, N. A. **Avaliação dos parâmetros operacionais sobre a fluidodinâmica de um leito de jorro: modelagem e simulação**. Trabalho de Conclusão de Curso, Universidade Federal de Campina Grande, Campina Grande, 2018.
- CHORIN, A.J. **Numerical solution of navier-stokes equations**. *Mathematics of Computation*, v. 22, p. 745–762, 1968.
- CUNDALL, P. A., STRACK, O. D. A discrete numerical model for granular assemblies. *Geotechnique*, v. 29, n. 1, p. 47–65, 1979.
- DUARTE, C. D. **Estudo experimental e de simulação da fluidodinâmica e recobrimento em leito de jorro**. Tese de Doutorado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2006.
- EPSTEIN, N. **Empirical and analytical hydrodynamics**, eds. Norman Epstein and John R. Grace, Cambridge University Press, p. 29 – 56, 2011.
- FARZANEH, M.; ALMSTEDT, A. E.; JOHNSON, F.; PALLARÈS, D.; SASIC, S. **The crucial role of frictional stress models for simulation of bubbling fluidized beds**. *Powder Technology*, v. 270, p. 68–82, 2015.
- FLUENT. **ANSYS FLUENT v14.5 - Theory Guide**, ANSYS, Inc., 2012.
- FERREIRA, A.D.F. **Estudo da fluidodinâmica de um leito de jorro**. Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Campina Grande, Campina Grande, 2019.
- GELDART, D. **Gas Fluidization Technology**. Chichester: J. Wiley, 1986.

HELOUI, I.X.A. **Vibrações e esforços dinâmicos em tubulações induzidos pelo escoamento bifásico**. Dissertação de Mestrado, Universidade Federal Fluminense, Niterói, 2008.

HERZOG, N.; SCHREIBER, M.; EGBERS, C.; KRAUTZ, H. J. **A comparative study of different CFD-codes for numerical simulation of gas–solid fluidized bed hydrodynamics**. Computers and Chemical Engineering, v. 39, p. 41–46, 2012.

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

HOOMANS, B. P. B. **Granular dynamics of gas-solid two-phase flows**. [S.l.]: Universiteit Twente, 2000.

JOP, P.; FORTERRE, Y.; POULIQUEN, O. **A constitutive law for dense granular flows**, Nature, v. 441, p. 727–730, 2006.

KESTERING, D. A. **Simulação fluidodinâmica de um leito fluidizado empregando correlações de arrasto gás-sólido ajustadas por valores experimentais**. Dissertação de Mestrado, Universidade do Vale do Rio dos Sinos, São Leopoldo, 2016.

KUIPERS, J. A. M.; PRINS, W.; VAN SWAAIJ, W. P. M. **Numerical Calculation of Wall-to-Bed Heat Transfer Coefficients in Gas-Fluidized Beds**, AIChE Journal, v. 38, 1992.

KUNII, D.; LEVENSPIEL, O. **Fluidization Engineering**. John Wiley & Sons, 1969, 534p.

KUNII, D., LEVENSPIEL, O. **Fluidization engineering**. 2. ed. Boston: Butterworth-Heinemann, 1991.

LAI, F. C. **Simulação numérica do escoamento particulado para o preenchimento de canal fraturado**. Dissertação de Mestrado, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, 2013.

LAU, Y. M.; BAI, W.; DEEN, N. G.; KUIPERS, J. M. **Numerical study of bubble breakup in bubbly flows using a deterministic Euler-Lagrange framework**, Chemical Engineering Science, v. 108, 2013.

LEAL, F. I. **Modelagem e simulação de mecanismos artificiais de elevação em plataformas offshore de prospecção de petróleo**. Trabalho de Conclusão de Curso, Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, São Paulo, 2006.

LI, A., AHMADI, G. **Dispersion and deposition of spherical particles from point sources in a turbulent channel flow**. Aerosol science and technology, Taylor & Francis, v. 16, n. 4, p. 209–226, 1992.

LIMA, G. H. **Modelagem e simulação numérica de escoamento sólido-fluido sobre meio poroso heterogêneo**. Dissertação de Mestrado, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Curitiba, 2016.

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

MARQUES, I. I. D. R. **Investigação do leito de jorro como reator em potencial de pirólise de partículas cartonadas**. Dissertação de Mestrado, Universidade Federal do Espírito Santo, São Mateus, 2013.

MATHUR, K. B., EPSTEIN, N. **Spouted beds**, Academic Press Inc. LTD., New York, 304p., 1974.

MATHUR, K. B., GISHLER, N. **A technique for contacting gases with coarse solid particles**, A.I.Ch.E. Journal, Vol. 1, p.157-164, 1955.

MULLER, C.R., SCOTT, S. A., HOLLAND, D.J., CLARKE, B.C., SEDERMAN, A. J., DENNIS, J.S., GLADDEN, L. F. Validation of a discrete element model using magnetic resonance measurements. **Particuology**, Vol. 7, 297- 306, 2009.

NITZ, M. **Fluidodinâmica, secagem e recobrimento em leito pulso fluidizado**. Tese de Doutorado, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 2006.

PALLAI, E., SZENTMARJAY, T., MUJUMDAR, A. S. Spouted bed drying. In: MUJUMDAR, A. S. **Handbook of Industrial Drying**. 2º Edição. New York: Marcel Dekker, Cap. 13, p. 453-488, 1995.

PATANKAR, S. V. **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow**. Hemisphere/McGraw- Hill, New York, 1980.

PATANKAR, S. V., SPALDING, D. B. **A calculation procedure for heat. Mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows**. International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 5, p. 1787–1806, 1972.

PATIL, D.; SMIT, J.; VAN SINT ANNALAND, J.; KUIPERS, J. A. M. **Wall-to-bed heat transfer in gas-solid bubbling fluidized beds**, AIChE Journal, v. 52, 2006.

POPOFF, B., BRAUN, M. **A lagrangian approach to dense particulate flows**. In: International Conference on Multiphase Flow, Leipzig, Germany. [S.l.: s.n.], 2007.

RATTI, B. G. **Efeito da velocidade de fluidização e do inventário de sólidos no perfil de pressão de uma válvula loop-seal acoplada a um sistema de leito fluidizado circulante**. Trabalho de conclusão de curso, Universidade tecnológica Federal do Paraná, Ponta Grossa, 2015.

ROCHA, A. P. T. **Estudo do processo de recobrimento contínuo de extratos fitoterápicos secos em leito de jorro**. Tese de Doutorado, Universidade Federal de Campina Grande, Campina Grande, 2006.

ROSA, C. A. **Estudo experimental e numérico da fluidodinâmica e das transferências de calor e massa em um leito de jorro contínuo: Uso da técnica CFD**. Tese de Doutorado, Universidade Federal de São Carlos, São Carlos, 2010.

SAFFMAN, P. **The lift on a small sphere in a slow shear flow**. Journal of Fluid Mechanics, Cambridge Univ Press, v. 22, n. 02, p. 385–400, 1965.

SANT'ANNA, M. C. S. **Simulação hidrodinâmica de um gaseificador de leito fluidizado borbulhante**. Tese de Doutorado, Universidade Federal de Pernambuco, Recife, 2015.

SANTOS, K. G. **Estudo da fluidodinâmica do leito de jorro por CFD com malhas tridimensionais**. Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, 2008.

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

TAGLIAFERRI, A.; MAZZEI, L.; LETTIERI, P.; MARZOCHELLA, A.; OLIVIERI, G.; SALATINO, P. **CFD simulation bubbling fluidized bidispese mixtures: Effect of integration method sand restitution coefficient**, Chemical Engineering Science, v. 102, 2013.

VERSTEEG, H. K., MALALASEKERA, W. **An Introduction To Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method**. 2. ed. [S.l.]: Prentice Hall, 1995.

ZANOELO, E.F. **Modelagem e simulação hidrodinâmica de um leito de jorro bidimensional**, Dissertação de Mestrado, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 1994.

**APÊNDICE A – PRIMEIRA FOLHA DO ARQUIVO ESCRITO PARA A INJEÇÃO
UTILIZADA NA SIMULAÇÃO DO LEITO FLUIDIZADO**

((0.097936 -0.090912 -0.097183 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.092483 -0.098039 -0.095895 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.085229 -0.091142 -0.096575 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.091976 -0.083258 -0.095012 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.080264 -0.079474 -0.098579 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.084506 -0.082814 -0.095911 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.092879 -0.074061 -0.095240 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.090159 -0.076369 -0.097546 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.085377 -0.066714 -0.094049 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.097995 -0.072759 -0.094193 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.097031 -0.064564 -0.098515 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.089283 -0.072415 -0.094983 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.094352 -0.057774 -0.096473 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.097888 -0.058866 -0.098491 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.076653 -0.022144 -0.093680 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.098094 -0.041837 -0.097415 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.098076 -0.046566 -0.095205 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.086144 -0.059480 -0.094353 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.078627 -0.032754 -0.096354 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.098101 -0.034441 -0.095731 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.088819 -0.053399 -0.097518 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.094127 -0.013432 -0.096251 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.094396 -0.019548 -0.096153 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.073201 -0.033575 -0.094470 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.094328 -0.007153 -0.098784 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.097709 -0.012222 -0.098515 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)

```
((0.085410 -0.025381 -0.097271 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.097797 -0.001720 -0.094062 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
((0.091976 -0.023501 -0.097060 0.0 0.0 0.0 0.000750 300.000000
4347.826018) injection:0)
```