

**UNIVERSIDADE DO VALE DO RIO DOS SINOS - UNISINOS  
UNIDADE ACADÊMICA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA  
NÍVEL MESTRADO**

**HELMUTH REGULY JUNIOR**

**ANÁLISE ESPECTRAL DE SINAIS DE FLUTUAÇÃO DE PRESSÃO OBTIDOS DA  
FLUIDODINÂMICA COMPUTACIONAL DE LEITOS FLUIDIZADOS**

**São Leopoldo, Outubro de 2015**

ANÁLISE ESPECTRAL DE SINAIS DE FLUTUAÇÃO DE PRESSÃO OBTIDOS DA  
FLUIDODINÂMICA COMPUTACIONAL DE LEITOS FLUIDIZADOS

Helmuth Reguly Junior

Trabalho submetido ao Programa de Pós-Graduação  
em Engenharia Mecânica da Universidade do Vale  
do Rio do Sinos – UNISINOS como pré-requisito  
parcial para a obtenção do título de Mestre em  
Engenharia Mecânica.

Mestre em Engenharia Mecânica

Orientador: Prof<sup>ª</sup>. Dr<sup>ª</sup>. Flávia Schwarz Franceschini Zinani

Coorientador: Prof<sup>ª</sup>. Dr<sup>ª</sup>. Maria Luiza Sperb Indrusiak

Banca Examinadora

Prof. Dr. Carlos Alberto Mendes Moraes (PPGEM, Unisinos)

Prof. Dr. Conrad Yuan Yuen Lee (PPGEM, Unisinos)

Prof. Dr. Alexandre Vagtinski de Paula (UFRGS)

São Leopoldo, Outubro de 2015

R344a      Reguly Junior, Helmuth.  
Análise espectral de sinais de flutuação de pressão obtidos da  
fluidodinâmica computacional de leitos fluidizados / Helmuth  
Reguly Junior. – 2015.  
93 f. : il. ; 30 cm.

Dissertação (mestrado) – Universidade do Vale do Rio dos  
Sinos, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica,  
2015.

“Orientadora: Prof<sup>ª</sup>. Dr<sup>ª</sup>. Flávia Schwarz Franceschini Zinani.”

“Coorientadora: Prof<sup>ª</sup>. Dr<sup>ª</sup>. Maria Luiza Sperb Indrusiak.”

1. Leito Fluidizado. 2. Análise espectral. 3. Simulação  
(computador). 4. Transformada de Fourier. I. Zinani, Flávia  
Schwarz Franceschini. II. Indrusiak, Maria Luiza Sperb. III. Título.

CDU 621

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)  
(Bibliotecária: Raquel Herbez França – CRB 10/1795)

Trabalho desenvolvido para o programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade do Vale do Rio dos Sinos – UNISINOS, financiado por bolsa de estudos concedida pela Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – CAPES, por meio da modalidade do Programa de Suporte à Pós-Graduação de Instituições de Ensino Particulares Cursos Novos – PROSUP/Cursos Novos.

Dedico esta dissertação à minha esposa Maria Cristina, pelo apoio incondicional e  
constante incentivo.

Dedico também à minha orientadora Prof<sup>a</sup>. Dr<sup>a</sup>. Flávia Schwarz Franceschini Zinani,  
pela paciência, incentivo, amizade e excelente orientação.

Sem o apoio de ambas, este trabalho não teria sido realizado. A elas, o meu muito  
obrigado.

## **AGRADECIMENTOS**

Agradeço a todos os professores do mestrado pelos ensinamentos passados em suas disciplinas. Em especial à professora orientadora Flávia Zinani, por sua dedicação e disposição em ajudar, e à professora Maria Luiza, que auxiliou muito nas incontáveis dúvidas durante a realização deste trabalho, referente às transformadas de Fourier.

Aos colegas do mestrado, iniciação científica e pós doutorado, em especial Cleiton e Túlio, pela ajuda com os softwares utilizados para fazer as simulações e as análises dos resultados.

À Unisinos pelo ensino de qualidade e à CAPES pela bolsa ofertada, sem os quais essa dissertação dificilmente teria sido realizada. Por fim a todos os demais que de alguma forma contribuíram para a conclusão dessa dissertação e de mais uma etapa em minha vida.

*"A mente que se abre a uma nova ideia jamais voltará ao seu tamanho original".*

*Albert Einstein*

## RESUMO

No presente trabalho, foram feitas análises espectrais de sinais de flutuação de pressão obtidos de simulações computacionais de leitos fluidizados. As simulações foram realizadas com o aplicativo ANSYS FLUENT 14.0. O modelo multifásico empregado foi o modelo de dois fluidos (TFM) Euler-granular. As tensões das fases sólidas foram modeladas pela Teoria Cinética dos Escoamentos Granulares (KTGF). Foram simulados dois leitos, um leito bidimensional em regime de fluidização rápida e um leito tridimensional em regimes borbulhante e turbulento, ambos com partículas do grupo B de Geldart. Os sinais de flutuação de pressão gerados nas simulações numéricas foram analisados via densidade espectral de potência. Foram identificados o mínimo período de tempo de simulação para gerar sinais estatisticamente significativos, bem como a mínima frequência de aquisição necessária para o tratamento dos sinais, os quais foram iguais a 32,5 s e 250 Hz, respectivamente. No leito 3D, o regime borbulhante foi caracterizado por picos nas frequências de 1,5 e 2,2 Hz, enquanto o regime de fluidização rápida simulado em 2D foi caracterizado por um pico a uma frequência de 0,12 Hz, o que se acredita estar relacionado com a frequência de movimento dos aglomerados de partículas. Também foi possível verificar a diferença entre os espectros de potência dos regimes borbulhante e turbulento, que são diferenciados pelos picos de frequência. No regime borbulhante foram identificados dois picos de frequência, enquanto no regime turbulento foi identificado apenas um pico.

Palavras-chave: Leito fluidizado. Análise espectral. Simulação computacional. Transformada de Fourier.



## ABSTRACT

In this study, spectral analyses of pressure fluctuation signals obtained from computational simulations of fluidized beds were done. The simulations were performed using ANSYS FLUENT 14.0. The multiphase model employed was the Euler-granular two-fluid model (TFM). The solid stresses were modeled by the kinetic theory of granular flows (KTGF). Two beds were simulated, a two-dimensional bed in fast fluidization regime and a three-dimensional bed in bubbling and turbulent regimes, both with Geldart-B particles. The pressure fluctuation signals generated by numerical simulations were analyzed via power spectral density. The minimum simulation periods to generate statistically significant signals were identified, as well as the minimum sampling rate required for the processing of signals, which were found equal to 325 and 250 Hz, respectively. In the 3D bed, the bubbling system was characterized by peaks at frequencies of 1.5 and 2.2 Hz, while the fast fluidization regime simulated in 2D was characterized by a peak at a frequency of 0.12 Hz, which may be related to the rate of motion of clusters. A major difference between the power spectra of bubbling and turbulent regimes was observed. In the bubbling regime, two frequency peaks may be identified, while in turbulent regime only one frequency peak appears.

Key-words: Fluidized bed. Spectral analysis. Computational simulation. Fourier Transform.

## LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 - Classificação de Geldart para partículas sólidas.....	29
Figura 2.2 - Representação de um leito de partículas sólidas no sentido ascendente.....	33
Figura 2.3 - Regimes de fluidização em função da velocidade do gás ( $u$ ) e queda de pressão no interior do leito fluidizado ( $\Delta P$ ).....	35
Figura 2.4 - Relação entre a queda de pressão e a velocidade do gás de entrada.....	36
Figura 2.5 - Mistura de dois harmônicos de frequência e respectiva PSD. ....	46
Figura 3.1 - Esquema do LFC utilizado para obtenção dos dados experimentais.....	54
Figura 3.2 - Representação da modelagem numérica do LFC. ....	55
Figura 3.3 - Posições de coleta de dados de pressão no LFC.....	56
Figura 3.4 - Representação da modelagem numérica do LFB baseado em Jung <i>et al.</i> (2005).58	
Figura 3.5 - Posições de coleta de dados de pressão no LFB.....	58
Figura 4.1 - Comparação entre os perfis horizontais da velocidade vertical dos sólidos na altura de 8,88 m. ....	62
Figura 4.2 - Perfil horizontal da velocidade vertical dos sólidos para Malha 1 com barras de erro. ....	63
Figura 4.3 - Perfil da velocidade média dos sólidos na posição 8,88 m.....	63
Figura 4.4 - Perfil da taxa de massa dos sólidos na posição 8,88 m.....	64
Figura 4.5 - Perfil de queda de pressão média ao longo do reator.....	64
Figura 4.6 - Comparação entre os perfis horizontais da velocidade vertical dos sólidos na altura de 0,14 m para LFB.....	66
Figura 4.7 - Perfis horizontais da velocidade vertical dos sólidos para malha mais refinada com barras de erro para LFB.....	66
Figura 4.8 - Sinal de flutuação de pressão para altura 9,07 m.....	68
Figura 4.9 - PSD do LFC para altura de 9,07 m.....	69
Figura 4.10 - Fração de volume de sólidos em diferentes instantes de tempo. a) 60 s, b) 140 s e c) 240 s. ....	69
Figura 4.11 - Sinal de flutuação de pressão no LFB.....	70
Figura 4.12 - Análise do espectro para o LFB.....	70
Figura 4.13 - Correlação cruzada do LFB.....	71
Figura 4.14 - Comparação da PSD reduzindo a frequência de aquisição. a) LFB na altura de 0,1975 cm e b) LFC na altura de 9,07 m.....	73

Figura 4.15 - Comparação da PSD reduzindo a frequência de aquisição e alterando o número de janelas. a) LFB na altura de 0,1975 m e b) LFC na altura de 9,07 m .....	74
Figura 4.16 - Comparação da PSD reduzindo o tempo de simulação a) LFB na altura de 0,1975 m e b) LFC na altura de 9,07 m .....	75
Figura 4.17 - Pontos de coleta de dados de pressão no LFB.....	76
Figura 4.18 - Densidade espectral para a velocidade de 1,145 m/s. ....	78
Figura 4.19 - Fração de volume de sólidos no reator com a velocidade de 1,145 m/s. ....	78
Figura 4.20 - Densidade espectral para a velocidade de 1,374 m/s. ....	79
Figura 4.21 - Fração de volume de sólidos no reator com a velocidade de 1,374 m/s. ....	79
Figura 4.22 - Densidade espectral para a velocidade de 3,435 m/s. ....	80
Figura 4.23 - Fração de volume de sólidos no reator com a velocidade de 3,435 m/s .....	81

## LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1- Dados operacionais do leito fluidizado circulante .....	56
Tabela 3.2 - Dados operacionais do leito fluidizado borbulhante .....	57
Tabela 4.1 - Características das malhas geradas para o LFC. ....	61
Tabela 4.2 - Características das malhas geradas para o LFB. ....	65
Tabela 4.3 - Número de janelas para frequência de aquisição do sinal de pressão .....	72
Tabela 4.4 - Velocidades de ar na entrada do distribuidor (m/s).....	77

## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ANEEL	Agência Nacional de Energia Elétrica
BASF	Fábrica da Baviera ( <i>Badische Anilin und Soda-Fabrik</i> )
CFD	Dinâmica Computacional de Fluidos ( <i>Computational Fluid Dynamics</i> )
DEM	Método Discreto de Elemento ( <i>Discrete Elemento Method</i> )
DFT	Transformada Discreta de Fourier ( <i>Discrete Fourier Transform</i> )
DNS	Simulação Numérica Direta ( <i>Direct Numerical Simulation</i> )
DSMC	Simulação Direta Monte Carlo ( <i>Direct Simulation Monte Carlo</i> )
FFT	Transformada Rápida de Fourier ( <i>Fast Fourier Transform</i> )
GCI	Índice de Convergência de Malha ( <i>Grid Convergence Indice Method</i> )
IEA	Agencia Internacional de Energia ( <i>International Energy Agency</i> )
IGCC	Gaseificação Integrada a Ciclo Combinado ( <i>Integrated Gasification Combined Cycle</i> )
IPCC	Painel Intergovernamental sobre Mudanças Climáticas ( <i>Intergovernmental Panel on Climate Change</i> )
KTGF	Teoria Cinética dos Escoamentos Granulares ( <i>Kinetic Theory of Granular Flows</i> )
LBM	Método Lattice-Boltzmann ( <i>Lattice-Boltzmann Method</i> )
LF	Leito Fluidizado
LFB	Leito Fluidificado Borbulhante
LFC	Leito Fluidizado Circulante
MFIX	<i>Multiphase Flow with Interphase Exchange</i>
MP-PIC	<i>Multiphase particle-in-cell</i>
MUSCL	

PBDL	Partículas de Polietileno de Baixa Densidade Linear
PSD	Densidade Espectral de Potência ( <i>Power Spectral Density</i> )
PSRI	Pesquisa de Ciências Físicas Internacional ( <i>Physical Sciences Research International</i> )
TCC	Craqueamento Catalítico Thermofofor
TFM	Modelo para Dois Fluidos ( <i>Two Fluid Model</i> )

## LISTA DE SÍMBOLOS

$A$	Área da secção transversal do leito [m <sup>2</sup> ]
$A_i$	Área da célula da malha [m <sup>2</sup> ]
$Ar$	Número de Arquimedes [-]
$C_d$	Coefficiente de arrasto [-]
$D$	Diâmetro do tubo de subida [m]
$d_b$	Tamanho da bolha [m]
$d_p$	Diâmetro da partícula ou diâmetro médio de Sauter [m]
$d_{pi}$	Diâmetro médio de cada partícula [m]
$d_s$	Diâmetro médio da partícula [m]
$e$	Coefficiente de restituição [-]
$e_a$	Erro aleatório [-]
$e^{ift}$	Ondas de frequência [-]
$e_{ss}$	Coefficiente de restituição partícula-partícula [-]
$f$	Função genérica [-]
f	Frequência [Hz]
$g$	Aceleração da gravidade [m/s <sup>2</sup> ]
$g_0$	Função de distribuição radial [-]
$GCI_{fine}$	Índice de convergência de malha [-]
$h$	Valor da célula representativa [-]
$H_0$	Altura do leito fixo [m]
$i$	Vetor unitário na direção vertical [-]
$\mathbf{I}$	Tensor das forças de interação entre gás e sólido [N/m <sup>3</sup> ]
$\mathbf{I}_{2D}$	Invariante de segunda ordem do tensor tensão [N/m <sup>3</sup> ]

$K_{gs}$	Coeficiente de arrasto entre as fases gás e sólida [-]
$k_{\theta s}$	Coeficiente de difusão térmica [-]
$L$	Altura do leito [m]
$L_i$	Altura da entrada secundária [m]
$L_o$	Altura da saída [m]
$m_p$	Massa da partícula [kg]
$M_s$	Vazão mássica de sólidos [kg/s]
$n$	Número de partículas no volume de interesse [-]
$N$	Número de elementos da malha [-]
$P$	Pressão [Pa]
$p$	Ordem aparente [-]
$p_{out}$	Pressão de saída do leito [Pa]
$p_s$	Pressão de fase sólida [Pa]
$P_{xx}$	Espectro de energia ou potência do sinal de pressão [Pa <sup>2</sup> /Hz]
$Q$	Vazão volumétrica [m <sup>3</sup> /s]
$r$	Fator de refinamento [-]
$Re$	Número de Reynolds [-]
$Re_{mf}$	Número de Reynolds de mínima fluidização [-]
$Re_s$	Número de Reynolds para a fase sólida [-]
$R_{xx}$	Função de auto correlação do sinal de pressão [Pa <sup>2</sup> ]
$R_{xy}$	Função da correlação cruzada dos sinais de pressão [Pa <sup>2</sup> ]
$T$	Tempo de observação [s]
$t$	Espessura do leito [m]
$T_s$	Tensor de tensão da fase sólida [N/m <sup>3</sup> ]



$u_b$	Velocidade de ascensão da bolha [m/s]
$u_{br}$	Velocidade de ascensão para uma única bolha [m/s]
$\mathbf{u}_g$	Velocidade vetorial do gás [m/s]
$u_g; u$	Velocidade do gás [m/s]
$u_{mf}$	Velocidade de mínima fluidização [m/s]
$u_o$	Velocidade superficial [m/s]
$\mathbf{u}_s$	Velocidade vetorial do sólido [m/s]
$u_t$	Velocidade terminal [m/s]
$u_{tr}$	Velocidade de transporte [m/s]
$V_p$	Volume ocupado pela partícula [m <sup>3</sup> ]
$V_r$	Volume total do leito [m <sup>3</sup> ]
$V_v$	Volume total preenchido pelo gás [m <sup>3</sup> ]
$W$	Largura do leito [m]
$\hat{x}$	Coefficientes de Fourier [-]
$x_i$	Fração mássica retida [-]
$y_o$	Posição vertical do ponto médio de saída [m]
$y_{si}$	Posição do ponto médio de entrada secundária vertical [m]
$\gamma_{\theta s}$	Dissipação de energia pela colisão das partículas [W/m <sup>3</sup> ]
$z$	Altura do leito para cálculo do tamanho da bolha [m]

### Símbolos Gregos

$\nabla$	Operador nabla [-]
$\Delta P$	Queda de pressão [Pa]

$\varepsilon_{21}, \varepsilon_{32}$	Diferença das variáveis genéricas [-]
$\varepsilon_g$	Fração volumétrica do gás no leito [-]
$\varepsilon_m$	Porosidade mínima do leito [-]
$\varepsilon_{mf}$	Porosidade na condição de mínima fluidização [-]
$\varepsilon_s$	Fração volumétrica do sólido [-]
$\Theta$	Temperatura granular [ $m^2/s^2$ ]
$\lambda$	Viscosidade mássica [ $kg/(m\ s)$ ]
$\mu$	Viscosidade dinâmica [ $kg/(m\ s)$ ]
$\mu_g$	Viscosidade do gás [ $kg/(m\ s)$ ]
$\mu_{s,col}$	Viscosidade de colisão [ $kg/(m\ s)$ ]
$\mu_{s,fr}$	Viscosidade de fricção [ $kg/(m\ s)$ ]
$\mu_{s,kin}$	Viscosidade cinemática [ $kg/(m\ s)$ ]
$\mu_x$	Média [-]
$\rho_g$	Massa específica do gás [ $kg/m^3$ ]
$\rho_r$	Massa específica relativa [ $kg/m^3$ ]
$\rho_s$	Massa específica do sólido [ $kg/m^3$ ]
$\rho_T$	Massa específica efetiva [ $kg/m^3$ ]
$\tau$	Atraso da função [-]
$\boldsymbol{\tau}_g$	Tensor de tensão da fase gasosa [Pa]
$\Phi$	Variáveis genéricas [-]
$\phi$	Coefficiente de especularidade [-]
$\phi_{gs}$	Energia cinética transferida entre as fases gasosa e sólida [ $W/m^3$ ]
$\phi_s$	Esfericidade das partículas [-]

## SUMÁRIO

<b>1 INTRODUÇÃO .....</b>	<b>19</b>
<b>1.1 Aplicação Industrial de Leitos Fluidizados .....</b>	<b>20</b>
1.1.1 Destaques Históricos.....	20
1.1.2 Operações Físicas .....	21
1.1.3 Outras Aplicações.....	21
<b>1.2 Estado da Arte.....</b>	<b>22</b>
<b>1.3 Justificativa para o Estudo .....</b>	<b>26</b>
<b>1.4 Objetivo do Trabalho.....</b>	<b>27</b>
1.4.1 Objetivos Específicos.....	27
<b>1.5 Organização do Trabalho .....</b>	<b>28</b>
<b>2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA.....</b>	<b>29</b>
<b>2.1 Classificação dos Sólidos Particulados .....</b>	<b>29</b>
2.1.1 Tamanho da Partícula .....	30
2.1.2 Massa Específica .....	31
2.1.3 Fração Volumétrica de Gás e Sólido .....	32
<b>2.2 Fluidização .....</b>	<b>33</b>
2.2.1 O Fenômeno da Fluidização.....	33
2.2.2 Velocidade de Mínima Fluidização .....	36
2.2.3 Velocidade Terminal.....	38
2.2.4 Velocidade de Transporte.....	38
2.2.5 Velocidade Superficial do Gás .....	39
2.2.6 Perda de Carga Vertical .....	39
<b>2.3 Modelos de Fluidodinâmica Computacional para escoamentos gás-sólido .....</b>	<b>39</b>
<b>2.4 Métodos para a investigação dos sinais de flutuação de pressão .....</b>	<b>42</b>
2.4.1 Análises no Domínio Tempo.....	43
2.4.2 Análises no Domínio Frequência.....	44
2.4.3 Análises no Domínio Tempo-Frequência .....	45
2.4.4 Densidade Espectral de Potência .....	45
2.4.5 Recomendações Sobre a Análise de Séries Temporais de Pressão .....	47
<b>3 METODOLOGIA .....</b>	<b>49</b>
<b>3.1 Equações Governantes .....</b>	<b>49</b>
3.1.1 Conservação da Massa .....	49

	18
3.1.2 Equação de balanço de taxa da quantidade de movimento .....	50
3.1.3 Equação de balanço de energia granular .....	52
<b>3.2 Geometria do Leito .....</b>	<b>53</b>
3.2.1 Leito Fluidizado Circulante.....	53
3.2.2 Leito Fluidizado Borbulhante.....	56
<b>3.3 Índice de convergência de malha .....</b>	<b>59</b>
<b>4 RESULTADOS.....</b>	<b>61</b>
<b>4.1 Validação da Malha .....</b>	<b>61</b>
4.1.1 Leito Fluidizado Circulante.....	61
4.1.2 Leito Fluidizado Borbulhante.....	65
<b>4.2 Análise Espectral.....</b>	<b>67</b>
4.2.1 Análise Espectral do LFC .....	67
4.2.2 Análise Espectral do LFB .....	69
<b>4.3 Redução do Tempo e Frequência de Aquisição .....</b>	<b>71</b>
<b>4.4 Análise Espectral para Diferentes Regimes .....</b>	<b>75</b>
<b>5 CONCLUSÃO .....</b>	<b>82</b>
<b>6 TRABALHOS FUTUROS .....</b>	<b>83</b>
<b>REFERÊNCIAS.....</b>	<b>84</b>

## 1 INTRODUÇÃO

Fluidização é um fenômeno em que partículas sólidas passam a se comportar como um fluido através de sua suspensão pelo escoamento de um gás ou líquido (KUNII e LEVENSPIEL, 1991). Conhecida desde os anos 1920, a tecnologia de leito fluidizado tem sido aplicada principalmente nas indústrias química e de petróleo. Já a combustão em leito fluidizado começou a ser utilizada a partir dos anos 1970 (BITTANTI *et al.*, 2000). Os reatores de leito fluidizado ganharam popularidade a partir das décadas de 1980 e 1990, com o aumento do interesse nas instalações para produção de energia térmica, devido à flexibilidade quanto ao uso de combustíveis e à redução das emissões de poluentes (BALTAZAR *et al.*, 2009). O uso de reatores de leito fluidizado em plantas de Gaseificação Integrada a Ciclo Combinado (IGCC – *Integrated Gasification Combined Cycle*) permite ampliar o campo de aplicação deste tipo de equipamento nas próximas décadas (BALTAZAR *et al.*, 2009). Sendo assim, as pesquisas relacionadas aos escoamentos em leitos fluidizados e à fluidização têm se intensificado continuamente.

Com o surgimento dos computadores com maior capacidade de processamento e memória, nos anos 1990, a Fluidodinâmica Computacional (CFD – *Computational Fluid Dynamics*) tem sido considerada como uma ferramenta fundamental no estudo de escoamentos, sendo aplicada com sucesso no estudo de diversos tipos de problemas (MALISKA, 2012). No entanto, devido à complexidade e aos inúmeros fenômenos envolvidos nos escoamentos multifásicos que ocorrem na fluidização, a modelagem matemática destes processos é um desafio que, sob diversos aspectos, permanece em aberto (PANNALA *et al.* 2008). A modelagem via modelo de dois fluidos (TFM – *Two fluid model*) é uma das mais utilizadas para escoamentos multifásicos do tipo gás-sólido particulado, e resulta em modelos numéricos mais econômicos do ponto de vista computacional. Neste tipo de modelo, as fases gás e sólida são modeladas como meios contínuos interpenetrantes. A interação entre as fases se dá por um modelo de transferência de quantidade de movimento e as tensões da fase sólida, que se diferenciam enormemente das tensões experimentadas por um fluido. As interações entre as fases são modeladas utilizando a Teoria Cinética dos Escoamentos Granulares (KTGF – *Kinetic Theory of Granular Flows*) (LUN *et al.*, 1984).

Segundo Sasic *et al.* (2007) a flutuação da pressão medida em um ponto de um leito fluidizado pode ser utilizada para caracterizar o escoamento no interior do mesmo, com a vantagem de a pressão ser uma medida relativamente fácil de ser realizada sob condições inóspitas, como às que são geralmente encontradas em aplicações industriais (WERTHER,

1999). A fim de caracterizar o escoamento, o sinal de flutuação de pressão pode ser interpretado utilizando as diversas ferramentas de análise espectral disponíveis.

A transformada de Fourier é uma ferramenta de análise espectral apropriada para a análise do sinal de flutuação de pressão obtido em escoamentos em leito fluidizado, por ser este um sinal com características estocásticas (INDRUSIAK, 2013). A transformada de Fourier (BENDAT e PIERSOL, 1971) é utilizada para estudar o sinal no domínio das frequências, fornecendo a intensidade de faixas discretas de frequência que caracterizam o problema. A análise espectral do sinal de flutuação de pressão obtido de modelos reais de leitos fluidizados é uma ferramenta estabelecida no estudo deste tipo de sistema. Já a análise dos sinais obtidos de simulações numéricas de CFD é um campo relativamente novo. Questões quanto ao tempo de simulação necessário para obtenção de um sinal que caracterize a fluidodinâmica e a frequência necessária para aquisição do sinal estão ainda em aberto (DEZA e BATTAGLIA, 2013).

## **1.1 Aplicação Industrial de Leitos Fluidizados**

A tecnologia de leito fluidizado é muito aplicada na indústria e é conhecida desde os anos 1920 (BITTANTI *et al.*, 2000). Os reatores de leito fluidizado ganharam popularidade a partir das décadas de 1980 e 1990, com o aumento do interesse nas instalações para produção de energia térmica, devido à flexibilidade quanto ao uso de combustíveis e à redução das emissões de poluentes (BALTAZAR *et al.*, 2009).

### **1.1.1 Destaques Históricos**

A utilização do leito fluidizado em escala industrial ocorreu em 1926, através do processo de gaseificação do carvão. As primeiras unidades foram construídas na Alemanha e no Japão para suprir com gás a indústria química. O objetivo era obter monóxido de carbono e hidrogênio através do pó de carvão e oxigênio.

Em 1940 surge o processo de craqueamento catalítico Thermofor (TCC) para transformação de querosene e óleo combustível em gasolina, que utiliza dois leitos de movimentação com circuitos de reação e regeneração para catalização de pelotas relativamente grandes, sendo utilizado em larga escala. Durante o desenvolvimento das unidades do TCC, foi desenvolvido o catalizador de sílica de alumina amorfa, em 1962. Com o desenvolvimento desse novo tipo de catalizador obteve-se uma gasolina com melhores rendimentos.

Independentemente do processo TCC, a empresa alemã *Badische Anilin und Soda-Fabrik* (BASF) em 1945, desenvolveu um leito fluidizado para queima baseado nos conceitos do primeiro leito desenvolvido para a produção de gás. Depois essa tecnologia foi utilizada na indústria de ácido sulfúrico e para a precipitação de uma grande variedade de materiais sólidos necessários na indústria metalúrgica (KUNII e LEVENSPIEL, 1999).

### 1.1.2 Operações Físicas

Os leitos fluidizados podem ser utilizados como trocadores de calor devido a sua grande habilidade de transportar o calor rapidamente e manter a temperatura uniforme do leito. São também utilizados para a solidificação de líquidos em pequenos grãos na produção de ureia granulada. Neste processo, ar frio entra por baixo do leito e a ureia líquida entra por cima. Quando a ureia entra em contato com o ar gelado, se solidifica, obtendo-se assim um leito fluidizado de partículas de ureia. Os leitos fluidizados são empregados também na aplicação de finas camadas (*coating*) de algum material, como, por exemplo, plástico em objetos metálicos. Outra aplicação é a de adsorção, responsável pela separação e concentração de solventes, como acetona, etanol e acetato. (KUNII e LEVENSPIEL, 1999).

### 1.1.3 Outras Aplicações

Além das aplicações já comentadas, os leitos fluidizados podem ser utilizados para a operação de craqueamento de hidrocarbonetos, em que as reações são endotérmicas e acompanhadas pela deposição de carbono próximo à superfície do sólido. Basicamente esse processo apresenta um local para absorção de calor para a reação e para a deposição de carbono e um segundo local onde o carbono depositado é queimado.

Eles também são utilizados para a combustão de carvão e incineração de sucata para geração de energia. Geralmente são utilizados leitos fluidizados circulantes para a combustão do carvão e nesses leitos ocorre a completa combustão do carvão e uma baixa emissão de  $\text{NO}_x$  e  $\text{SO}_x$ . Já na incineração de sucata é comum a produção de substâncias tóxicas que saem junto com o gás, tais como vapores de metais pesados (Hg, Pb, Cd), ácido sulfúrico e óxido de nitrogênio, sendo necessário um sistema de limpeza desse gás de saída do leito. Outras aplicações para geração de energia são a gaseificação e a carbonização, podendo-se utilizar, como partícula sólida no leito fluidizado, carvão, coque, sucata e madeira. O processo de gaseificação gera gás que é enviado para uma turbina a gás com ciclo combinado (IGCC), sendo

mais eficiente que um sistema de ciclo simples. Também são utilizados na indústria de semicondutores e células solares, com a finalidade de utilização em produtos eletroeletrônicos e na produção de energia elétrica através da energia fotovoltaica (KUNII e LEVENSPIEL, 1999).

## 1.2 Estado da Arte

Historicamente, os dados de flutuações de pressão obtidos a partir de reatores de leito fluidizado têm sido analisados por diferentes métodos, incluindo o desvio padrão, a análise de auto correlação e análise de densidade espectral de potência (PSD – *Power Spectral Density*). A análise do desvio padrão tem sido utilizada para identificar os diferentes regimes em leitos fluidizados, de modo a determinar a velocidade de mínima fluidização e a transição entre os regimes (BI *et al.*, 1995; ZHANG *et al.*, 1987). A transformada de Fourier tem sido empregada para a obtenção das frequências associadas ao sistema através da análise da PSD do sinal de pressão, com o objetivo de identificar a relação entre as frequências dominantes e os fenômenos físicos que ocorrem nos reatores de leito fluidizado (IWASAKI *et al.*, 1991; DEZA E BATTAGLIA, 2013).

Van Wachem *et al.* (2001) realizaram simulações com o modelo Euleriano-Lagrangiano, no qual foram observadas as flutuações de pressão em um leito fluidizado 2D, operando com partículas do tipo D. No estudo foi realizado a análise de sinais para o domínio tempo e domínio frequência. Para o domínio tempo foi possível obter informações como o tamanho da porosidade e quantificar sua ocorrência. Já para as bolhas, a análise no domínio frequência utilizando PSD apresentou melhores resultados.

Os mesmos autores validaram os resultados para o modelo Euleriano, utilizando partículas do tipo B de Geldart em simulações em 2D, e compararam o domínio frequência com o modelo de Baskakov *et al.* (1986) utilizando a PSD para a análise de sinais. Como resultado foi calculada a entropia das flutuações de pressão simuladas para uma gama de velocidades de fluidização, pressões de operação e diâmetros do leito. A característica de queda de pressão foi obtida, indicando o início do regime borbulhante (VAN WACHEM *et al.*, 1999).

A análise PSD também tem sido usada para validar similaridade entre modelos e protótipos de leitos (BRUE e BROWN, 2001; NICASTRO e GLICKSMAN, 1984). Neste âmbito, Brue e Brown (2001) revisaram as técnicas de amostragem usualmente empregadas em leitos borbulhantes e regimes de fluidização turbulentos e rápidos. Eles recomendam uma amostragem de 20 min a 60 min, para capturar informações importantes sobre a dinâmica de



baixa frequência (100 Hz) contida em flutuações de pressão. Os mesmos autores também descobriram que o regime borbulhante se comportou como vários sistemas dinâmicos de segunda ordem e que os picos de energia neles percebidos podem ser identificados via análise PSD.

Vários pesquisadores conduziram experimentos que utilizam a PSD como uma ferramenta de análise. Johnsson *et al.* (2000) analisaram o leito fluidizado circulante (LFC) em diferentes condições ambientais e regimes de fluidização. Usando PSD, identificaram três regiões: uma macroestrutura devido ao escoamento de bolha e duas outras regiões de alta frequência devido a estruturas mais finas. Van der Schaaf *et al.* (2002) determinaram as velocidades e tamanho de bolhas e *slugs* de gás, além das escalas de comprimento dos aglomerados (*clusters*) a partir de dados de flutuação de pressão medidos no leito e na entrada do reator. Shou e Leu (2005) compararam o método do desvio padrão com a PSD e a análise de ondaleta para determinar as velocidades críticas de transição dos gases nos regimes de fluidização, e encontraram uma boa concordância entre os métodos utilizados para analisar a dinâmica do leito. Indrusiak *et al.* (2013) fizeram uma análise comparativa entre PSD e espectro de ondaletas de resultados experimentais de pressão para regimes borbulhante e *slugging* (pistonado) em reatores de leito fluidizado turbulentos, mostrando algumas características intermitentes dos fenômenos. As bolhas se apresentaram no espectro de ondaletas como um rastro de estruturas de baixa energia, com uma frequência inerente de 2 Hz.

Os pioneiros a empregar a análise PSD nas flutuações de pressão previstos por CFD foram van Wachem *et al.* (1999) e Benyahia *et al.* (2000). Ambos usaram simulações em duas dimensões e o modelo Euler de dois fluidos (TFM) e relataram resultados razoáveis com os experimentos. Van Wachem *et al.* (1999) investigaram as flutuações de pressão e frações de vazio de um leito fluidizado borbulhante (LFB) por CFD, utilizando PSD para análise. Eles descobriram que a frequência dominante das flutuações de pressão numérica estava de acordo com os resultados experimentais de suas simulações. As características de degradação das flutuações de pressão e porosidade também foram correspondidas. Sua principal conclusão foi que as simulações do modelo Euler são capazes de reproduzir corretamente as características dinâmicas de leito fluidizado em escala de laboratório, de modo que as simulações de CFD Euleriana poderiam ser utilizadas como ferramentas de aumento de escala.

Van der Lee *et al.* (2005) e Chandrasekaran *et al.* (2005) utilizaram abordagem TFM para investigar o comportamento de partículas de polietileno de baixa densidade linear (PBDL) num leito fluidizado, e os resultados foram comparados com os dados experimentais. Eles descobriram que com o emprego de TFMs (utilizando ANSYS / FLUENT e MFX) não é

possível reproduzir os resultados experimentais, principalmente em função de o modelo ser incapaz de captar o efeito dos tamanhos e formas irregulares das partículas.

Johansson *et al.* (2006) utilizaram a análise PSD para comparar os dados numéricos e experimentais, e concluíram que o TFM com base na teoria cinética dos escoamentos granulares (KTGF) reproduziu bem os espectros de potência, e que a modelagem correta do sistema de alimentação de ar foi fundamental para prever o comportamento dinâmico total do leito. Esta conclusão foi igualmente relatada por Sasic *et al.* (2006).

Utikar e Ranade (2007) compararam a PSD de flutuações de pressão experimentais e numéricas de um leito retangular com um único jato operando em regime borbulhante. A frequência dominante perto da entrada foi maior para as simulações do que para os experimentos, mas também em relação a locais mais elevados no leito, o que indica a necessidade de melhorar os valores das propriedades de sólidos na KTGF.

Mansourpour *et al.* (2010) utilizou uma abordagem CFD-DEM (*Discrete Element Method*) para modelar um leito fluidizado borbulhante (LFB) de partículas de polietileno. As PSDs das flutuações de pressão experimentais apresentaram um pico em 3 Hz, enquanto a simulação previu um pico em 4 Hz, sugerindo que o resultado numérico superestimou os tamanhos das bolhas. Os coeficientes da lei de potência diminuíram, sendo observada esta característica para a dinâmica de leito fluidizado em altas frequências. Esta inclinação foi igual a -4,3 e -3,7 para experimentos e simulações, respectivamente. A inclinação indica o parâmetro constante da distribuição, conhecida como expoente ou parâmetro de escalonamento. Quanto maior for esse parâmetro, maior é a inclinação. A lei de potência é muito utilizada para cálculos estatísticos (CLAUSET *et al.*, 2009).

Wang *et al.* (2011) concluíram que existem variações de pressão originadas acima do distribuidor quando o gás é injetado no leito. Também foi verificado que a amplitude da flutuação da pressão aumentou com o incremento da velocidade de entrada nos LFBs, onde foram identificados dois picos no espectro. Acosta-Iborra *et al.* (2011) constataram que o uso de um domínio 3D foi necessário para modelar o LFB e obter boas previsões para os espectros de potência e comportamento de bolha em comparação com os experimentos. Usando um TFM bidimensional para um leito borbulhante, Sun *et al.* (2001) constataram que o modelo de arrasto de Syamlal e O'Brien foi a melhor escolha a fim de combinar resultados PSD numéricos e experimentais. O modelo de Syamlal e O'Brien (1989) é baseado na medida das velocidades terminais das partículas em leitos fluidizados ou fixos, com correlações que são funções da porosidade e do número de Reynolds relativo. Este modelo é apropriado quando as tensões no sólido estão definidas de acordo com Syamlal e O'Brien (1989).

Jung *et al.* (2006) realizaram um estudo numérico utilizando o código MFIX para simular as bolhas em um leito bidimensional e comparar com o estudo experimental realizado por Jung *et al.* (2005). O modelo utilizado para a realização da simulação foi o Euleriano. Apresentaram a análise PSD para a velocidade axial das partículas, na qual o pico de energia foi em 2,1 Hz. Este valor está de acordo com a frequência de oscilação em LFBs (GIDASPOW *et al.*, 2001). Jung *et al.* (2006) descobriram que as frequências experimentais e simuladas das partículas tiveram uma grande similaridade com a frequência da porosidade e de pressão oscilantes e que o arrasto é pequeno nos LFBs. Eles também verificaram que o tamanho das bolhas pode ser calculado em função do coeficiente de restituição (da ordem de 0,99 para as partículas do tipo B de Geldart) obtendo-se resultados semelhantes aos experimentais.

Deza e Battaglia (2013) realizaram um estudo numérico (TFM no MFIX) sobre a fluidodinâmica de LFBs utilizando areia e uma mistura binária de algodão e areia, compreendendo o regime borbulhante ( $4U_{mf}$ ), pistonado ( $6U_{mf}$ ) e turbulento ( $8U_{mf}$ ). Eles validaram seus resultados contra os experimentais de Zhang *et al.* (2008, 2009) e descobriram que o desvio padrão da queda de pressão ao longo do leito foi previsto para as velocidades de entrada de ar maiores do que quando se utiliza  $4U_{mf}$  no domínio 2D. Por conseguinte, o leito fluidizado foi adequadamente modelado utilizando MUSCL para a discretização e o modelo de turbulência Ahmadi para as velocidades iguais ou superiores a  $6U_{mf}$ , que correspondia ao pico do desvio padrão da queda de pressão. O modelo de turbulência segue essencialmente o mesmo padrão do modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  (XU e SUBRAMANIAM, 2006). Para todos os regimes, o sistema se comportou como uma dinâmica de segunda ordem. O regime borbulhante mostrou um pico de pressão enquanto o regime pistonado e o leito turbulento mostraram dois picos distintos. Observou-se um aumento em magnitude da pressão para o pico de baixa frequência, quando o escoamento está em transição do regime pistonado para o regime de fluidização turbulenta. Os autores concluíram que as simulações de CFD de reatores de leito fluidizado com a finalidade de estudar as flutuações de pressão são uma ferramenta útil para obter informações fluidodinâmicas e para determinar o regime de fluidização. No entanto, o tempo requerido para as simulações apresentarem um sinal de pressão longo o suficiente para análise pode ser também um impeditivo, visto que está na ordem de 40 dias para malhas tridimensionais (XU e SUBRAMANIAM, 2006).

### 1.3 Justificativa para o Estudo

Um leito fluidizado é formado quando partículas sólidas são colocadas em um recipiente, e gás é injetado através de uma base inferior perfurada, fazendo a mistura se comportar como se fosse um fluido (YATES, 1983). Leitos fluidizados são aplicados em diversos processos industriais, como reatores catalíticos, combustão e gaseificação de combustíveis sólidos, secagem, adsorção e regeneração catalítica (KUNII e LEVENSPIEL, 1991). Estes equipamentos podem trabalhar em vários regimes de fluidização, dependendo dos parâmetros de operação, como o diâmetro da partícula, diâmetro do reator, propriedade do gás e das partículas sólidas e velocidade do gás. No Brasil, a tecnologia de combustão em leitos fluidizados do tipo gás-sólido é de grande interesse, pois este tipo de tecnologia permite um melhor aproveitamento de combustíveis com baixo poder calorífico, como biomassas, resíduos sólidos e carvão mineral do tipo encontrado nas reservas brasileiras (AGENCIA NACIONAL DE ENERGIA ELÉTRICA - ANEEL, 2008).

Devido às exigências ambientais oriundas de compromissos assumidos de redução de emissões, frente às evidências dos relatórios do IPCC (*Intergovernmental Panel on Climate Change*), principalmente com relação ao efeito estufa e às mudanças climáticas, pode-se dizer que o futuro do carvão está diretamente ligado ao desenvolvimento de tecnologias limpas. Dentre as tecnologias disponíveis estão a combustão pulverizada supercrítica, a combustão em leito fluidizado e a gaseificação integrada a ciclo combinado (IGCC) (INTERNATIONAL ENERGY AGENCY - IEA, 2008; ANEEL, 2008).

O processo de combustão em leito fluidizado permite a redução das emissões de óxidos de enxofre (até 90%) e de nitrogênio (70% - 80%) (ANEEL, 2008). Já na IGCC, ocorre uma reação entre a porção volátil do carvão, a alta temperatura, e um oxidante, dando origem a um gás combustível (*syngas* ou gás de síntese), que pode ser queimado em turbinas a gás e o calor residual dos gases recuperado por meio de turbinas a vapor. O processo permite a remoção de 95% do enxofre e a captura de 90% do nitrogênio (ANEEL, 2008).

Mesmo o Brasil possuindo uma das maiores reservas de carvão mineral do mundo, sendo que apenas 13 países dispõem de reservas maiores que o Brasil, nosso país é apenas o vigésimo sexto produtor de carvão mineral. Entretanto, existe a perspectiva de uma maior utilização do carvão mineral nacional até 2035. Entre as aplicações está a geração de energia através do desenvolvimento da tecnologia de combustão em Leitos Fluidizados Circulantes, Leitos Fluidizados Borbulhantes, Gaseificadores para IGCC e gaseificação *in situ* para IGCC. (CENTRO DE GESTÃO E ESTUDOS ESTRATÉGICOS, 2012).

A análise do sinal da pressão dinâmica nos leitos fluidizados tornou-se uma ferramenta essencial para o controle e monitoramento dos regimes de fluidização nos processos industriais. (CHEN *et al.*, 2004). Sasic *et al.* (2007) realizaram uma revisão dos procedimentos para a investigação do comportamento dinâmico dos escoamentos gás-sólido em leitos fluidizados utilizando o sinal da flutuação de pressão obtido a partir de modelos numéricos ou experimentais. Os procedimentos estudados são aplicáveis a todos os tipos de reatores de leito fluidizado, sendo que na indústria os campos de aplicação mais usuais são na engenharia química (craqueamento catalítico e a mistura de pós) e na conversão de energia (produção de vapor e água quente em caldeiras). A escolha da pressão como parâmetro de caracterização da dinâmica do escoamento gás-sólido justifica-se pela relativa facilidade de medição, mesmo sob condições severas, como aquelas que podem ocorrer em aplicações industriais. Também os sensores de pressão são robustos, relativamente baratos e geralmente não-invasivos, minimizando distorções do escoamento na sua vizinhança. No entanto, a interpretação dos sinais de pressão, tanto modelados quanto medidos, está longe de ser um problema resolvido. Assim, o presente trabalho pretende contribuir com resultados da análise espectral do sinal de flutuação de pressão de leitos fluidizados, operando sob diversos regimes, simulados numericamente, utilizando um modelo TFM (*Two Fluid Model*), empregando as transformadas de Fourier.

## 1.4 Objetivo do Trabalho

O objetivo deste trabalho é analisar, via transformadas de Fourier, os sinais de flutuação de pressão obtidos numericamente por simulação computacional em leitos fluidizados.

### 1.4.1 Objetivos Específicos

Os objetivos específicos deste trabalho são:

- a. Modelar numericamente o escoamento em leitos fluidizados utilizando o aplicativo ANSYS FLUENT (ANSYS, 2011);
- b. Avaliar os tempos e frequências necessários na aquisição de dados de flutuação de pressão a fim de se reduzir o tempo computacional necessário para a realização das análises;
- c. Caracterizar e analisar o espectro de potência para sinais obtidos em diferentes regimes de fluidização.

## 1.5 Organização do Trabalho

No segundo capítulo deste trabalho é apresentada a fundamentação teórica, abordando a classificação das partículas sólidas e caracterização do fenômeno de fluidização em leitos fluidizados, destacando suas principais propriedades, como: diâmetro, tamanho e esfericidade das partículas sólidas, massa específica, entre outros. Em seguida é estabelecida uma revisão sobre o desenvolvimento do CFD em leitos fluidizados, mostrando suas origens e os principais trabalhos. Para finalizar o segundo capítulo, são abordados os métodos para a investigação dos sinais de flutuação de pressão.

O terceiro capítulo aborda a modelagem matemática empregada para a simulação dos processos de fluidização. Também são apresentados os resultados para validação da malha através da comparação entre as simulações realizadas neste estudo com as de outros experimentos, além de mostrar o estudo de independência de malha. Mostra também como a geometria dos leitos utilizados para as simulações foram construídos, assim como a obtenção das condições iniciais e de contorno.

No quarto capítulo, são apresentados os resultados encontrados através da análise espectral para caracterização do tipo de regime no reator do leito fluidizado. São utilizados os dados de flutuação de pressão, obtidos através de simulações numéricas. Também são apresentados estudos de redução da frequência de aquisição de dados de pressão para a análise do escoamento no reator, assim como a redução do tempo de simulação. Foi realizada a caracterização dos regimes turbulento e borbulhante por meio do espectro de potência dos dados de pressão obtidos nas simulações.

Por fim, no quinto capítulo são descritas as principais conclusões obtidas no decorrer do trabalho e o sexto capítulo apresenta as perspectivas para trabalhos futuros que podem ser desenvolvidos utilizando como ponto de partida este estudo.

## 2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Para um melhor entendimento de como ocorre a fluidização e o que são leitos fluidizados, são apresentados nesta seção a classificação dos sólidos particulados, as características da fluidização, as aplicações dos leitos fluidizados na indústria, alguns aspectos relevantes de fluidodinâmica computacional (CFD) e análise espectral, assim como o estado da arte envolvendo trabalhos correlatos.

### 2.1 Classificação dos Sólidos Particulados

A classificação de Geldart (1973) divide os sólidos particulados em quatro tipos, conforme seu comportamento durante a fluidização. O diagrama de Geldart, apresentado na Fig. 2.1, baseia-se no tamanho médio das partículas ( $d_p$ ) e na diferença de massa específica entre o sólido e o gás ( $\rho_s - \rho_g$ ) (GELDART, 1973).

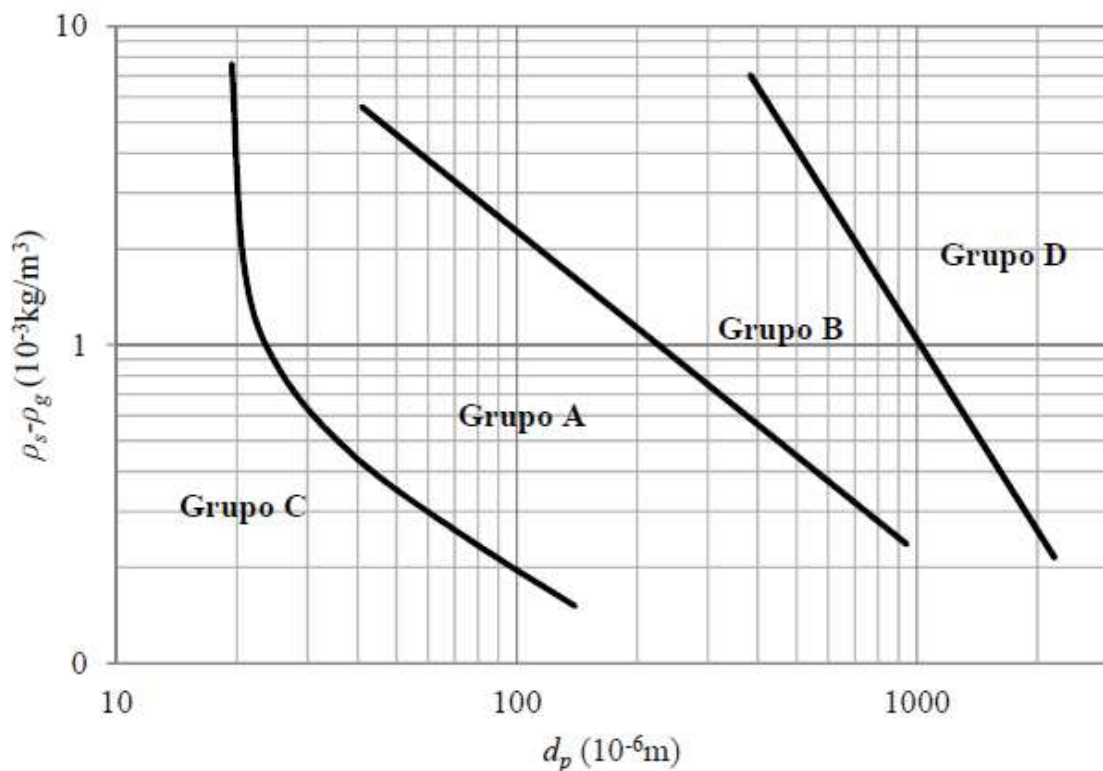


Figura 2.1 - Classificação de Geldart para partículas sólidas  
Fonte: Geldart (1973)

As partículas do grupo A apresentam pequenos diâmetros (20  $\mu$ m a 100  $\mu$ m) e baixa massa específica ( $< 1,4$  g/cm<sup>3</sup>). São facilmente fluidizadas e, quando submetidas à fluidização

gasosa, o leito expande consideravelmente antes do surgimento de bolhas. O leito colapsa vagorosamente, a uma taxa de 0,003 m/s a 0,006 m/s, ao se interromper o escoamento gasoso. As bolhas apresentam velocidades superiores à de mínima fluidização (GELDART, 1973; NITZ e GUARDANI, 2008; ENGLAND, 2011).

As partículas do grupo B apresentam diâmetros entre 40  $\mu\text{m}$  e 500  $\mu\text{m}$  e massas específicas entre 4  $\text{g}/\text{cm}^3$  e 1,4  $\text{g}/\text{cm}^3$ , sendo a areia um bom exemplo deste grupo. As primeiras bolhas surgem na velocidade de mínima fluidização. A expansão do leito é pequena e o mesmo colapsa rapidamente quando o suprimento de gás é interrompido.

As partículas do grupo C têm diâmetro muito pequeno (20  $\mu\text{m}$  a 30  $\mu\text{m}$ ) e são difíceis de fluidizar, devido às grandes forças de coesão produzidas no interior do leito. À medida que a vazão de gás aumenta, podem surgir canais preferenciais, os quais se estendem desde o distribuidor de gás até a superfície do leito.

O último grupo é representado pela letra D, e denota as partículas de grandes diâmetros ( $> 600 \mu\text{m}$ ) e elevadas massas específicas. Apresenta a necessidade de altas velocidades do gás para a fluidização, sendo que a mistura do particulado é pequena e a formação de jorro é favorecida.

### 2.1.1 Tamanho da Partícula

O tamanho da partícula sólida pode ser representado de diversas maneiras, sendo que pode ser expresso estatisticamente em função da massa, volume ou número de partículas. Uma das técnicas empregadas para análise de tamanho de partículas é o peneiramento. Ele é um método de separação de partículas que leva apenas em consideração o tamanho. No peneiramento os sólidos são colocados sobre uma superfície perfurada (peneira) com um determinado tamanho de abertura. As partículas menores passam através das aberturas da peneira, e as partículas maiores ficam retidas. A base de representação da distribuição de tamanho de partícula é a massa (fração mássica), na qual a distribuição de tamanho de partícula é associada à fração mássica dentro de cada intervalo de tamanho (CREMASCO, 2012). Independente da técnica de medida do tamanho de partícula, a distribuição estatística de tamanhos ou granulométrica é usualmente expressa em função da frequência relativa das partículas que detêm certo diâmetro. No caso do peneiramento, essa função é expressa em relação à massa (CREMASCO, 2012).



A definição de diâmetro médio de partícula decorre do conhecimento da distribuição da frequência de tamanho de determinada amostra, podendo ser definido através do volume médio de todas as partículas presentes em uma amostra:

$$d_p^3 = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \left( \frac{x_i}{d_{pi}^3} \right)}, \quad (2.1)$$

onde  $x_i$  é a fração mássica retida e  $d_{pi}$  é o diâmetro médio de cada partícula.

Outra forma de definir o diâmetro médio é por meio da área da superfície, sendo esta igual à média das áreas superficiais de todas as partículas presentes em uma amostra:

$$d_p^2 = \frac{\sum_{i=1}^n \left( \frac{x_i}{d_{pi}} \right)}{\sum_{i=1}^n \left( \frac{x_i}{d_{pi}^3} \right)}. \quad (2.2)$$

O diâmetro médio de Sauter relaciona o diâmetro da partícula cuja relação superfície/volume,  $d_p^3/d_p^2$ , é a mesma para todas as partículas presentes em uma determinada amostra. A partir das Eqs. 2.1 e 2.2, tem-se:

$$d_p = \frac{1}{\sum \frac{x_i}{d_{pi}}}, \quad (2.3)$$

onde  $d_p$  é o diâmetro médio de Sauter, i.e., o diâmetro médio de partícula mais utilizado em sistemas particulados, transferência de calor e de massa, cinética e catálise (CREMASCO, 2012).

### 2.1.2 Massa Específica

Existem duas formas de massa específica as quais são utilizadas para descrever a fase sólida (YANG, 1999). Uma delas é a massa específica do sólido ou partícula ( $\rho_s$ ), definida por:

$$\rho_s = \frac{m_p}{V_p}, \quad (2.4)$$

onde  $m_p$  é a massa da partícula e  $V_p$  o volume ocupado pela partícula.

A segunda delas é a massa específica efetiva ( $\rho_r$ ), que caracteriza a razão da massa total de partículas ocupando o volume pelo próprio volume total da região de interesses no leito fluidizado, considerando também os espaços preenchidos pelo gás entre as partículas. Essa relação está descrita pela Eq. 2.5, onde  $n$  é o número de partículas no volume de interesse e  $V_r$  o volume da região de interesse (YANG, 1999):

$$\rho_r = \frac{nm_p}{V_r}. \quad (2.5)$$

### 2.1.3 Fração Volumétrica de Gás e Sólido

Em um leito fixo as partículas são depositadas no reator e entre elas existem espaços vazios, que são preenchidos por gás. Através do volume total desse espaço preenchido pelo gás,  $V_v$ , e o volume total do leito,  $V_r$ , pode-se identificar a fração volumétrica de gás no leito,  $\varepsilon_g$ , (YANG, 1999) como a razão entre as mesmas:

$$\varepsilon_g = \frac{V_v}{V_r}. \quad (2.6)$$

A fração volumétrica do sólido,  $\varepsilon_s$ , resulta diretamente da fração volumétrica do gás:

$$\varepsilon_s = 1 - \varepsilon_g. \quad (2.7)$$

O valor para a fração volumétrica de gás em um leito fixo em repouso é de 0,4, aproximadamente, quando o leito é composto por partículas esféricas perfeitas e de mesmo diâmetro, e tende a aumentar quanto menor o diâmetro das partículas (YANG, 1999; KUNNI e LEVENSPIEL, 1991). A fração volumétrica de gás,  $\varepsilon_g$ , também é chamada de porosidade ou fração de vazio.

## 2.2 Fluidização

Fluidização é a operação pela qual partículas sólidas apresentam um comportamento de fluido em suspensão em um gás ou líquido (KUNII e LEVENSPIEL, 1991).

### 2.2.1 O Fenômeno da Fluidização

O fenômeno de fluidização pode ser visualizado em um reator com uma placa perfurada, sobre a qual é acomodada uma quantidade de massa de partículas sólidas. A seguir injeta-se um fluido (gás ou líquido) através do leito de partículas sólidas no sentido ascendente, como representado na Fig. 2.2.

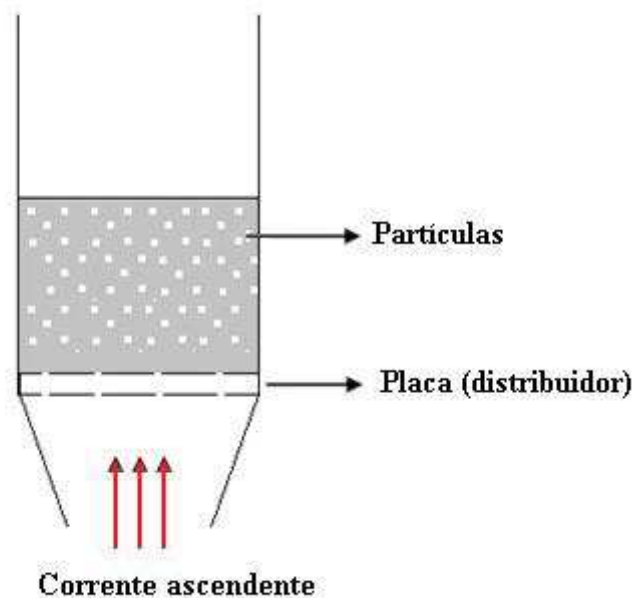


Figura 2.2 - Representação de um leito de partículas sólidas no sentido ascendente.

Na Fig. 2.3 são apresentados os tipos de regime de fluidização em função da velocidade do fluido e da queda de pressão do escoamento através do leito. Os regimes são classificados em seis, segundo (KUNII e LEVENSPIEL, 1991; NITZ e GUARDANI, 2008).

- 1- Leito fixo: o fluido com uma baixa velocidade escoava entre as partículas nos espaços vazios, sem promover movimentação do particulado, o que é chamado de leito fixo. Aumentando a velocidade do fluido, as partículas se afastam umas das outras e algumas acabam apresentando uma breve vibração, neste momento tem-se o leito expandido.

- 2- Fluidização incipiente: a uma velocidade mais elevada do fluido, é atingido um ponto onde todas as partículas são suspensas pelo fluido que passa pelo leito. Neste ponto, atinge-se uma condição em que a soma das forças causadas pelo escoamento do fluido no sentido ascendente iguala-se ao peso da partícula. A componente vertical da força de compressão entre as partículas desaparece, e a queda de pressão em qualquer seção do leito é igual ao peso do fluido e das partículas na seção. O leito é considerado fluidizado e é chamado de leito fluidizado incipiente ou um leito de mínima fluidização (KUNII e LEVENSPIEL, 1991; NITZ e GUARDANI, 2008).
- 3- Borbulhante: o próximo regime verificado com o aumento ainda maior de velocidade do fluido é o de fluidização borbulhante. Em partículas de tamanho pequeno, ocorre uma grande expansão do leito antes de surgirem as bolhas que caracterizam o regime borbulhante. No caso de partículas mais densas e maiores, a expansão do leito não vai além daquela adquirida na condição de fluidização incipiente (GELDART, 1973; KUNII e LEVENSPIEL, 1991; NITZ e GUARDANI, 2008).
- 4- Pistonado: com um acréscimo maior de velocidade do fluido, as bolhas coalescem, surgindo grandes bolhas do tamanho da seção do leito e que movimentam-se como se fossem um pistão. A essa condição é denominada de regime pistonado ou “Slug” (KUNII e LEVENSPIEL, 1991).
- 5- Turbulento: a fluidização turbulenta é um regime posterior ao pistonado. Nele tem-se o aparecimento de vórtices e *clusters* (aglomerados de partículas) devido à alta taxa de massa de fluido que passa entre as partículas. As oscilações de queda de pressão no leito diminuem, pois as grandes bolhas e espaços vazios desaparecem (BI *et al.*, 1995).
- 6- Fluidização rápida: o regime seguinte ao turbulento é o de fluidização rápida, que acontece quando a velocidade do fluido excede a velocidade terminal de sedimentação das partículas e o material passa a ser arrastado. Com velocidades ainda maiores, suficientes para arrastar todo material, atinge-se a condição de transporte pneumático. Para operar o sistema nessas condições com um inventário de massa estável, deve haver uma operação subsequente de reinjeção de sólidos no leito.

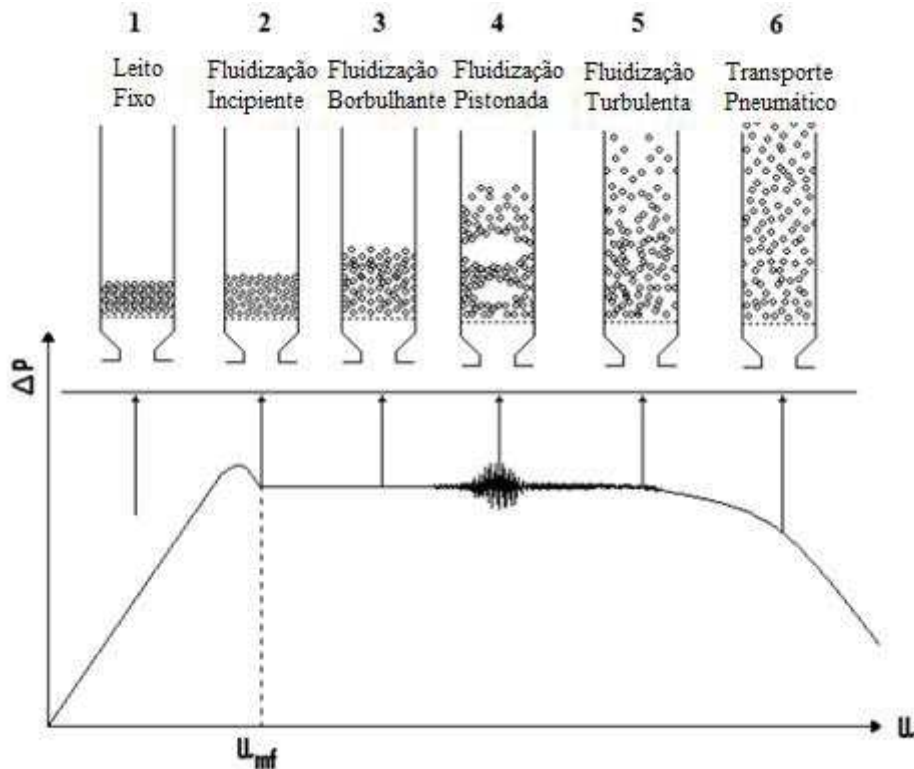


Figura 2.3 - Regimes de fluidização em função da velocidade do gás ( $u$ ) e queda de pressão no interior do leito fluidizado ( $\Delta P$ ).

Fonte: Nitz e Guardani, 2008

A Fig. 2.3 também ilustra o comportamento da queda de pressão através do leito com o aumento da velocidade do fluido. Verifica-se que a perda de carga aumenta até atingir a velocidade de mínima fluidização, atingindo um valor estável logo após. No entanto, observa-se uma faixa entre os regimes borbulhante e turbulento em que a perda de carga fica intermitente. Van der Schaaf *et al.* (2002) sugerem que as flutuações de pressão são causadas principalmente pela formação e coalescência das bolhas. A flutuação é criada por meio de uma alteração local no campo de velocidade de gás ou das partículas, ou por alterações locais de porosidade do leito. Ao mesmo tempo, cada vez que tal alteração ocorre, o gradiente recém formado de porosidade local ou de fluxo conduz a um desequilíbrio de forças que atuam sobre o sistema (SASIC *et al.*, 2007).

O leito, uma vez fluidizado, apresenta algumas propriedades semelhantes às de um líquido em ebulição, estando no intervalo compreendido entre a fluidização incipiente e a turbulenta, sendo:

- objetos mais leves, ou seja, com densidade inferior flutuam no topo do leito;
- superfície do leito permanece horizontal, mesmo que se incline o recipiente;

- os sólidos podem escoar através de uma abertura lateral no recipiente, como ocorreria com um líquido;
- o leito apresenta uma relação entre a pressão estática e a altura igual à de líquidos.

Essas características permitem a operação contínua do leito e a recirculação das partículas sólidas.

### 2.2.2 Velocidade de Mínima Fluidização

A velocidade de mínima fluidização ocorre no ponto em que a queda de pressão, que é função da velocidade superficial do gás, se iguala ao peso da partícula (RICHARDSON, 1971). Neste ponto em que as forças se igualam, o leito tem uma ligeira expansão e é dito que a velocidade superficial do gás corresponde à velocidade de mínima fluidização ( $u_{mf}$ ).

Na Fig. 2.4 pode-se observar a relação entre a queda de pressão ( $\Delta P$ ) e a velocidade do gás ( $u$ ) no leito. Uma vez fluidizado, a queda de pressão após fluidização ( $\Delta P$ ) permanece constante com o aumento da velocidade do gás.

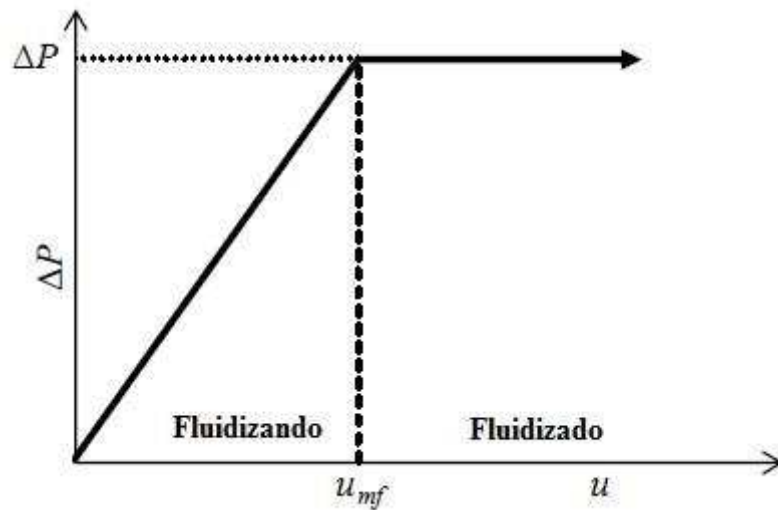


Figura 2.4 - Relação entre a queda de pressão e a velocidade do gás de entrada.  
Fonte: England, 2011

Conforme Kunii e Levenspiel (1991), o método para obter a velocidade de mínima fluidização é através da queda de pressão na secção do reator, quando esta se iguala ao peso do particulado no volume do leito. Essa igualdade pode ser calculada pela Eq. 2.8:

$$\Delta PA = AL(1 - \varepsilon_{mf})[(\rho_s - \rho_g)g]. \quad (2.8)$$

onde  $A$  é a área da seção do leito,  $L$  é a altura do leito e  $g$  é a força gravitacional. Para mínima fluidização é considerado  $\varepsilon = \varepsilon_{mf}$ , onde  $\varepsilon_{mf}$  é fração volumétrica para a mínima fluidização.

A queda de pressão ao longo do leito pode ser expressa através da equação de Ergun de 1952 para leitos fixos (KUNII e LEVENSPIEL, 1991):

$$\frac{\Delta P}{L} = 150 \frac{(1 - \varepsilon_{mf})^2}{\varepsilon_{mf}^3} \frac{\mu u_o}{(\phi_s d_p)^2} + 1,75 \frac{1 - \varepsilon_{mf}}{\varepsilon_{mf}^3} \frac{\rho_g u_o^2}{\phi_s d_p}, \quad (2.9)$$

onde  $\mu$  é a viscosidade do gás e  $\phi_s$  é a esfericidade da partícula.

A condição de velocidade de mínima fluidização pode ser encontrada através da combinação entre as equações 2.8 e 2.9:

$$\frac{1,75}{\varepsilon_{mf}^3 \phi_s} \left( \frac{d_p u_{mf} \rho_g}{\mu} \right)^2 + \frac{150}{\varepsilon_{mf}^3 \phi_s^2} \left( \frac{d_p u_{mf} \rho_g}{\mu} \right) = \frac{d_p^3 \rho_g (\rho_s - \rho_g) g}{\mu^2}. \quad (2.10)$$

A equação pode ser reescrita em função do número de Reynolds de mínima fluidização ( $Re_{mf}$ ) e do número de Arquimedes ( $Ar$ ), como:

$$\frac{1,75}{\varepsilon_{mf}^3 \phi_s} Re_{mf}^2 + \frac{150}{\varepsilon_{mf}^3 \phi_s^2} Re_{mf} = Ar, \quad (2.11)$$

sendo que o número de Arquimedes é dado por:

$$Ar = \frac{d_p^3 \rho_g (\rho_s - \rho_g) g}{\mu^2}, \quad (2.12)$$

e o número de Reynolds de mínima fluidização é dado por:

$$Re_{mf} = \frac{d_p u_{mf} \rho_g}{\mu}. \quad (2.13)$$

Quando as partículas são muito pequenas, a Eq. 2.11 pode ser simplificada como:

$$u_{mf} = \frac{d_p^3 (\rho_s - \rho_g) g}{150 \mu} \frac{\varepsilon_{mf}^3 \phi_s^2}{1 - \varepsilon_{mf}}, \quad \text{Re}_{mf} < 20. \quad (2.14)$$

Já para partículas grandes, tem-se:

$$u_{mf}^2 = \frac{d_p (\rho_s - \rho_g) g}{1,75 \rho_g} \varepsilon_{mf}^3 \phi_s, \quad \text{Re}_{mf} > 1000. \quad (2.15)$$

Existem inúmeras correlações experimentais para a determinação da velocidade de mínima fluidização em condições operacionais específicas, em função de diversos parâmetros (GUPTA *et al*, 2009).

### 2.2.3 Velocidade Terminal

A velocidade terminal de um corpo, entende-se partícula nesse caso, é uma característica intrínseca quando no meio gasoso, sendo igual à velocidade máxima que o corpo atinge em queda livre no meio. É uma característica importante para o leito fluidizado (LF), porque define qual será a velocidade superficial mínima do gás a partir da qual a partícula individual sairá da coluna ascendente. Pode ser determinada pela aproximação de Haider e Levenspiel (1989), expressa na Eq. 2.16, onde  $u_t$  é a velocidade terminal da partícula:

$$u_t = \left[ \frac{18 \mu}{d_p^2 g (\rho_s - \rho_g)} + \frac{(2,335 - 1,744 \phi) \rho_g^{1/2}}{d_p^{1/2} g^{1/2} (\rho_s - \rho_g)^{1/2}} \right]^{-1}. \quad (2.16)$$

### 2.2.4 Velocidade de Transporte

No leito fluidizado circulante (LFC) a velocidade de transporte é um parâmetro que define a transição de um regime turbulento para um regime de fluidização rápida, por meio da velocidade do gás (PEDROSO, 2013).

A velocidade de transporte,  $u_{tr}$ , é a velocidade superficial do gás em um LF em que, a partir de um determinado valor crítico, ocorre uma significativa saída de partículas do leito, requerendo o reabastecimento de sólidos para a manutenção do regime. A velocidade de



transporte é calculada através de uma correlação descrita na Eq. 2.17, por meio do número de Arquimedes ( $Ar$ ) (BI *et al.*, 1995):

$$u_{tr} = \frac{2,28 Ar^{0,419} \mu}{d_p \rho_g}. \quad (2.17)$$

### 2.2.5 Velocidade Superficial do Gás

Segundo Yang (1999) um dos principais fatores na fluidodinâmica de um LF é a velocidade superficial do gás,  $u_0$ , que é a responsável por determinar o regime de fluidização e o tempo de resistência das partículas nos LFC. Ela é definida como a vazão volumétrica de ar,  $Q$ , dividida pela área da seção transversal da coluna ascendente,  $A$ , dado por:

$$u_0 = \frac{Q}{A}. \quad (2.18)$$

### 2.2.6 Perda de Carga Vertical

A perda de carga vertical possui uma forte dependência na velocidade superficial e na porosidade. É um dos principais fatores do custo operacional do LF, pois com ela é possível determinar o consumo de energia dos sopradores (YANG, 1999).

A perda de carga é determinada pelas medidas de pressão tomadas ao longo da coluna ascendente do leito, e é dada por:

$$\frac{\Delta P}{\Delta L} = \frac{P_2 - P_1}{L_1 - L_2}, \quad (2.19)$$

onde  $P$  é a pressão e  $L$  é a elevação vertical do leito, sendo os subíndices 1 e 2 os pontos de elevação vertical mais alta e baixa respectivamente.

## 2.3 Modelos de Fluidodinâmica Computacional para escoamentos gás-sólido

Antes do advento dos métodos de fluidodinâmica computacional (CFD - Computational Fluid Dynamics), os reatores gás-sólido eram projetados utilizando métodos de escalonamento

baseados em correlações. No entanto, a confiabilidade destas correlações é baixa, o que levou a uma série de casos de erros de projeto e operação (SYAMLAL e PANNALA, 2011). Com o estabelecimento dos métodos de CFD, vislumbrou-se a oportunidade de aumentar a confiabilidade dos projetos utilizando uma ferramenta com embasamento físico. Assim, os métodos de CFD multifásicos foram sendo desenvolvidos seguindo o sucesso dos métodos para escoamentos monofásicos. No entanto, o desenvolvimento de modelos numéricos para escoamentos sólido-gás esbarra em uma série de dificuldades numéricas e teóricas. Uma das dificuldades está relacionada às inúmeras configurações que um sistema granular pode assumir. As partículas podem colidir, cisalhar ou interagir, entre elas e com as fronteiras, além de sofrer processos de transferência de massa e calor em diferentes escalas. Como citado por Syamlal (2006), "... o escoamento granular em um leito fluidizado pode passar da faixa do incompressível para o supersônico, enquanto o meio granular pode sofrer uma mudança de fase do tipo transição gás-sólido, ao mesmo tempo e no mesmo reator. A fração de volume, as tensões e a energia tipicamente flutuam no espaço e no tempo em amplitudes comparáveis à média". Assim, há pelo menos cinco abordagens utilizadas para a descrição de escoamentos gás-sólido, cada uma fazendo um balanço entre o esforço de modelamento e o custo computacional (SYAMLAL e PANNALA, 2011). A maior resolução física, i.e., um menor esforço na modelagem de equações constitutivas ou correlações, resulta no aumento do custo computacional.

Em uma extremidade deste espectro está a simulação numérica direta (DNS - *Direct Numerical Simulation*), a qual resolve tanto o escoamento em torno das partículas, utilizando balanços de quantidade de movimento da mecânica dos fluidos, quanto o movimento individual de cada partícula, utilizando a Lei de Newton do movimento (SYAMLAL e PANNALA, 2011; DEEN *et al.*, 2012; FENG e MUSONG, 2014). Este método é o mais barato em esforço de modelamento, porém o mais caro computacionalmente. O tamanho dos sistemas que podem ser modelados via DNS é bastante limitado, bem como os processos físicos que podem ser incluídos nos modelos, como reações químicas. Uma abordagem menos cara computacionalmente é o método *lattice-Boltzmann* (LBM - *Lattice-Boltzmann Method*), o qual resolve o escoamento em torno das partículas utilizando as equações Lattice-Boltzmann e rastreia as partículas resolvendo as equações da lei de Newton.

O método DEM (*Discrete Element Method*) economiza esforço computacional não resolvendo o escoamento em torno de cada partícula, utilizando correlações de arrasto gás-sólido (RHODES *et al.*, 2001; FANG *et al.*, 2013). A abordagem DEM é bastante efetiva na solução da transferência de quantidade de movimento em sistemas de partículas suspensas ou

assentadas, e é capaz de quantificar inclusive os efeitos de tamanho e forma das partículas. É possível rastrear vários milhões de partículas com os recursos computacionais atualmente disponíveis. No entanto, mesmo um número tão grande de partículas não é suficiente para simular reatores industriais em escala real, pois os mesmos possuem, muitas vezes, a ordem de trilhões de partículas sub-milimétricas (SYAMLAL, 2006).

A maior parte do tempo computacional requerido por um método DEM é utilizada na detecção de contatos de partículas e integração através dos contatos. O tempo de detecção dos contatos pode ser reduzido pela detecção probabilística das colisões entre amostras de partículas, como na simulação direta de Monte Carlo (DSMC - *Direct Simulation Monte Carlo*), ou evitado pela obtenção das tensões colisionais a partir de um referencial Euleriano, como nos métodos MPPIC (*Multi-phase particle in cell*), ou mesmo não rastreando as partículas e sim assumindo o movimento coletivo das partículas como o de um fluido. Esta última opção leva à formulação do modelo gás-sólido contínuo, o qual é aplicado no presente trabalho. Os modelos contínuos são usualmente aceitos na modelagem de gases e líquidos. No entanto, o desenvolvimento da abordagem Euleriana para conjuntos de partículas foi relativamente recente. Quando é realizada a média sobre as equações do movimento para partículas discretas, a fase sólida contínua passa a ocupar o mesmo domínio da fase fluida, levando ao modelo de contínuos interpenetrantes, conhecido como modelo de dois fluidos (TFM - *Two fluid model*) ou modelo Euleriano, ou Euler-Euler. Por não rastrear os contatos entre partículas, este modelo apresenta o menor custo computacional entre os supracitados. Um aumento no esforço de modelagem, porém, surge como contrapartida, no desenvolvimento de complexas equações constitutivas para as tensões geradas nos contatos interpartículas. Estas correlações podem ser baseadas em soluções analíticas, numéricas ou resultados experimentais.

É importante salientar que mesmo os modelos contínuos podem não ser suficientemente compactos para simular reatores em escala industrial, visto que a regra usual para independência de malha estabelece que o tamanho mínimo de malha deve ser da ordem de dez diâmetros de partícula, o que torna a simulação de reatores com trilhões de partículas também inviável para este tipo de modelo. No entanto, a possibilidade de correção e ajuste de correlações tem permitido que malhas grosseiras venham sendo utilizadas na simulação de reatores em larga escala. Os métodos filtrados também têm se estabelecido como metodologia para a correção de correlações de arrasto, utilizando simulações em malhas refinadas para o estabelecimento de relações de fechamento para malhas mais grosseiras (SYAMLAL e PANNALA, 2011).

No presente trabalho, refere-se ao TFM utilizado como modelo Euler-Granular, pois as tensões da fase sólida são modeladas utilizando a Teoria Cinética dos Escoamentos Granulares

(KTGF - Kinetic Theory of Granular Flows) (LUN *et al.*, 1984). A KTGF foi desenvolvida a partir da teoria cinética dos gases. O tratamento das colisões interpartículas segue a abordagem de Chapman-Enskog para gases densos. As considerações são que as flutuações de velocidades das partículas são muito menores do que as velocidades médias, a dissipação da energia das flutuações se deve a deformações inelásticas e ao atrito fluido-partícula. Estabelece-se uma grandeza, a temperatura granular, como medida desta energia de flutuação da velocidade das partículas, e as tensões da fase sólida são então modeladas com base nesta grandeza.

Os modelos contínuos de fluidodinâmica computacional têm sido usados com sucesso em uma série de aplicações. Um exemplo foi a simulação em escala piloto de um gaseificador de carvão no Alabama, com o qual foi possível aumentar a mistura e o tempo de permanência das partículas no *riser* (parte ascendente), além de evitar o avanço do oxigênio. Esse estudo foi realizado por pesquisadores do NETL, e eles obtiveram, por meio da simulação, uma redução de aproximadamente seis milhões de dólares na construção do gaseificador (SYAMLAL e PANNALA, 2011). Outro exemplo é o do grupo de Syamlal, Guenther e colaboradores (SYAMLAL *et al.*, 2010), que simularam 17 variantes de um hidrogaseificador em aproximadamente 3-4 semanas enquanto que o teste destas modificações no gaseificador físico levaria mais de dois anos (SYAMLAL *et al.*, 2010).

A aplicação de modelos Eulerianos de CFD encontra como principais dificuldades: a formulação incompleta ou inconsistente das equações governantes, o conhecimento insuficiente das relações de fechamento, o tratamento numérico insatisfatório das equações diferenciais parciais, informações insuficientes sobre as condições de contorno e a falta de resolução das malhas. Apesar destas dificuldades, os modelos Eulerianos, quando incapazes de prever valores locais absolutos, podem ser utilizados para prever tendências nos modelos físicos. Assim, faz parte do presente trabalho investigar como a flutuação de pressão obtida de simulações utilizando modelos de dois fluidos pode trazer informações sobre o escoamento, as quais podem ser comparadas às informações de pressão obtidas em modelos reais.

#### **2.4 Métodos para a investigação dos sinais de flutuação de pressão**

Os métodos de análise de sinais podem ser aplicados aos sinais de flutuação de pressão obtidos pelos procedimentos de modelagem ou através de experimentos. O desvio padrão e a frequência dominante, obtida pela transformada de Fourier, foram os procedimentos mais comuns usados para a caracterização da dinâmica de fluidos de leitos fluidizados. Com a miniaturização de sensores e melhores respostas em frequência, pode-se revelar estruturas mais

finas do que era possível anteriormente (DRAHOS e RUZICKA, 2004). Isto só foi possível com o desenvolvimento rápido da tecnologia dos computadores, a qual permitiu que séries de tempo muito mais longas sejam tratadas e algoritmos mais complexos possam ser aplicados. Como consequência, técnicas mais avançadas tornaram-se prontamente disponíveis, tais como análise de Fourier, wavelets e análise do caos (teoria do caos) (SASIC, 2007).

O primeiro passo para a análise de um sinal deve ser a observação de uma sequência de dados coletados. Uma inspeção visual é capaz de fornecer uma descrição qualitativa das características do sinal, como por exemplo, escala de tempo, possíveis tendências de baixa frequência, periodicidade, a complexidade global do escoamento etc. Os sinais podem ser tratados conforme três categorias: análise no domínio de tempo, no domínio da frequência e no domínio do tempo-frequência, como visto a seguir.

#### 2.4.1 Análises no Domínio Tempo

As análises de escoamentos turbulentos são feitas através de métodos estatísticos por meio de correlações e momentos, no domínio tempo. No caso de escoamento estacionário e ergódico, os momentos da série temporal  $x(t)$ , que é a representação da variável do processo, são independentes do tempo (INDRUSIAK, 2004). O primeiro momento é a média, definido por:

$$\mu_x = \frac{1}{n} \sum_i^n x_i(t). \quad (2.20)$$

onde  $n$  é a quantidade de dados da série temporal.

A função de autocorrelação descreve a dependência entre os valores de uma variável em um instante e os valores em outros instantes, sendo expressa por:

$$R_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t)x(t+\tau)dt, \quad (2.21)$$

em que  $T$  é o intervalo de tempo considerado e  $\tau$  é o atraso da função.



sendo que  $\hat{x}(f)$  é proporcional à importância da presença da frequência  $f$  no sinal.

### 2.4.3 Análises no Domínio Tempo-Frequência

Os métodos mais comuns de análise no domínio tempo são afetados pelas condições de operação do leito fluidizado, como por exemplo, a análise de amplitude das flutuações de pressão. Na análise espectral, realizada no domínio frequência, é geralmente considerado que os sinais são estacionários. No entanto, os sinais podem apresentar características não estacionárias de pressão do leito fluidizado. Essa característica gera interesse em preservar as variáveis de tempo dos sinais na análise espectral, o que levou ao aumento da utilização de representações de sinal tempo-frequência, concebidas para produzir uma imagem potencialmente mais reveladora da localização temporal dos componentes espectrais de um sinal (SASIC, 2007).

As representações mais comuns do domínio tempo-frequência são a transformada janelada de Fourier e a transformada de ondaletas. A transformada janelada de Fourier é uma tentativa de permitir a localização temporal das frequências do sinal. São aplicadas janelas ao sinal com largura variável. A transformada é feita para a parte do sinal que está dentro da janela (INDRUSIAK, 2004).

$$\hat{x}(t_0, f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)g(t-t_0)e^{-i2\pi ft} dt, \quad (2.27)$$

em que  $t_0$  é o instante de tempo no qual é feita a transformada e  $g$  é a função janela.

A transformada janelada de Fourier descreve o sinal no plano tempo-frequência, no entanto, se escolhida uma largura de janela muito estreita, não será possível identificar as baixas frequências e se, ao contrário, ela for muito larga, não dará uma boa localização temporal para as altas frequências.

### 2.4.4 Densidade Espectral de Potência

A densidade espectral de potência (PSD – *Power Spectral Density*) é um método para analisar o conteúdo de energia de um sinal associado às frequências de um fenômeno físico (BENDAT e PIERSOL, 1971). Ela descreve a composição em frequência dos dados em termos

da densidade espectral do valor quadrático médio dos coeficientes de Fourier, definidos na Eq. 2.23.

A densidade espectral de potência é definida como:

$$P_{xx}(f) = |\hat{x}(f)|^2, \quad (2.26)$$

sendo que  $P_{xx}(f)$  é também chamado de espectro de energia ou potência.

A principal aplicação da densidade espectral de potência é mostrar a distribuição da energia do sinal em função da frequência. Na Fig. 2.5 é possível visualizar a aplicação da PSD para a identificação das frequências dominantes.

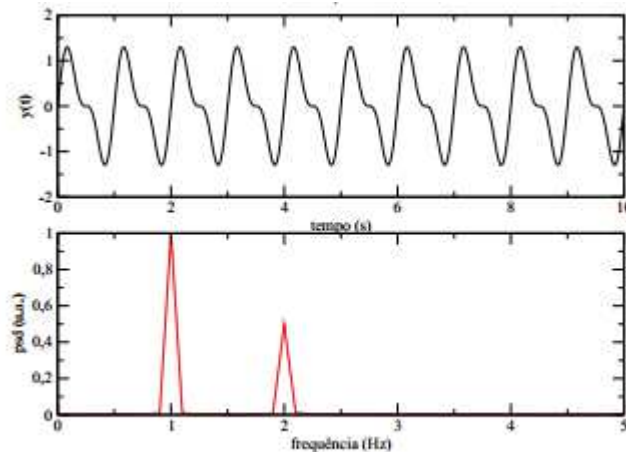


Figura 2.5 - Mistura de dois harmônicos de frequência e respectiva PSD.  
Fonte: VIANA, 2013

A Fig. 2.5 mostra a mistura de dois harmônicos para as frequências de 1 Hz e 2 Hz para a função  $y(t)$ , em que

$$y(t) = \sin(2\pi f_1 t) + \frac{1}{2} \sin(4\pi f_2 t),$$

onde  $f_1$  e  $f_2$  são os harmônicos das frequências de 1 Hz e 2 Hz, respectivamente. Como observado na figura, a PSD correspondente apresenta os picos de frequência nas localizações corretas de frequência, como também informa a contribuição de cada harmônico ao sinal resultante, através de sua amplitude (VIANA, 2013).



Para a PSD foram utilizadas rotinas executadas no código Matlab, no caso desse estudo a rotina *pwelch*. Essa rotina é estimada pelo método de Welch (WELCH, 1967), que tem a função de suavizar a PSD quando aplicado.

#### 2.4.5 Recomendações Sobre a Análise de Séries Temporais de Pressão

Como regra universal, é aconselhável usar o método de análise mais simples possível, especialmente em condições industriais. Para a análise do domínio tempo os requisitos de dados são mais rigorosos. Para obter dados para uma análise qualitativa boa das alterações do regime de escoamento no leito fluidizado é necessário ter um sinal de pressão de 60 s com uma amostra a 20 Hz (JOHNSSON *et al.*, 2000). Já métodos mais avançados de análise no domínio frequência requerem sinais consideravelmente mais longos, como por exemplo a PSD, em que é recomendado mais de 10 minutos de sinal, e uma amostra a uma frequência de 200 Hz ou mais (PROAKIS e MANOLAKIS, 1989).

Segundo Sasic *et al.* (2007), para métodos não paramétricos como o domínio frequência, uma amostra adquirida a 20 Hz e um tempo de 5 min já é o suficiente, se o interesse for apenas na dinâmica em grandes escalas (bolhas). Porém se o intuito é investigar estruturas finas, será necessária uma frequência de amostragem mais elevada, no geral maior que 200 Hz, podendo-se reduzir o tempo de amostragem. No entanto, há um risco de amostragem com uma frequência muito elevada de provocar uma falta de resolução nas flutuações em grandes escalas nos espectros de potência (SASIC *et al.*, 2007).

Alguns dos parâmetros usuais medidos na análise experimental de leitos fluidizados são a porosidade, as flutuações de pressão e a queda de pressão. Existe uma discussão sobre como um sinal de pressão deveria ser medido de forma a, após um tratamento matemático, fornecer informações relevantes sobre a fluidodinâmica do sistema. Sasic *et al.* (2007) apresentam uma revisão sobre a análise da flutuação de pressão medida em leitos fluidizados. Um dos tópicos importantes é a discussão sobre as diferenças dos resultados obtidos de medidas de pressões em um ponto versus diferenciais em leitos fluidizados. O primeiro tipo de medição utiliza um medidor em relação à atmosfera e registra uma ampla gama de fenômenos fluidodinâmicos presentes no leito, relacionados com as atividades das bolhas e ondas de pressão. Nas medições diferenciais são assumidos dados a partir da passagem de bolhas em dois pontos próximos na altura do reator e a informação obtida é localizada (SASIC *et al.*, 2007).

A frequência dominante e a amplitude das flutuações de pressão não dependem do local de medição no leito (BASKAKOV *et al.*, 1986), e, por conseguinte, são adequadas para as

sondas que são posicionadas nas paredes do leito. Esta hipótese é válida para circulação livre das bolhas em leitos circulantes e não para unidades industriais. Em contrapartida, nas medições da pressão, a amplitude e a frequência dominante do sinal dependem da localização da sonda no leito, pois a amplitude das flutuações causadas por bolhas que passam por um par de tomadas de pressão depende do tamanho das bolhas e da localização da bolha em relação à sonda (SASIC *et al.*, 2007).

### 3 METODOLOGIA

Neste capítulo é apresentada a metodologia empregada para a realização deste estudo. O trabalho foi realizado utilizando a simulação numérica para obtenção dos resultados. Os dados para elaboração das simulações foram extraídos de experimentos realizados por outros autores, que são apresentados no decorrer do capítulo. Para a simulação utilizou-se o software de CFD ANSYS/FLUENT 14.0, que é um aplicativo numérico baseado no método dos volumes finitos de Patankar (1981), largamente utilizado na academia e na indústria para a simulação numérica de escoamentos. Nesta seção são descritas as equações governantes do sistema, além do modelo de dois fluidos (TFM) baseado na Teoria Cinética dos Escoamentos Granulares (KTGF).

Também está inserido nesta seção o modelamento da geometria dos reatores, a construção das malhas utilizadas na simulação numérica e as condições de contorno e iniciais dos modelos. É descrito o método de convergência de malhas utilizado para avaliar a incerteza destas.

#### 3.1 Equações Governantes

Para a modelagem matemática do escoamento multifásico decorrente da fluidização, foi utilizada a abordagem Euler-Granular, a qual assume as fases gás e sólida como meios contínuos interpenetrantes. Este modelo matemático é apresentado a seguir.

##### 3.1.1 Conservação da Massa

A lei de conservação de massa aplicada para um volume de controle determina que a variação da quantidade de massa no volume é dada pelo fluxo de massa líquida através deste volume de controle. Na modelagem Euleriana, o balanço de massa é descrito pela equação de continuidade para cada fase do sistema que o compõe. As Eq. 3.1 e Eq.3.2 mostram o balanço de massa das fases gasosa e sólida, respectivamente:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_g \rho_g) + \nabla \cdot (\varepsilon_g \rho_g \mathbf{u}_g) = 0, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_s \rho_s) + \nabla \cdot (\varepsilon_s \rho_s \mathbf{u}_s) = 0, \quad (3.2)$$

onde  $\mathbf{u}_g$  é a velocidade vetorial do gás,  $\mathbf{u}_s$  é a velocidade vetorial do sólido,  $\varepsilon_g$  é a fração volumétrica de gás,  $\varepsilon_s$  é a fração volumétrica de sólido e  $\nabla$  é o operador nabla.

### 3.1.2 Equação de balanço de taxa da quantidade de movimento

As equações de balanço de taxa da quantidade de movimento para as fases, gás e sólida, são dadas por:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_g \rho_g \mathbf{u}_g) + \nabla \cdot (\varepsilon_g \rho_g \mathbf{u}_g^2) = -\varepsilon_g \nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_g + \varepsilon_g \rho_g \mathbf{g} + K_{gs} (\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_s), \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_s \rho_s \mathbf{u}_s) + \nabla \cdot (\varepsilon_s \rho_s \mathbf{u}_s^2) = -\varepsilon_s \nabla p - \nabla \cdot \mathbf{T}_s + \varepsilon_s \rho_s \mathbf{g} + K_{gs} (\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_g), \quad (3.4)$$

onde  $\boldsymbol{\tau}_g$  é o tensor de tensão da fase gasosa,  $\mathbf{T}_s$  é o tensor de tensão da fase sólida,  $p$  é a pressão,  $\mathbf{g}$  é a aceleração da gravidade e  $K_{gs}$  é o coeficiente de arrasto entre as fases gás e sólida, o que resulta em transferência de quantidade de movimento entre as fases.

As tensões de fase sólida são derivadas do movimento aleatório das partículas resultantes de colisões entre partículas e o movimento térmico das moléculas de gás, tendo em conta a elasticidade da fase sólida. A intensidade das flutuações da velocidade das partículas determina, assim, a viscosidade da fase sólida.

O coeficiente de arrasto entre as fases é calculado por meio da correlação de Gidaspow (1992) e é apresentado nas Eq. 3.5 e Eq. 3.6, que é relacionada com a porosidade no leito:

$$K_{gs} = \frac{3}{4} C_D \frac{\varepsilon_s \varepsilon_g \rho_g |\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_g|}{d_s} \varepsilon_g^{-2,65}, \text{ para } \varepsilon_g > 0,8. \quad (3.5)$$

$$K_{gs} = 150 \frac{\varepsilon_s^2 \mu_g}{\varepsilon_g d_s} + 1,75 \frac{\varepsilon_s \rho_g |\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_g|}{d_s}, \text{ para } \varepsilon_g \leq 0,8, \quad (3.6)$$

onde  $d_s$  é o diâmetro médio da partícula e  $C_D$  é o coeficiente de arrasto para uma partícula, que é dado por:

$$C_D = \frac{24}{\varepsilon_g \text{Re}_s} \left[ 1 + 0,15(\varepsilon_g \text{Re}_s)^{0,687} \right], \quad (3.7)$$

sendo que  $\text{Re}_s$  é o número de Reynolds para a fase sólida, calculado por:

$$\text{Re}_s = \frac{\rho_g d_s |\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_g|}{\mu_g}, \quad (3.8)$$

onde  $\mu_g$  é a viscosidade dinâmica da fase gasosa.

Já o tensor de tensão para uma fase qualquer “ $i$ ” pode ser calculado através da Eq. 3.9:

$$\tau_i = \varepsilon_i \mu_i (\nabla \mathbf{u}_i - \nabla \mathbf{u}_{iT}) + \varepsilon_i \left( \lambda_i - \frac{2}{3} \mu_i \right) \nabla \mathbf{u}_i \mathbf{I}, \quad (3.9)$$

onde  $\mathbf{I}$  é o tensor unitário,  $T$  é o sub índice referente ao tensor de tensão,  $\lambda$  é a viscosidade mássica e  $\mu$  é a viscosidade dinâmica.

Para a modelagem das tensões da fase sólida, é utilizada a Teoria Cinética dos Escoamentos Granulares (KTGF). Esta teoria foi desenvolvida e aplicada por Lun *et al.* (1984), Jenkins e Savage (1983) e Ding e Gidaspow (1990) antes de se tornar a forma usual de modelagem das tensões da fase sólida ou granular. A KTGF procura modelar a colisão entre partículas a partir da abordagem de Chapman-Enskog para gases densos. As considerações são que as flutuações de velocidade das partículas são muito menores que a velocidade média, e que a dissipação da energia de flutuação da velocidade (energia granular, ou temperatura granular) se dá por deformações inelásticas e também pela fricção das partículas com o fluido.

Seguindo esta teoria, a viscosidade dinâmica do sólido é dada por:

$$\mu_s = \mu_{s,col} + \mu_{s,kin} + \mu_{s,fr}, \quad (3.10)$$

onde  $\mu_{s,col}$  é a viscosidade de colisão,  $\mu_{s,fr}$  é a viscosidade de fricção e  $\mu_{s,kin}$  é a viscosidade cinemática, que são dadas como:

$$\mu_{s,col} = \frac{4}{5} \varepsilon_s \rho_s d_s g_{0,ss} (1 + e_{ss}) \left( \frac{\Theta_s}{\pi} \right)^{1/2}, \quad (3.11)$$

$$\mu_{s,fr} = \frac{p_s \sin \phi}{2\sqrt{I_{2D}}}, \quad (3.12)$$

$$\mu_{s,kin} = \frac{10\rho_s d_s \sqrt{\Theta_s \pi}}{96\varepsilon_s (1+e_{ss})g_{0,ss}} \left[ 1 + \frac{4}{5} g_{0,ss} \varepsilon_s (1+e_{ss}) \right]^2. \quad (3.13)$$

A viscosidade mássica é dada por:

$$\lambda_s = \frac{4}{3} \varepsilon_s \rho_s d_s g_{0,ss} (1+e_{ss}) \left( \frac{\Theta_s}{\pi} \right)^{1/2}, \quad (3.14)$$

onde  $e_{ss}$  é o coeficiente de restituição partícula-partícula,  $\Theta$  é a temperatura granular,  $\phi$  é o coeficiente de especularidade,  $I_{2D}$  é o invariante de segunda ordem do tensor tensão e  $g_{0,ss}$  é a função de distribuição radial.

A função de distribuição radial pode ser interpretada como a probabilidade de uma única partícula tocar outra partícula em fase sólida. Assim, o valor aumenta com o aumento da fração de volume sólido. A expressão é mostrada na Eq. 3.15 e foi descrita por Lun *et al.* (1984):

$$g_{0,ss} = \left[ 1 - \left( \frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_{s,max}} \right)^{1/3} \right]^{-1}. \quad (3.15)$$

A pressão de fase sólida,  $p_s$ , é descrita através da teoria cinética do escoamento granular e expressa na Eq. 3.16:

$$p_s = \varepsilon_s \rho_s \Theta_s + 2\rho_s (1+e_{ss}) \varepsilon_s^2 g_{0,ss} \Theta_s. \quad (3.16)$$

### 3.1.3 Equação de balanço de energia granular

A equação para a conservação de energia de flutuação de fase sólida, conhecida como temperatura granular,  $\Theta$ , pode ser obtida através da resolução de uma equação de transporte, que é expressa por:

$$\frac{3}{2} \left[ \frac{\partial}{\partial t} (\rho_s \varepsilon_s \Theta_s) + \nabla \cdot (\rho_s \varepsilon_s \mathbf{u}_s \Theta_s) \right] = (-p_s \mathbf{I} + \boldsymbol{\tau}_s) : \nabla \mathbf{u}_s + \nabla (k_{\Theta_s} \nabla \Theta_s) - \gamma_{\Theta_{gs}} + \phi_{gs}, \quad (3.17)$$

onde  $k_{\Theta_s}$  é o coeficiente de difusão térmica,  $\gamma_{\Theta_s}$  é a dissipação de energia pela colisão das partículas e  $\phi_{gs}$  é a energia cinética transferida entre as fases gasosa e sólida.

O coeficiente da difusividade da temperatura granular é encontrado através da correlação de Gidaspow, mostrado na Eq. 3.18:

$$k_{\Theta_s} = \frac{150 \rho_s d_s \sqrt{\Theta_s \pi}}{384 (1 + e_{ss}) g_{0,ss}} \left[ 1 + \frac{6}{5} \varepsilon_s g_{0,ss} (1 + e_{ss}) \right]^2 + 2 \rho_s d_s \varepsilon_s^2 g_{0,ss} (1 + e_{ss}) \sqrt{\frac{\Theta_s}{\pi}}. \quad (3.18)$$

A dissipação de energia por colisões é dada por:

$$\gamma_{\Theta_s} = \frac{12(1 - e_{ss}^2) g_{0,ss}}{d_s \sqrt{\pi}} \rho_s \varepsilon_s^2 \Theta_s^{2/3}, \quad (3.19)$$

e a transferência da energia cinética é calculada através da Eq. 3.20:

$$\phi_{gs} = -3K_{gs} \Theta_s. \quad (3.20)$$

## 3.2 Geometria do Leito

No desenvolvimento deste trabalho, foram modelados dois leitos para realização dos estudos. O primeiro para avaliação de regime circulante e o segundo para o borbulhante, como relatado a seguir.

### 3.2.1 Leito Fluidizado Circulante

A construção da geometria do LFC foi baseada no sistema experimental do terceiro desafio sobre leitos fluidizados na NETL/PSRI (SHADDLE *et al.*, 2010, BREAUULT, 2010 e LI *et al.*, 2012). O experimento é constituído em um LFC operando com partículas dos grupos A e B de Geldart em um regime núcleo anular, na pressão atmosférica e na temperatura ambiente. A Fig. 3.1 mostra o esquema do leito. A entrada de ar é abaixo do distribuidor (A),

os sólidos entram no reator (B) por uma porta lateral de 0,23 m de diâmetro e a 0,27 m acima do distribuidor (C). A mistura de ar e sólido sai por uma porta a 1,2 m abaixo do topo do reator (D). Os sólidos são capturados por um ciclone (E) e são orientados para a válvula “L” (F) para retornar ao sistema novamente.

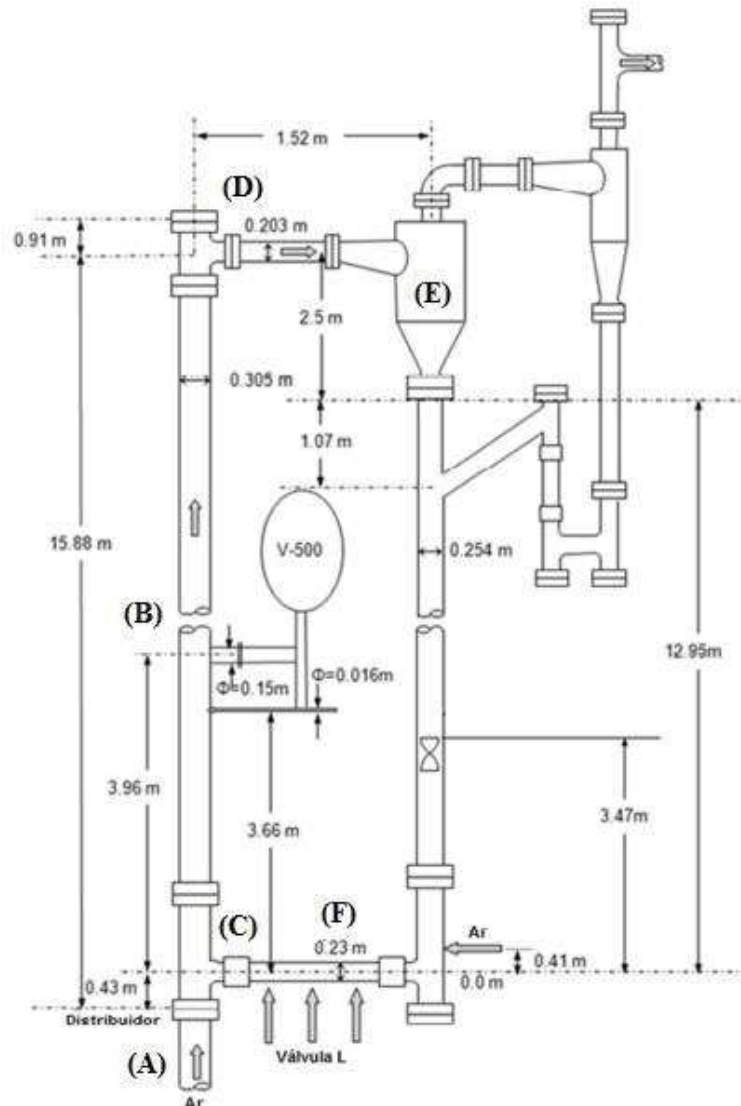


Figura 3.1 - Esquema do LFC utilizado para obtenção dos dados experimentais  
Fonte: Li *et al.*, 2012

A Fig. 3.1 representa a instalação experimental. Porém, para a simulação numérica desse sistema, optou-se por modelar o reator em 2D, baseado no estudo de Pedroso (2013). Seus estudos foram numéricos utilizando o software MFIX para comparação dos seus resultados com os do desafio, e utilizou uma geometria bidimensional, representada na Fig. 3.2. A figura consiste em um reator operando em regime LFC com partículas Geldard-B ( $\rho_s = 863,3 \text{ kg/m}^3$ ,  $d_p = 802 \text{ }\mu\text{m}$ ). Uma adaptação geométrica significativa foi aplicada à entrada do tubo de subida



(riser) e na saída secundária. No modelo experimental, a entrada e saída foram unilaterais. No entanto, a utilização de um modelo bidimensional com entrada e saída de um lado tende a gerar perfis horizontais assimétricos irreais (CHALERMSINSUWAN *et al.*, 2009). Assim, a entrada e a saída secundária ascendente foram duplicados em posições laterais opostas e simétricas preservando a área total da secção transversal do modelo real. O esquema da geometria do modelo é mostrado na Fig. 3.2, em que  $D$  é o diâmetro do tubo,  $L$  é a altura de elevação,  $L_i$  é o tamanho de cada entrada secundária,  $L_o$  é o tamanho de cada saída,  $y_{si}$  é a posição do ponto médio de entrada secundária vertical e  $y_o$  é a posição vertical do ponto médio de saída. Para a situação real, os valores para essas medidas foram tomados como  $D = 0,3048$  m,  $L = 16,79$  m,  $L_i = 0,115$  m,  $L_o = 0,1015$  m,  $y_{si} = 0,43$  m,  $y_o = 15,88$  m.

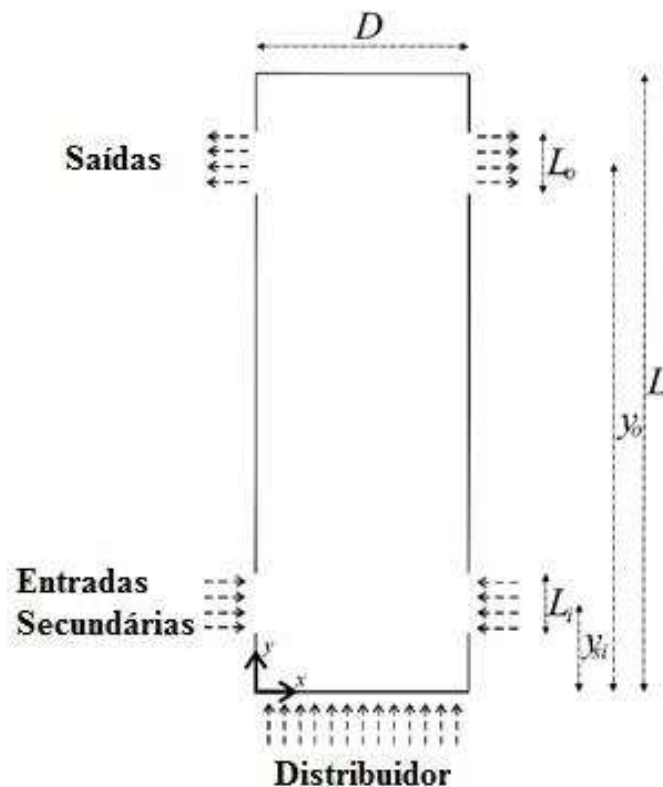


Figura 3.2 - Representação da modelagem numérica do LFC.

Os pontos de coletas dos dados de pressão na simulação foram extraídos em dez posições ao longo do reator do LFC. A Fig. 3.3 apresenta as posições indicadas pelas letras A, B, C, D, E, F, G, H, I e J, que representam as seguintes alturas de coleta de dados: 1,04 m, 2,05 m, 4,09 m, 5,61 m, 7,34 m, 9,07 m, 10,34 m, 11,61 m, 13,02 m e 14,94 m respectivamente.

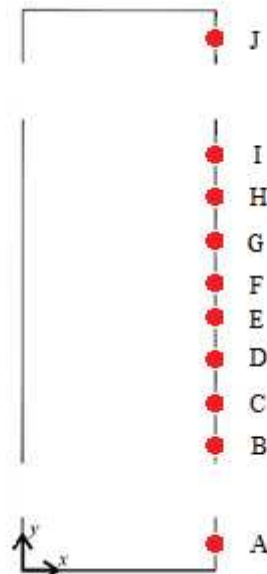


Figura 3.3 - Posições de coleta de dados de pressão no LFC.

A Tabela 3.1 resume os parâmetros da operação principal aplicados para a simulação e realização do desafio, onde  $M_s$  é a taxa de circulação que entra no tubo de subida sólido,  $\phi_s$  é a esfericidade de partícula,  $\varepsilon_m$  é a porosidade mínima do leito,  $u_{mf}$  é a velocidade de mínima fluidização,  $u_0$  é a velocidade superficial do gás de admissão e  $p_{out}$  é a pressão de saída.

Tabela 3.1- Dados operacionais do leito fluidizado circulante

$d_p$	$\rho_s$	$\phi_s$	$\varepsilon_m$	$u_{mf}$	$u_0$	$M_s$	$p_{out}$
802 $\mu\text{m}$	863,3 $\text{kg/m}^3$	0,95	0,346	0,13 $\text{m/s}$	7,58 $\text{m/s}$	7,03 $\text{kg/s}$	102 $\text{kPa}$

A geometria foi desenvolvida no software de modelamento que o próprio FLUENT possui pois, como ela é consideravelmente simples, o software possui todos os recursos necessários para o modelamento.

### 3.2.2 Leito Fluidizado Borbulhante

Na construção do leito fluidizado borbulhante utilizou-se como referência o trabalho de Jung *et al.* (2005). A geometria do reator foi gerada em três dimensões, e obedeceu a todas as características dimensionais estabelecidas no estudo de Jung *et al.* (2005). Em seu estudo numérico, Jung *et al.* (2005) utilizaram um modelo bidimensional. No presente trabalho, foi

construído um modelo numérico com a espessura do leito experimental do estudo de Jung *et al.* (2005).

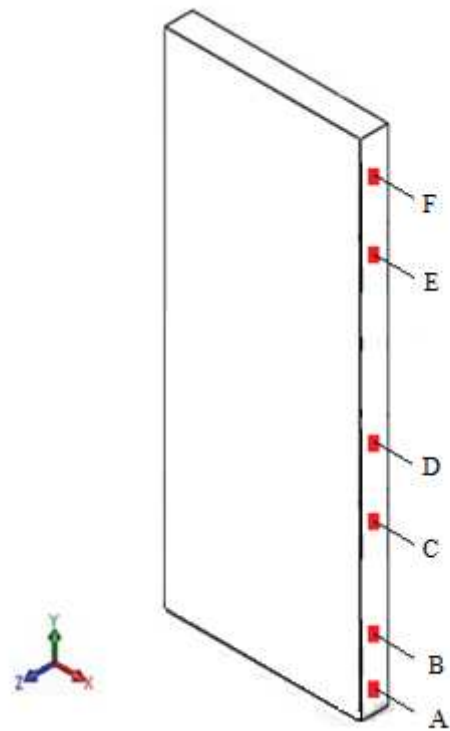
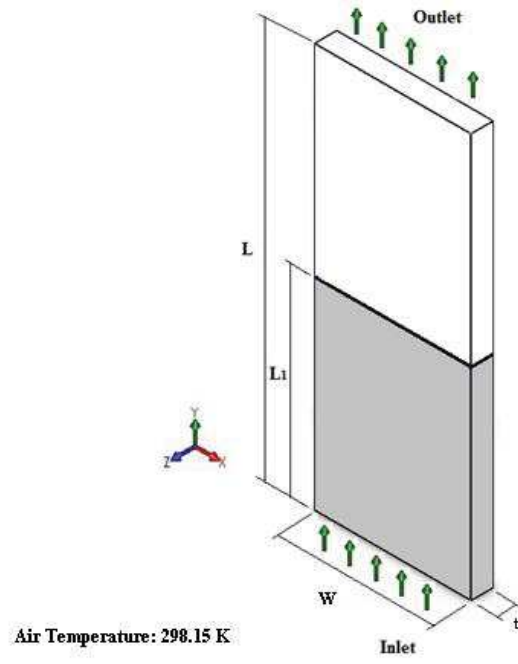
O reator consiste de um leito retangular com dimensões  $L = 0,40$  m,  $W = 0,155$  m e  $t = 0,022$  m, como mostrado na Fig. 3.4. Para a fase gasosa, as condições de contorno de velocidade empregados nas paredes foram de não deslizamento. Para a fase sólida, foi usada a condição de contorno de deslizamento parcial de Johnson e Jackson (1987) sem contribuições de atrito. Neste estudo, o coeficiente de especularidade,  $\Phi$ , foi de 0,6, e o coeficiente de restituição para a parede foi assumido como sendo igual a um para a fase de partícula. No topo do leito, condições de contorno de Neumann foram aplicadas, com uma pressão constante de 101,325 kPa, ou seja, uma condição de saída. No distribuidor, a velocidade de entrada de gás foi mantida constante e igual a 0,587 m/s. O distribuidor é um componente muito importante para a garantia de uma distribuição homogênea da fase gasosa, assim como uma fluidização uniforme por toda a seção do leito (KAMINSKI *et al.*, 2014). Sua localização é na parte inferior do reator e as partículas sólidas ficam sobre o distribuidor, o qual possui pequenos orifícios por onde passa o fluido. Os parâmetros operacionais estão resumidos na Tab. 3.2, onde  $\varepsilon_m$  é a porosidade mínima no leito,  $u_0$  é a velocidade do gás de admissão superficial e  $p_{out}$  é a pressão de saída.

Tabela 3.2 - Dados operacionais do leito fluidizado borbulhante

$d_p$	$\rho_s$	$\varepsilon_m$	$u_{mf}$	$u_0$	$p_{out}$
530 $\mu\text{m}$					

A altura inicial ocupada por sólidos,  $L_1$ , foi igual a 20 cm, com fração de volume de sólidos de 0,405. Nesta região, a velocidade do gás é igual à velocidade superficial considerando a velocidade de entrada do distribuidor. A temperatura granular utilizada na simulação é de 0,001 m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>.

Os dados de pressão na simulação foram extraídos em seis posições ao longo do reator do LFB. A Fig. 3.5 apresenta as posições indicadas pelas letras A, B, C, D, E e F, que representam as seguintes alturas no reator: 0,75 cm, 1,25 cm, 19,75 cm, 20,25 cm, 38,75 cm e 39,25 cm respectivamente.



### 3.3 Índice de convergência de malha

Para validar a malha foram construídas três malhas com quantidade de elementos hexaédricos diferentes. Utilizou-se o método GCI (*Grid Convergence Method*) descrito por Celik *et al.* (2008), para avaliar a incerteza e o erro da malha construída para a simulação.

O método GCI descreve que é necessário calcular um valor de célula representativo  $h$  para cada malha, que, para uma análise bidimensional, é o somatório das áreas de cada célula  $A_i$  dividido pelo número de elementos da malha  $N$ , conforme Eq. (2.12):

$$h = \left[ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\Delta A_i) \right]^{1/2}, \quad (3.21)$$

onde os valores dos elementos hexaédricos foram extraídos do programa Fluent, logo após a construção de cada uma das três malhas.

Obtida a representação da célula para o elemento de malha, é calculado o fator de refinamento da malha  $r$ , que é obtido através da Eq. (3.22):

$$r = \frac{h_{grossa}}{h_{fina}}, \quad (3.22)$$

sendo que o fator de refinamento deve ser maior que 1,3 (30%) da razão entre o elemento da malha grosseira ( $h_{grossa}$ ) e a malha refinada ( $h_{fina}$ ). Após é calculado a ordem aparente  $p$ :

$$p = \frac{1}{\ln(r_{21})} \left| \ln \left| \frac{\varepsilon_{32}}{\varepsilon_{21}} \right| + q(p) \right|, \quad (3.23)$$

onde  $\varepsilon_{32}$  é a diferença das variáveis genéricas  $\Phi_3$  e  $\Phi_2$ ,  $\varepsilon_{21}$  é a diferença das variáveis genéricas  $\Phi_1$  e  $\Phi_2$  e  $q(p)$  é o logaritmo natural da razão do fator de refinamento entre as malhas. Após se calcula o erro relativo aproximado,  $e_a^{21}$ , que é dado por:

$$e_a^{21} = \left| \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{\Phi_1} \right|. \quad (3.24)$$

O índice de convergência da malha fina é calculado através da Eq. (3.26):

$$GCI_{fine}^{21} = \frac{1,25 e_a^{21}}{r_{21}^p - 1}. \quad (3.26)$$

As quantidades de elementos são identificadas por meio de índices. O número 1 é utilizado para a malha mais refinada, 2 para a malha intermediária e 3 para malha grosseira. Após o processamento das malhas, os resultados obtidos são pós-processados e retiram-se as variáveis críticas  $\Phi$ , que possibilitam o cálculo da incerteza da malha. O cálculo foi realizado no aplicativo EES.

## 4 RESULTADOS

### 4.1 Validação da Malha

A malha do LFC foi validada comparando os resultados obtidos com dados experimentais e simulações numéricas do Terceiro Desafio sobre leitos fluidizados na NETL/PSRI (SHADDLE *et al.*, 2010, BREAUULT, 2010 e LI *et al.*, 2012). Foi utilizado o método GCI para avaliar a incerteza da malha simulada (CELIK *et al.*, 2008). Para a malha do LFB foi realizado também o método de convergência de malha GCI para a validação.

#### 4.1.1 Leito Fluidizado Circulante

Sabe-se que, ao se utilizar a modelagem Euleriana para escoamentos gás-sólido, uma precisão adequada só é obtida com malhas nas quais as dimensões dos volumes de controle sejam, no máximo, da ordem de dez vezes o diâmetro das partículas (ANDREWS *et al.*, 2005). No entanto, tal grau de resolução demanda altíssimos tempo e memória computacional. Sendo assim, foi realizado o estudo estatístico para avaliar a incerteza nos resultados devido à utilização de malhas discretas.

A incerteza das malhas foi estabelecida considerando como variável crítica o perfil de velocidade de sólidos em duas alturas do leito. Foram construídas três malhas, com diferentes graus de refino. A Tab. 4.1 informa as principais características das malhas geradas para a simulação do LFC.

Tabela 4.1 - Características das malhas geradas para o LFC.

Malha	Número total de Volumes	Número de Volumes em x	Número de Volumes em y	Fator de Refino	$\Delta x$ [m]	$\Delta y$ [m]
Malha 1	1295	5	267	-	0,065	0,065
Malha 2	2010	6	332	1,55	0,05	0,05
Malha 3	3360	8	430	1,67	0,0385	0,0385

Para uma altura de 8,88 m acima do distribuidor, foi coletada a velocidade na direção vertical em 80 pontos uniformemente distribuídos. A Fig. 4.1 ilustra os perfis de velocidade obtidos para cada uma das malhas.

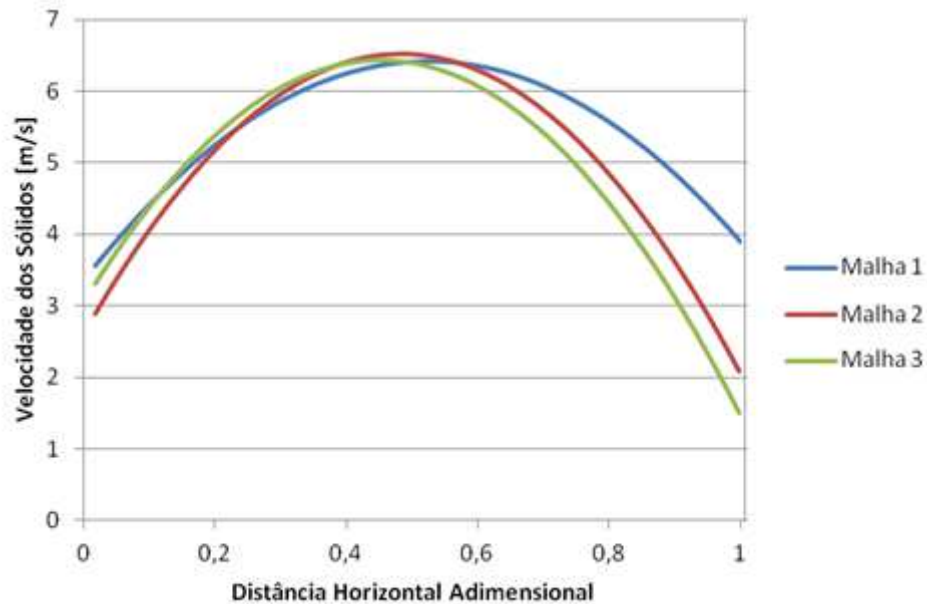


Figura 4.1 - Comparação entre os perfis horizontais da velocidade vertical dos sólidos na altura de 8,88 m.

Na Fig. 4.1 é observado que as malhas mais refinadas, Malha 3 e 2, apresentam maior correlação entre si do que em relação com a malha mais grosseira, Malha 1. A avaliação quantitativa da incerteza de malha foi obtida pelo método GCI (Celik et al., 2008). A Fig. 4.2 apresenta os resultados para a Malha 3 juntamente com os erros de discretização obtidos pelo método.

O GCI variou de 0,0018% até 139% com uma média global de 14,44%, sendo que os altos valores do GCI se localizam na região anular, onde existe uma alta densidade de sólidos e aglomerados de partículas descendentes.



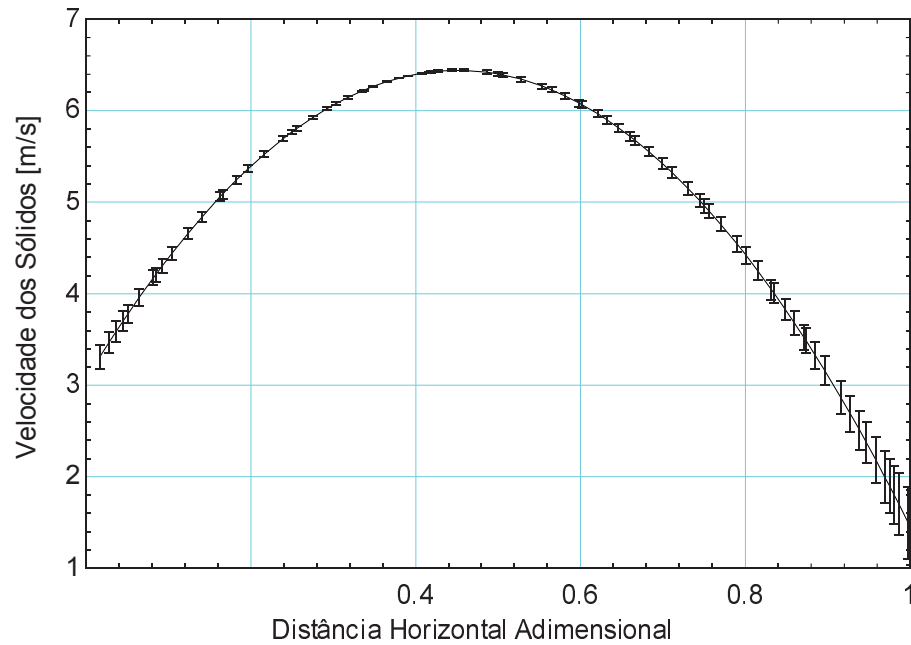


Figura 4.2 - Perfil horizontal da velocidade vertical dos sólidos para Malha 1 com barras de erro.

Foram feitas algumas análises sobre as características de escoamento obtidos com o modelo apresentado. Nas Fig. 4.3 e Fig. 4.4, os resultados obtidos para a velocidade média de sólidos e o perfil da taxa de massa de sólidos na posição de 8,88 m acima do distribuidor foram comparados com os resultados obtidos anteriormente por Pedroso *et al.* (2013) e com os resultados experimentais disponíveis em Shaddle *et al.* (2010).

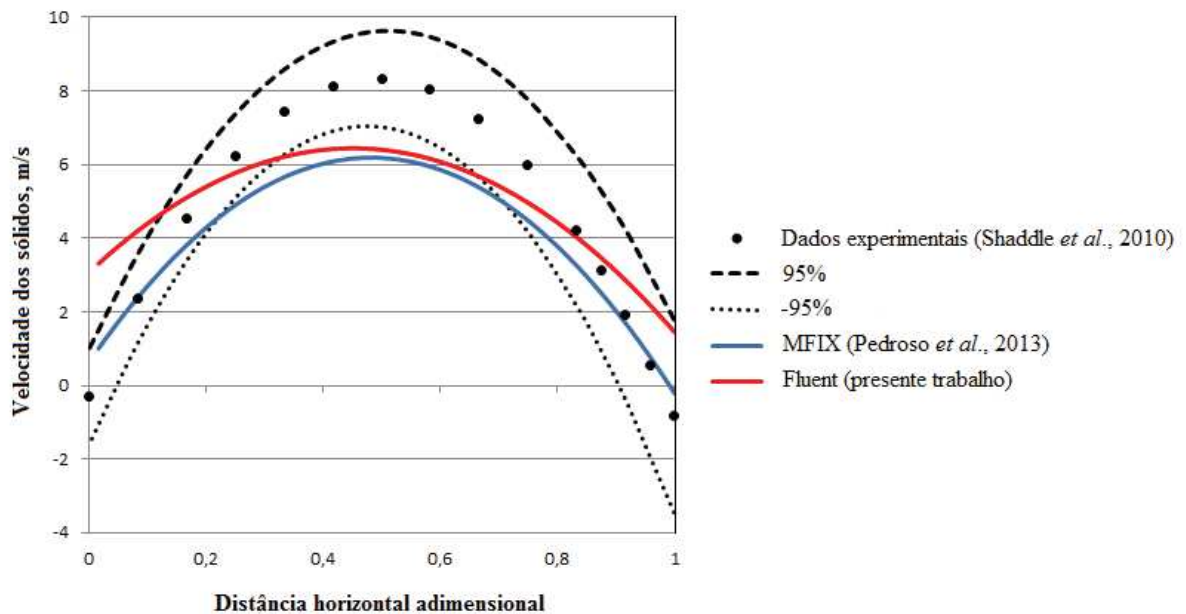


Figura 4.3 - Perfil da velocidade média dos sólidos na posição 8,88 m

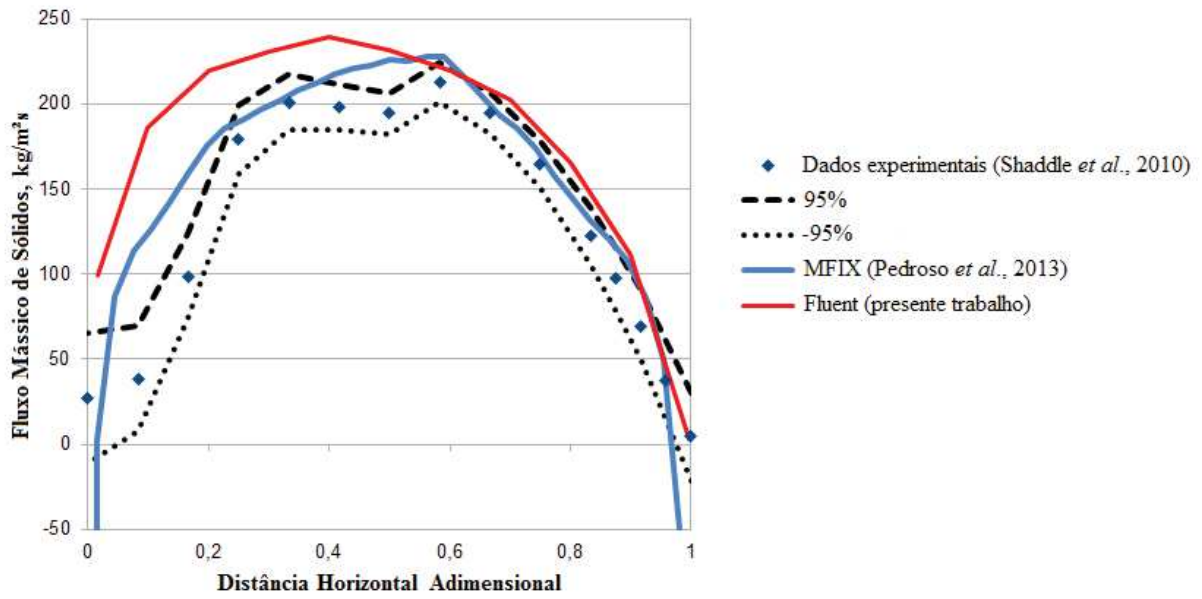


Figura 4.4 - Perfil da taxa de massa dos sólidos na posição 8,88 m

Na Fig. 4.5, o perfil vertical da queda de pressão média também foi comparado com os resultados obtidos por Pedroso *et al.* (2013), utilizando o código MFIX, e os resultados experimentais publicados por NETL e PSRI ao divulgar os resultados do terceiro desafio (SHADDLE *et al.*, 2010).

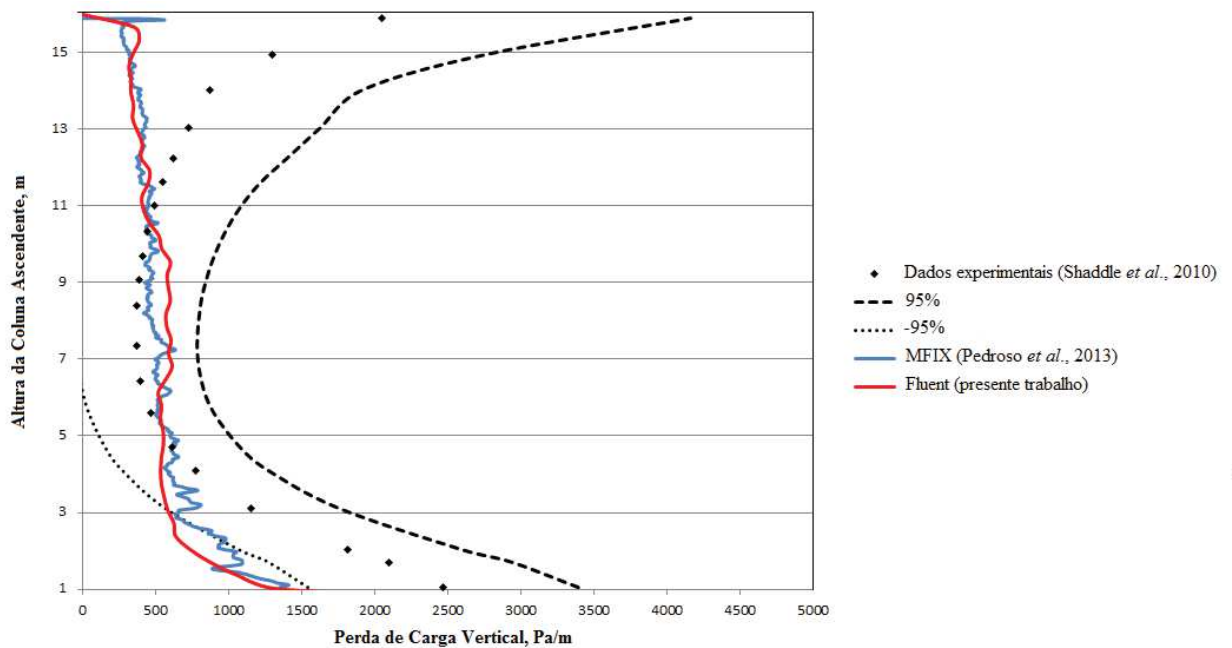


Figura 4.5 - Perfil de queda de pressão média ao longo do reator

Verificou-se uma correspondência aceitável entre os resultados do presente trabalho com os resultados apresentados na simulação com o MFIX e com os resultados experimentais,

como pode ser observado nestas figuras, apesar do presente modelo subestimar a velocidade dos sólidos no centro do tubo ascendente e superestimar a taxa de massa de sólidos. O perfil da queda de pressão também foi aceitável, considerando as condições de saída irrealistas empregados para o modelo bidimensional, apresentando assim uma grande diferença nos resultados da simulação numérica, tanto para o presente trabalho como o trabalho realizado com o software MFIX, apresentados na Fig. 4.5.

#### 4.1.2 Leito Fluidizado Borbulhante

Na determinação da incerteza de malha para o modelo do LFB, foi testado o perfil médio no tempo da velocidade de sólidos a uma altura de 0,14 m acima do distribuidor. Foram construídas três malhas cujas características são descritas conforme a Tab. 4.2.

Tabela 4.2 - Características das malhas geradas para o LFB.

Malha	Número total de Volumes	Número de Volumes em x	Número de Volumes em y	Fator de Refino	$\Delta x$ [m]	$\Delta y$ [m]
Malha 1	6400	22	56	-	0,00715	0,00715
Malha 2	9920	31	80	1,55	0,005	0,005
Malha 3	15130	41	105	1,52	0,0038	0,0038

A Fig. 4.6 mostra o perfil de velocidade de sólidos das simulações entre as três malhas geradas para execução do método GCI, sendo que a mais refinada tem o mesmo número de volumes de controle do trabalho utilizado como referência (Jung *et al.*, 2006).

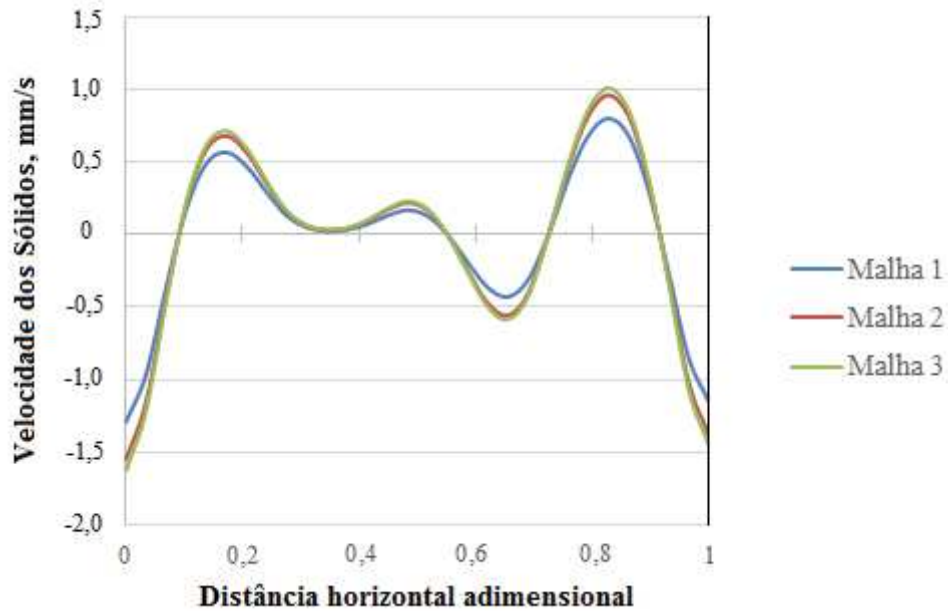


Figura 4.6 - Comparação entre os perfis horizontais da velocidade vertical dos sólidos na altura de 0,14 m para LFB

Observa-se na Fig. 4.6 que há uma boa relação entre os resultados das malhas construídas. O resultado é a média da velocidade dos sólidos ao longo do tempo. Já a Fig. 4.7 apresenta os resultados da malha 3 juntamente com os erros de discretização obtidos pelo método GCI.

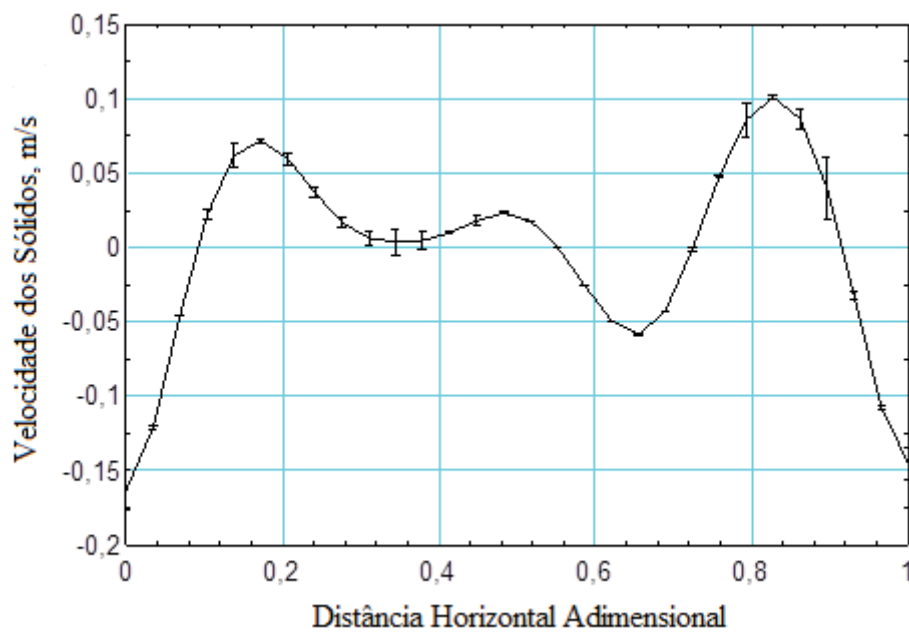


Figura 4.7 - Perfis horizontais da velocidade vertical dos sólidos para malha mais refinada com barras de erro para LFB.

É observado, na Fig. 4.7 o perfil da velocidade de sólidos para a malha utilizada no estudo. O erro aleatório variou de 0,0071% até 1,86% com uma média global de 0,146%. Para o método GCI foi encontrado um erro de 1,365%. Verifica-se que os erros máximos estão localizados no centro do leito, onde existe uma grande variação da massa específica de sólidos devido à movimentação de bolhas no interior do leito.

## 4.2 Análise Espectral

A análise do espectro de potência (PSD) do sinal de pressão foi realizada para ambos os leitos, tanto para os dados de pressão absoluta nos pontos escolhidos, quanto para a diferença de pressão entre pontos. Para reduzir o erro na determinação do espectro é feita a divisão do sinal em janelas. Uma função (por exemplo, Hamming) é aplicada a cada janela de amostra para suavizar os dados nos extremos da janela, fornecendo uma entrada e saída mais graduais para evitar anomalias na estimativa do espectro (BENDAT e PIERSOL, 1971). Após é calculada a média dos resultados espectrais individuais das janelas. O número de pontos do sinal original dividido pelo número de janelas indicará a quantidade de pontos que se terá dentro de cada janela, sendo que o programa utiliza como padrão uma sobreposição de 50% da janela. Uma suavização também pode ser feita sobre a frequência através de médias sobre larguras de banda apropriadas. Para tal se define uma quantidade de coeficientes (FFT) da transformada que serão calculados, podendo ser no máximo igual à quantidade de pontos em cada janela. No entanto, para reduzir o erro no cálculo da transformada, é reduzido o número de coeficientes e feita a média dos valores adjacentes. Para o cálculo dos espectros, foi utilizado o aplicativo MATLAB.

### 4.2.1 Análise Espectral do LFC

A condição inicial considera apenas a fase gasosa ocupando toda a coluna. O tempo total de simulação foi de 170 s. Os primeiros 40 segundos de simulação não foram considerados na análise para evitar a parte transiente inicial (tempo para atingir um valor constante para o inventário de sólidos no interior do reator). O passo de tempo utilizado foi de 0,001 s. O sinal de pressão foi obtido em 10 posições ao longo do tubo de subida: 1,04 m, 2,05 m, 4,09 m, 5,61 m, 7,34 m, 9,07 m, 10,34 m, 11,61 m, 13,02 m e 14,94 m. A frequência de aquisição foi igual a 1000 Hz. Após a realização de um estudo de independência de malha, foi adotada a malha composta por 3.360 volumes de controle.

A Fig. 4.8 mostra o sinal de flutuação da pressão medido na posição de 9,07 m acima do distribuidor. Esta posição foi escolhida para apresentação dos resultados, por ser mais centralizada no reator e também ser uma das posições utilizadas no estudo experimental. Estes dados foram utilizados na análise espectral. O valor médio do sinal de pressão foi subtraído do sinal original, a fim de salientar, na análise, apenas as flutuações de pressão. O intervalo de tempo utilizado para coletar os dados de sinal de pressão foi baseado no trabalho de Pedroso (2013), o que proporcionou a confiança de que o intervalo de tempo estudado é estatisticamente representativo.

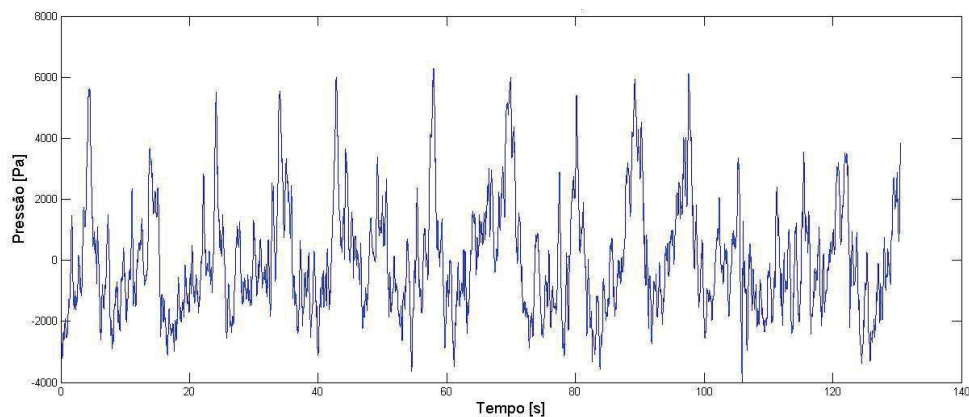


Figura 4.8 - Sinal de flutuação de pressão para altura 9,07 m.

A Fig. 4.9 mostra a PSD obtida para este sinal. Os sinais de flutuação de pressão foram coletados por meio de uma frequência de amostragem de 1000 Hz ao longo de um intervalo de tempo de aproximadamente 131 s, a quantidade de pontos da série foi  $N = 2^{17} = 131.072$ . Analisando a PSD do LFC, houve um máximo de energia em uma frequência muito baixa, cerca de 0,12 Hz. A presença deste pico de energia caracteriza a existência de *clusters* no leito, que se caracterizam como fenômenos de baixa frequência, conforme apontado por Johnsson *et al.* (2000).

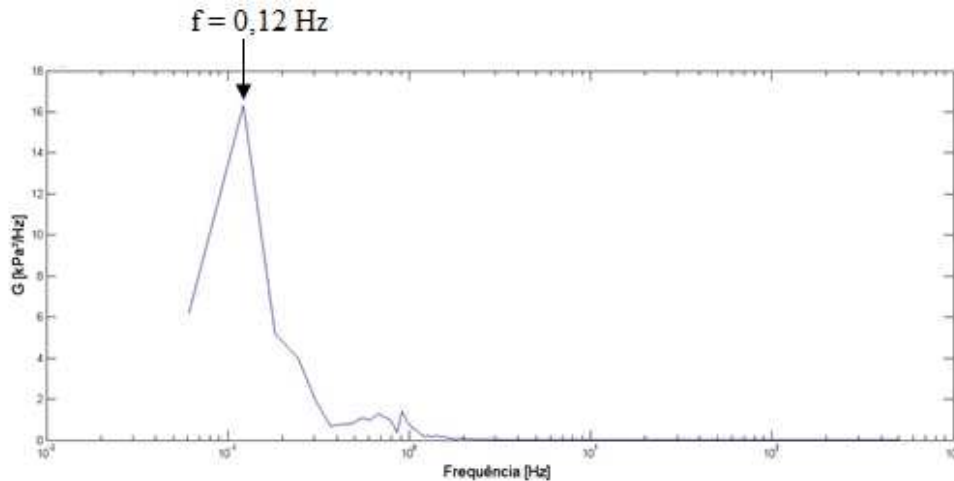
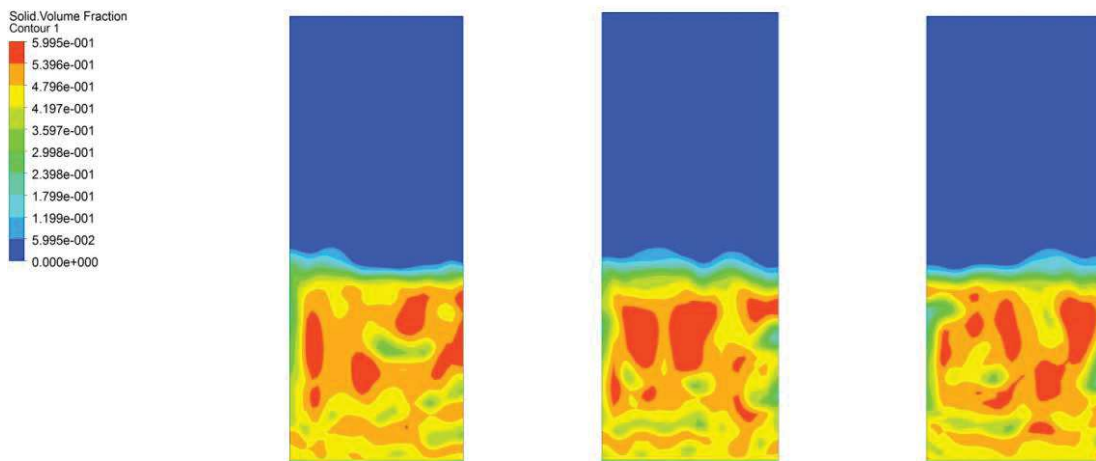


Figura 4.9 - PSD do LFC para altura de 9,07 m

#### 4.2.2 Análise Espectral do LFB

Para o LFB o tempo total de simulação foi de 240 s, sendo que os primeiros 52 s de simulação não foram considerados na análise para remover o transiente inicial. O passo de tempo utilizado foi de 0,001 s. O sinal de pressão foi obtido em seis posições ao longo do tubo de subida: 0,75 cm, 1,25 cm, 19,75 cm, 20,25 cm, 38,75 cm e 39,25 cm. A frequência de aquisição foi igual a 1000 Hz. Uma malha composta por 15.130 volumes de controles foi empregada garantindo que o tamanho da célula fosse de, no máximo, da ordem de dez vezes o diâmetro da partícula.

Na Fig. 4.10, é observada a fração de volume de sólidos para o LFB em 60 s, 140 s e 240 s de simulação, que mostra as características de um regime borbulhante. Nesta condição, a velocidade superficial é igual a 2,6 vezes a velocidade mínima de fluidização.



A Fig. 4.11 mostra o sinal de flutuação da pressão após 105 s de simulação, medido na posição de 0,1975 m acima do distribuidor. Estes dados foram utilizados na análise PSD. A análise da PSD foi realizada utilizando todo o conjunto de dados e subconjuntos.

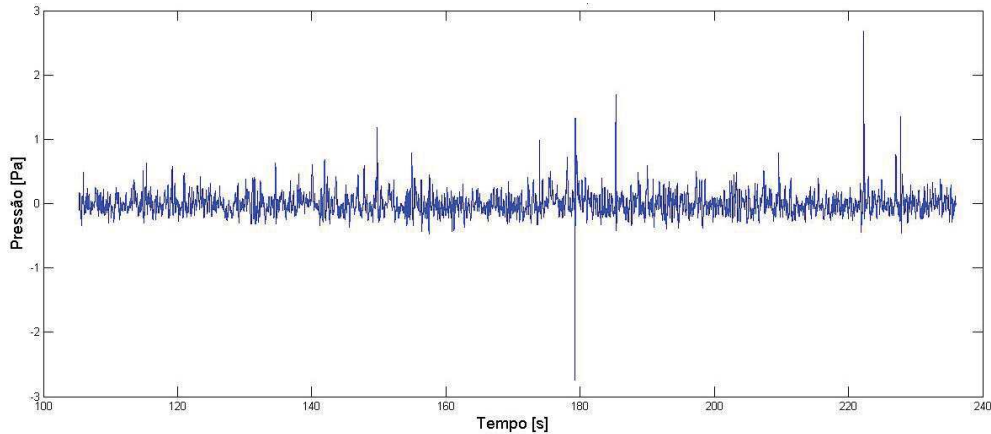


Figura 4.11 - Sinal de flutuação de pressão no LFB.

A Fig. 4.12 mostra a PSD obtida para este sinal. Foi usado o número de FFTs de 4096, e verificou-se que este é o número mínimo de FFTs para detectar picos de frequência pertinentes. Dois picos de frequência importantes podem ser observados. Um está localizado a uma frequência de aproximadamente 1,5 Hz e o outro, com maior amplitude, a uma frequência de cerca de 2,2 Hz. Este pico de 2,2 Hz era esperado, visto que foi obtido em trabalhos anteriores de simulação de LFB (Jung *et al.*, 2005, Deza e Battaglia, 2013).

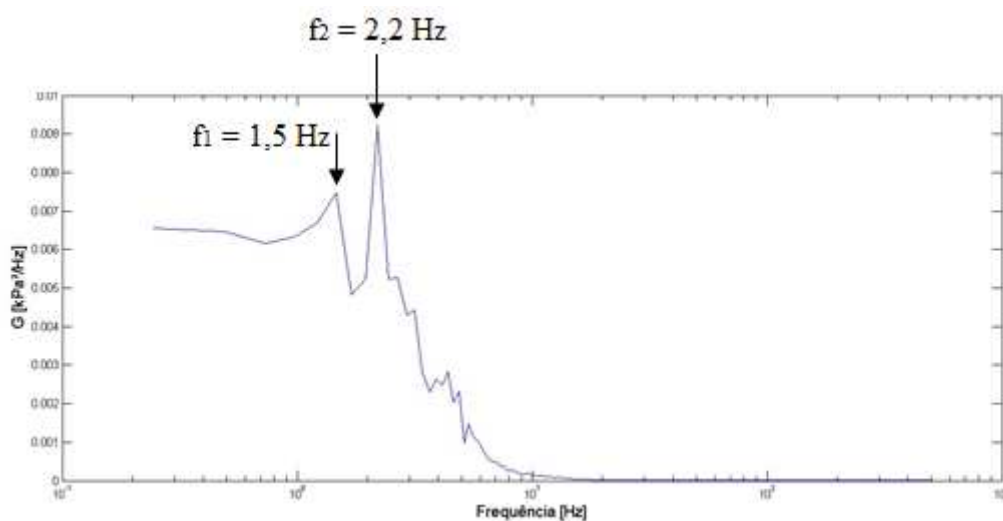


Figura 4.12 - Análise do espectro para o LFB.

A Fig. 4.13 mostra a correlação cruzada obtida conforme Eq. 2.22 entre dois sinais de pressão recolhidos em pontos localizados 0,0075 m (ponto 1) e 0,1975 m (ponto 3), acima do



distribuidor. A função de correlação cruzada resultou num pico em cerca de 2,5 s, o que indica que há algum fenômeno que ocorre no ponto 1 e demora cerca de 2,5 s para chegar ao ponto 3. Isto está provavelmente relacionado com a velocidade em que as bolhas no interior do leito se deslocam. A velocidade das bolhas no leito pode ser calculada teoricamente através de correlações que foram desenvolvidas a partir de experimentos (KUNII e LEVENSPIEL, 1991). Com base na teoria simples de duas fases, Davidson e Harrison (1963) propuseram que a velocidade de ascensão da bolha no leito,  $u_b$ , é dada por:

$$u_b = u_0 - u_{mf} + u_{br}, \quad (4.1)$$

onde  $u_{br}$  é a velocidade para uma única bolha. Ela é calculada através do tamanho da bolha,  $d_b$ , que está se formando no FLB por meio da aproximação de Werther (1999), que é dada por:

$$d_b = 0,853 \left[ 1 + 0,272(u_0 - u_{mf}) \right]^{1/3} (1 + 0,0684z)^{1,21}, \quad (4.2)$$

onde  $z$  é a altura do leito.

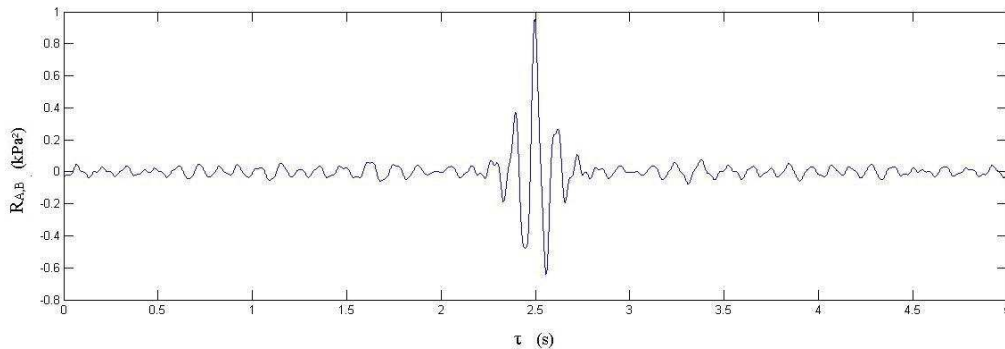


Figura 4.13 - Correlação cruzada do LFB.

Comparando os resultados dos espectros dos dois tipos de leito, observa-se que o pico de potência para o LFC ocorre a uma frequência mais baixa do que para o LFB, diferenciando assim os dois leitos analisados.

### 4.3 Redução do Tempo e Frequência de Aquisição

Realizou-se um estudo, no qual se reduziu a frequência e o tempo de aquisição dos dados obtido pela simulação com a intenção de verificar a possibilidade de obter os resultados com

confiabilidade suficiente em um tempo menor de simulação. A redução foi da ordem de 1/2 e 1/4 dos valores da frequência e do tempo simulado para os dois leitos estudados.

Os dados de pressão foram adquiridos com uma frequência de 1000 Hz. Para reduzir a frequência aumentou-se o passo de tempo de coleta de dados na proporção em que as frequências de aquisição eram correspondentes a 500 Hz e 250 Hz. Nas Fig. 4.14a e Fig. 4.14b pode ser observada a comparação entre os espectros de potência para as três frequências de amostragem. Para a realização da análise dos três sinais foi utilizado o mesmo número de janelas, que para esse caso foi de 16. Porém o número de FFTs foi reduzido proporcionalmente, ou seja, para a frequência de 1000 Hz, utilizou-se 4096 FFTs, para 500 Hz e 250 Hz usou-se 2048 e 1024 FFTs, respectivamente, de modo que a largura de banda de frequência de cada coeficiente da PSD fosse igual em todos os casos, possuindo o valor de 0,244.

É observado que, mesmo reduzindo a frequência de aquisição dos dados de pressão, o pico de maior densidade no espectro permanece na mesma posição para todos os casos, apresentando uma diferença no valor da potência. Isto ocorre porque a energia do sinal é definida matematicamente como o somatório dos quadrados dos valores deste sinal. Se há menos pontos representando o sinal, tem-se menos energia, do ponto de vista matemático. Como a transformada de Fourier conserva a energia do sinal (Eq. 2.27), o somatório dos quadrados dos coeficientes é necessariamente menor também.

Foi realizada também uma análise para verificar a influência do número de janelas sobre a PSD. Nas Fig. 4.15a e Fig. 4.15b foi realizada a mesma análise das figuras anteriores, porém, modificando o número de janelas. Para cada frequência de aquisição e o correspondente número de FFTs da análise anterior, a tabela 4.3 apresenta o número de janelas utilizado para cada frequência de aquisição dos dados de pressão.

Tabela 4.3 - Número de janelas para frequência de aquisição do sinal de pressão

Número de Janelas	Frequência de Aquisição
16	1000 Hz
32	500 Hz
64	250 Hz

Os resultados mostram que este parâmetro teve pouca influência na PSD, como era de se esperar para um sinal estacionário, desde que as janelas ainda sejam grandes o suficiente para comportarem os períodos de interesse.

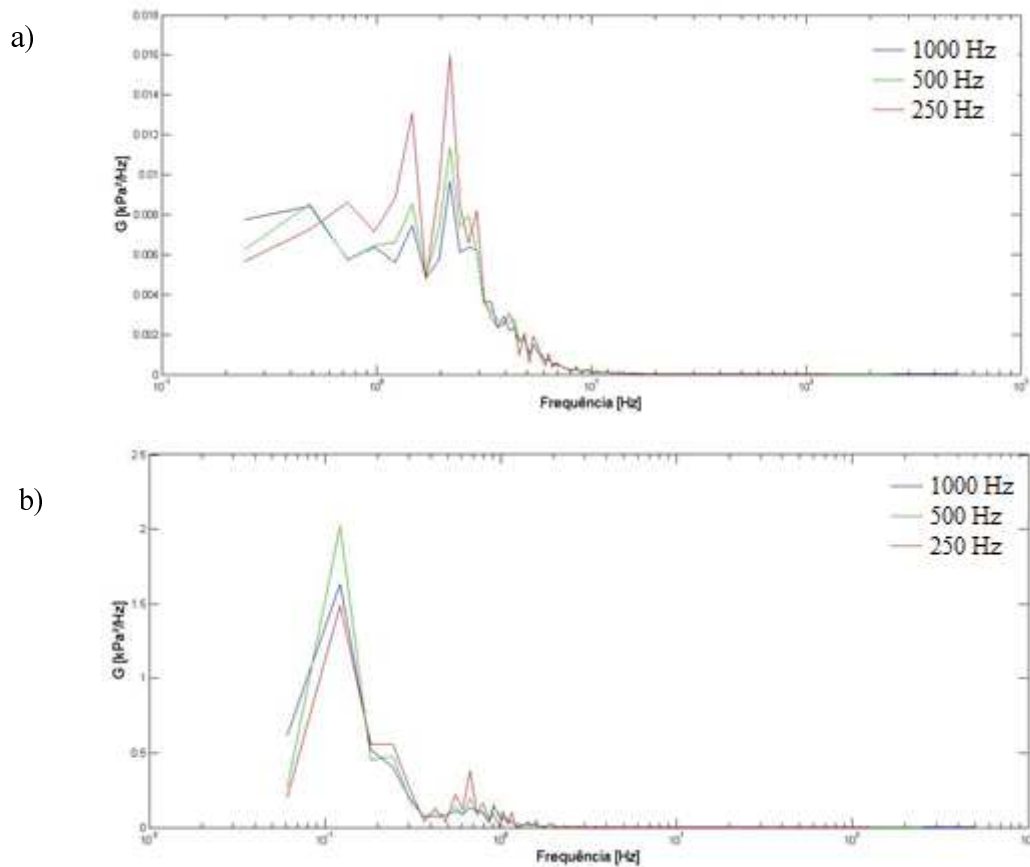


Figura 4.14 - Comparação da PSD reduzindo a frequência de aquisição. a) LFB na altura de 0,1975 m e b) LFC na altura de 9,07 m

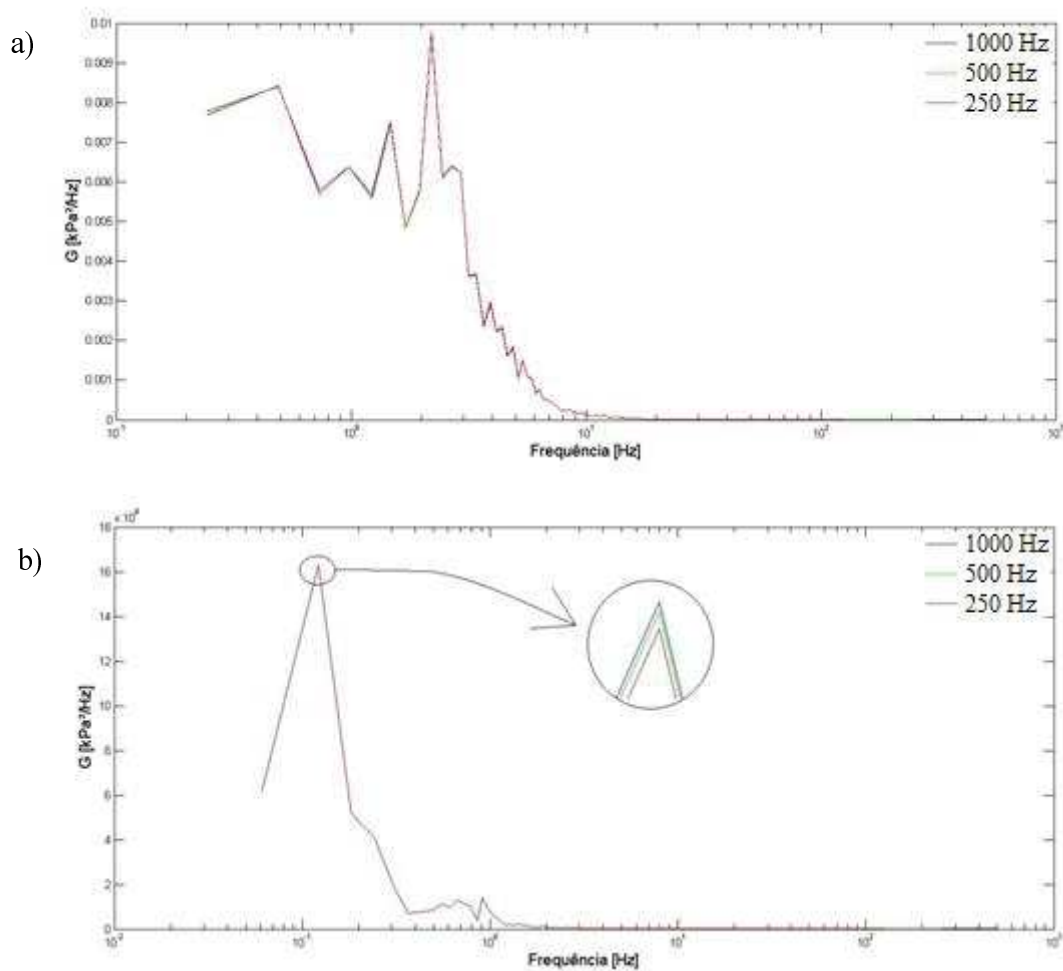


Figura 4.15 - Comparação da PSD reduzindo a frequência de aquisição e alterando o número de janelas. a) LFB na altura de 0,1975 m e b) LFC na altura de 9,07 m

Comprovou-se que, ajustando o número de janelas em relação com o número de FFT para as diferentes frequências, obtém-se a mesma PSD. Para as três faixas de frequência, o resultado foi similar. No detalhe da Fig. 4.15b foi ampliado o pico do espectro para visualização das frequências. Embora os espectros se apresentem com menos energia, as frequências são as mesmas. Aumentar o tempo de simulação ou usar uma frequência de amostragem maior poderia melhorar a definição das frequências.

Para o tempo de simulação foi utilizada a mesma metodologia de análise que para a frequência de aquisição de dados. O tempo total de simulação foi de 130 s e reduziu-se o tempo em 1/2 (65 s) e 1/4 (32,5 s) do tempo total. As Fig. 4.16a e Fig. 4.16b mostram como ficou a PSD para o LFC e LFB. O espectro foi elaborada com os mesmos valores para número de janelas, número de FFT e frequência.

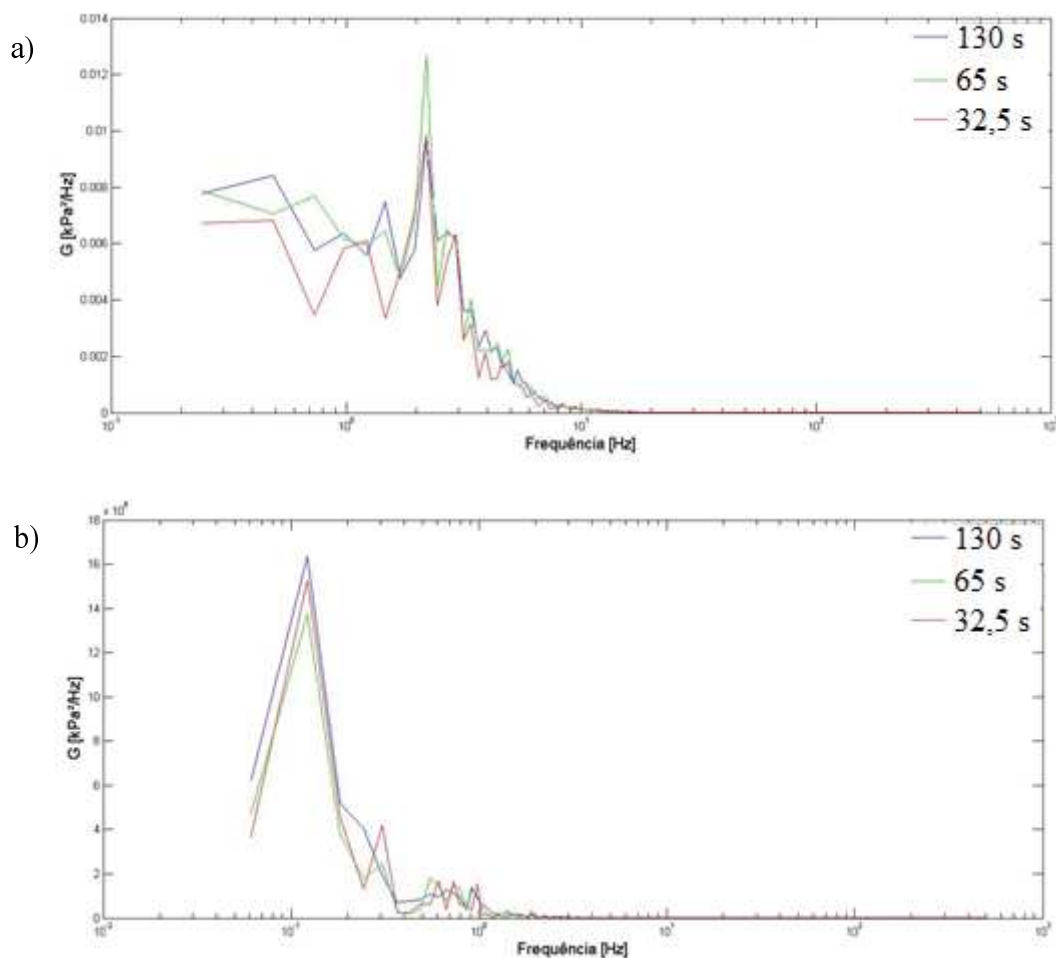


Figura 4.16 - Comparação da PSD reduzindo o tempo de simulação a) LFB na altura de 0,1975 m e b) LFC na altura de 9,07 m

A partir dos resultados desta análise, foram adotadas para as análises subsequentes a frequência de 1000 Hz, 4096 FFTs e 16 janelas. Os estudos foram realizados simulando um tempo de 20 s em um LFB. O tempo de simulação foi estimado em 20 s, pois houve a necessidade de agilizar o tempo de simulação para a realização de todos os testes propostos no trabalho, além de que, verificou-se que para a análise esse tempo obter-se-ia resultados satisfatórios através dos estudos até então realizados.

#### 4.4 Análise Espectral para Diferentes Regimes

O estudo para caracterizar as diferenças nas PSDs dos regimes borbulhante e turbulento foi realizado variando a velocidade de entrada do fluido no reator. Foram determinadas 11 velocidades, que abrangem os dois regimes em estudo, e foram realizadas simulações para cada velocidade do fluido. Para detectar a flutuação de pressão foram criados pontos de verificação junto à parede do reator ao longo da coluna ascendente do fluido, tomando como referência a

entrada do reator (distribuidor). Foram tomados cinco pontos de pressão e as alturas de coleta da flutuação de pressão foram 0,0125 m, 0,100 m, 0,1975 m, 0,2200 m e 0,3875 m, os quais são identificados como *a*, *b*, *c*, *d* e *e* na Fig. 4.17 respectivamente. A frequência de coleta de dados foi de 1000 Hz durante um intervalo de tempo de 25 s para cada incremento de velocidade. A Fig. 4.17 mostra um esquema das posições de coleta dos dados de pressão no leito fluidizado.

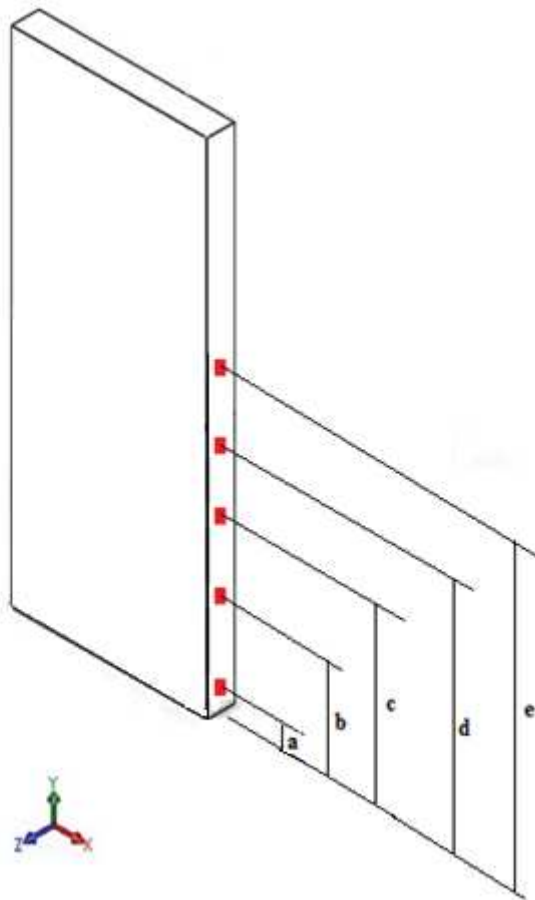


Figura 4.17 - Pontos de coleta de dados de pressão no LFB.

As velocidades utilizadas para realização do estudo estão na Tab. 4.4. Os valores utilizados para as velocidades foram considerados a partir da velocidade de mínima fluidização,  $u_{mf}$ , que é 0,259 m/s. A  $u_{mf}$  é calculada através do número de Arquimedes,  $Ar$ , e por meio dele e do diâmetro da partícula adimensional é possível especificar o regime de operação do leito (Eq. 2.13).

Para garantir que o estudo abrangeria os regimes borbulhante e turbulento, foi definido, como o primeiro valor de velocidade de entrada simulado, cinco vezes o valor de  $u_{mf}$  e para as demais foi considerada a progressão  $u_i = u_1 + (i-1)u_{mf}$ .

Tabela 4.4 - Velocidades de ar na entrada do distribuidor (m/s).

Sequência	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Velocidade	1,145	1,374	1,603	1,832	2,601	2,290	2,519	2,748	2,977	3,206	3,435

Os espectros de potência encontrados para as simulações estão apresentados nas Fig. 4.18, 4.20 e 4.22. Nas análises apresentadas nas figuras citadas o sinal utilizado foi a diferença de pressão entre os pontos *b* e *c* representados na Fig. 4.17, adquiridos nas alturas de 0,1000 m e 0,1975 m acima do distribuidor, respectivamente. Na Fig. 4.18 é observado um pico de potência característico na frequência de 2 Hz, como visto no trabalho de Deza e Battaglia (2013), que caracteriza o regime borbulhante, o qual era esperado para a velocidade de fluido analisada. Na mesma figura existem outros picos de potência inferiores ao maior pico de potência já citado (2 Hz), esses picos menores estão relacionados ao regime borbulhante e eles variam em uma frequência inferior ao pico de 3 Hz, variando assim entre 0,3 Hz a 2 Hz. A Fig. 4.19 mostra o instante de tempo de 20 s da simulação, no qual é possível observar as bolhas dentro do reator através da fração do volume de sólidos. Na figura a escala de cores indica fração do volume de sólidos, quanto mais vermelho a imagem mostrar, maior é a concentração de partículas sólidas, quanto mais azul, menor será a concentração de sólidos, indicando que nesta região da imagem há uma bolha dentro do reator. A Fig. 4.20 apresenta duas bolhas em ascensão dentro do leito estudado. Fica assim caracterizado o regime borbulhante para o leito.

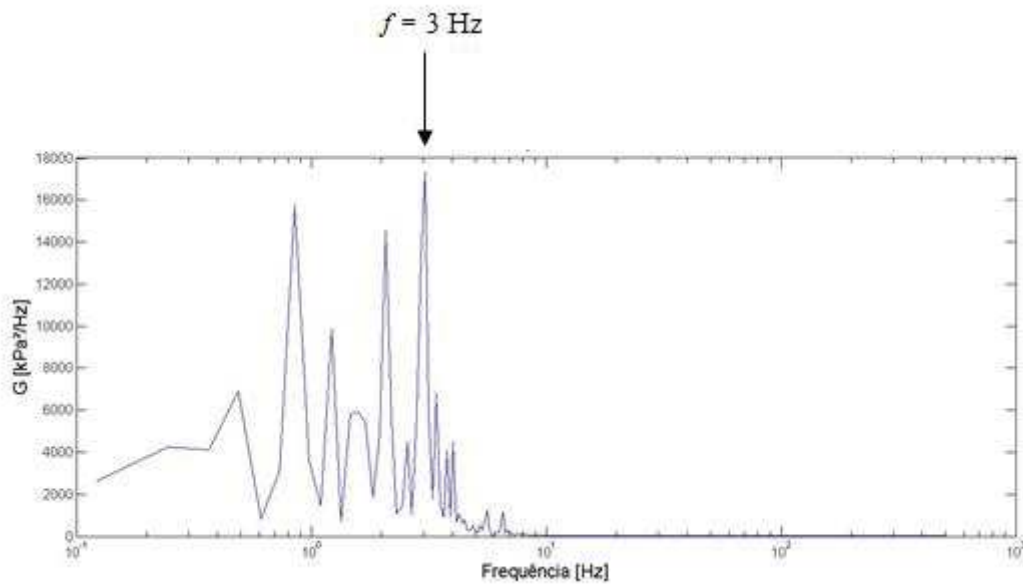


Figura 4.18 - Densidade espectral para a velocidade de 1,145 m/s.

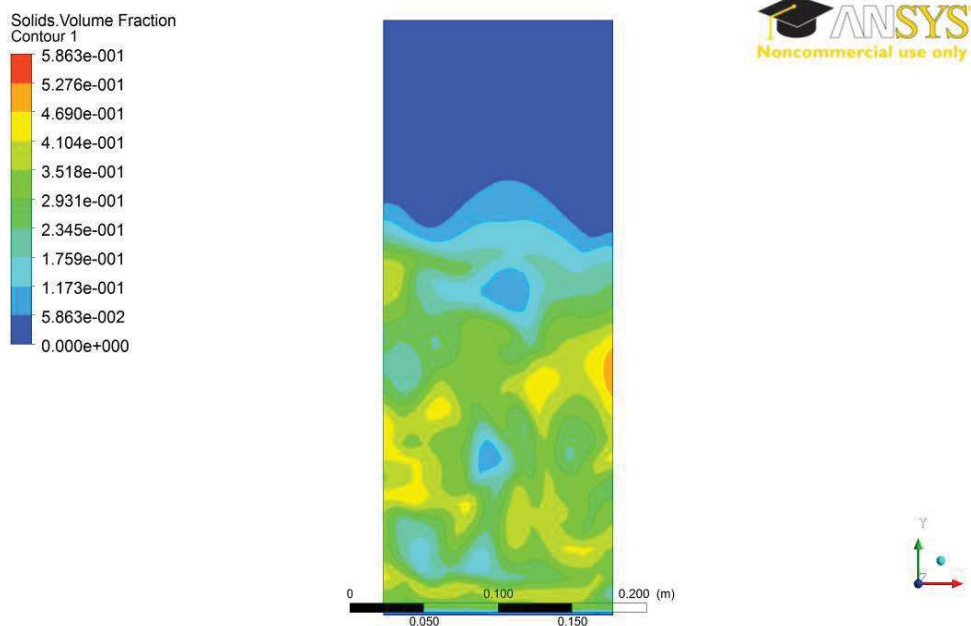


Figura 4.19 - Fração de volume de sólidos no reator com a velocidade de 1,145 m/s.

A Fig. 4.20 representa a PSD para a velocidade 1,374 m/s. O espectro é similar ao da velocidade de 1,145 m/s, com um pico característico na frequência de 2 Hz e picos menores variando entre 0,3 Hz a 1 Hz. Porém nessa figura surgem picos de potência com frequências entre 2 Hz e 4 Hz, maiores que na Fig. 4.18. O trabalho apresentado por Deza e Battaglia (2013) também mostrou um espectro similar para o regime borbulhante, apresentando um pico de potência aproximadamente a 2 Hz. Na Fig. 4.21 é mostrada a fração de sólidos para o LFB com velocidade de 1,374 m/s, no instante 20 s, verificando-se uma grande similaridade com a



Fig. 4.19, pois as duas apresentam a formação de bolhas. Na Fig. 4.21 é possível verificar que as bolhas formadas são um pouco maiores que para a simulação em que a velocidade de entrada do fluido foi de 1,145 m/s. Assim como na Fig. 4.19, na Fig. 4.21 utiliza-se a escala de cores para representar a fração de volume dos sólidos, sendo que a cor azul indica a presença de bolhas no leito.

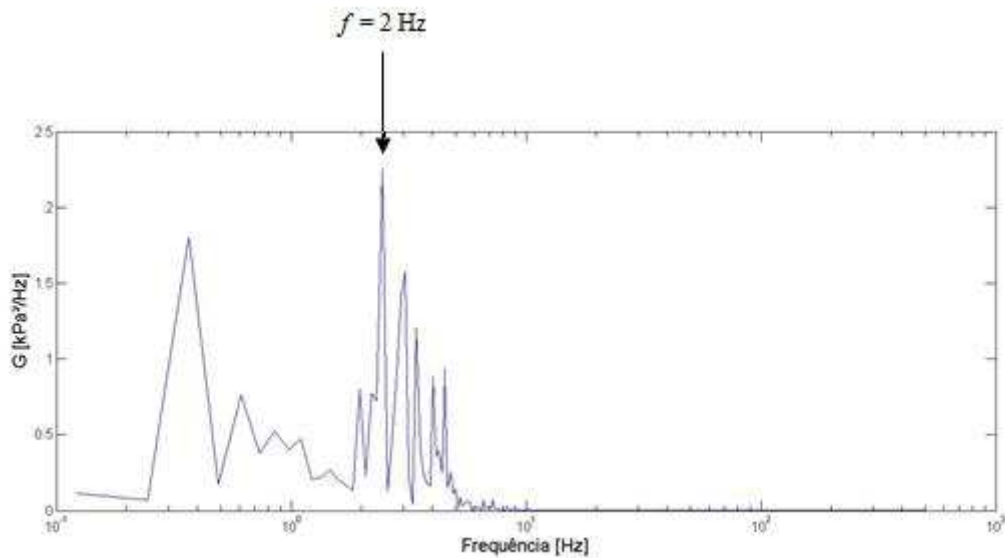


Figura 4.20 - Densidade espectral para a velocidade de 1,374 m/s.

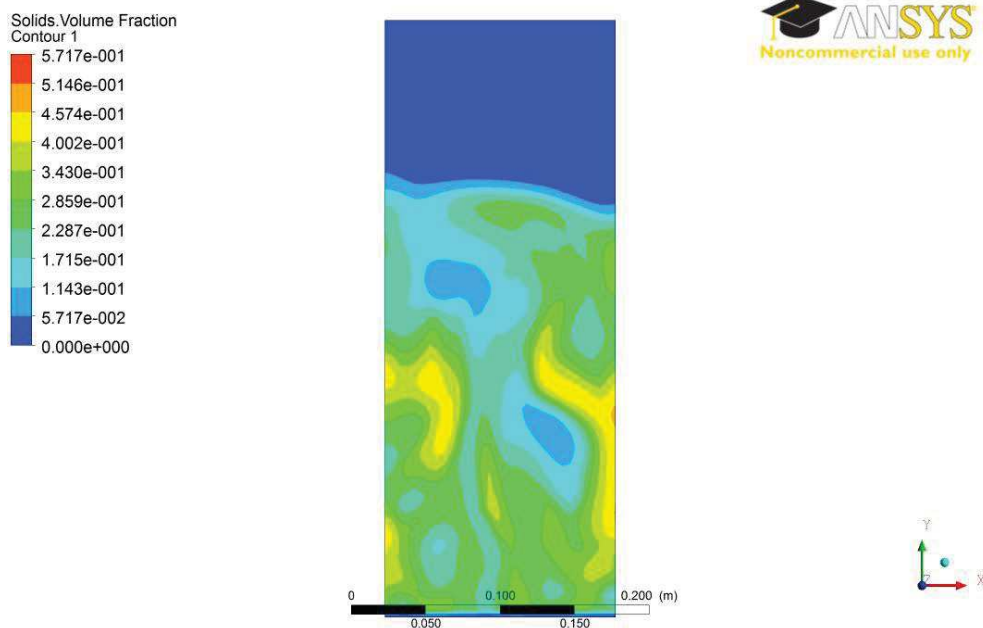


Figura 4.21 - Fração de volume de sólidos no reator com a velocidade de 1,374 m/s.

A Fig. 4.22 apresenta a PSD para a maior velocidade analisada no LFB, que é de 3,435 m/s. É possível verificar um grande pico na frequência de 1,5 Hz e outro menor próximo à frequência de 3 Hz. Esses dois picos característicos representam o regime turbulento conforme é relatado no trabalho de Deza e Battaglia (2013), que encontraram resultado similar em sua simulação para o regime turbulento. A figura também apresenta outros dois picos de potência a baixa frequência entre 0,6 Hz a 1 Hz. A Fig. 4.23 também mostra a fração de volume de sólidos para a velocidade de 3,435 m/s. Nela é possível perceber que as partículas de sólido estão mais distribuídas no leito, se comparado com as Figs. 4.19 e 4.21. É possível perceber que as partículas são lançadas a uma altura maior nas duas figuras anteriores. Também não há regiões de muita concentração de sólidos, como é percebido através da escala de cores. É possível visualizar uma bolha próximo ao distribuidor do reator. Isso se deve principalmente ao aumento da velocidade de entrada do gás no reator. O leito aparenta estar saindo do regime pistonado e iniciando o regime turbulento, pois as partículas de sólido estão concentradas nas laterais do reator, como se a bolha de gás que arrasta as partículas e ocupa toda a seção leito estivesse explodindo.

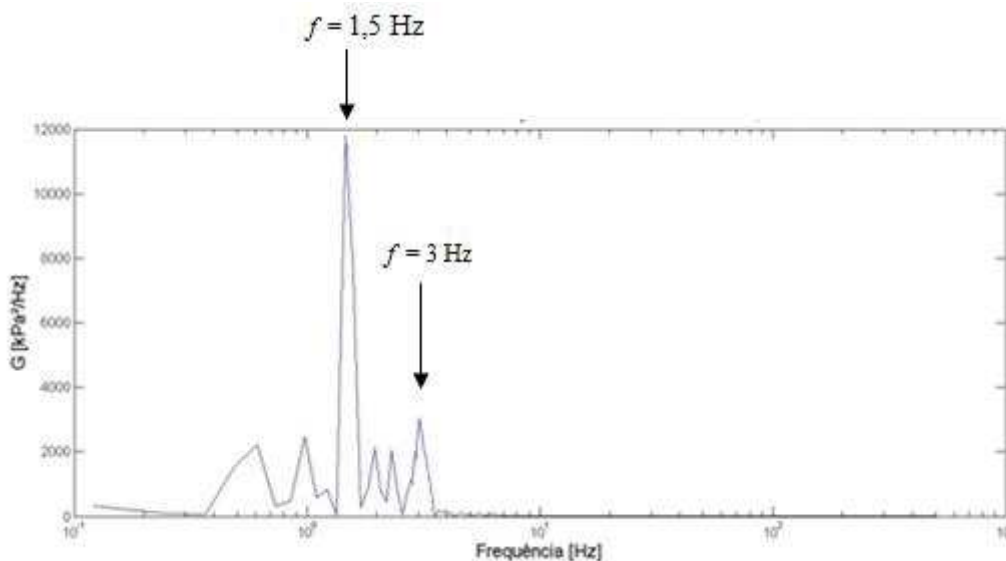


Figura 4.22 - Densidade espectral para a velocidade de 3,435 m/s.

Os espectros de potência apresentados nesta seção para o regime borbulhante apresentam similaridades entre si, como um pico de potência entre as frequências de 2 Hz e 3 Hz e picos de menor intensidade em frequências inferiores na faixa de 0,3 Hz a 1,5 Hz. À medida que a velocidade do fluido é aumentada, verifica-se que existe uma alteração na

frequência do pico de potência, reduzindo de 3 Hz para 2 Hz. Outro fator que é perceptível é o aumento dos picos de potência nas frequências que antecedem o pico de maior intensidade.

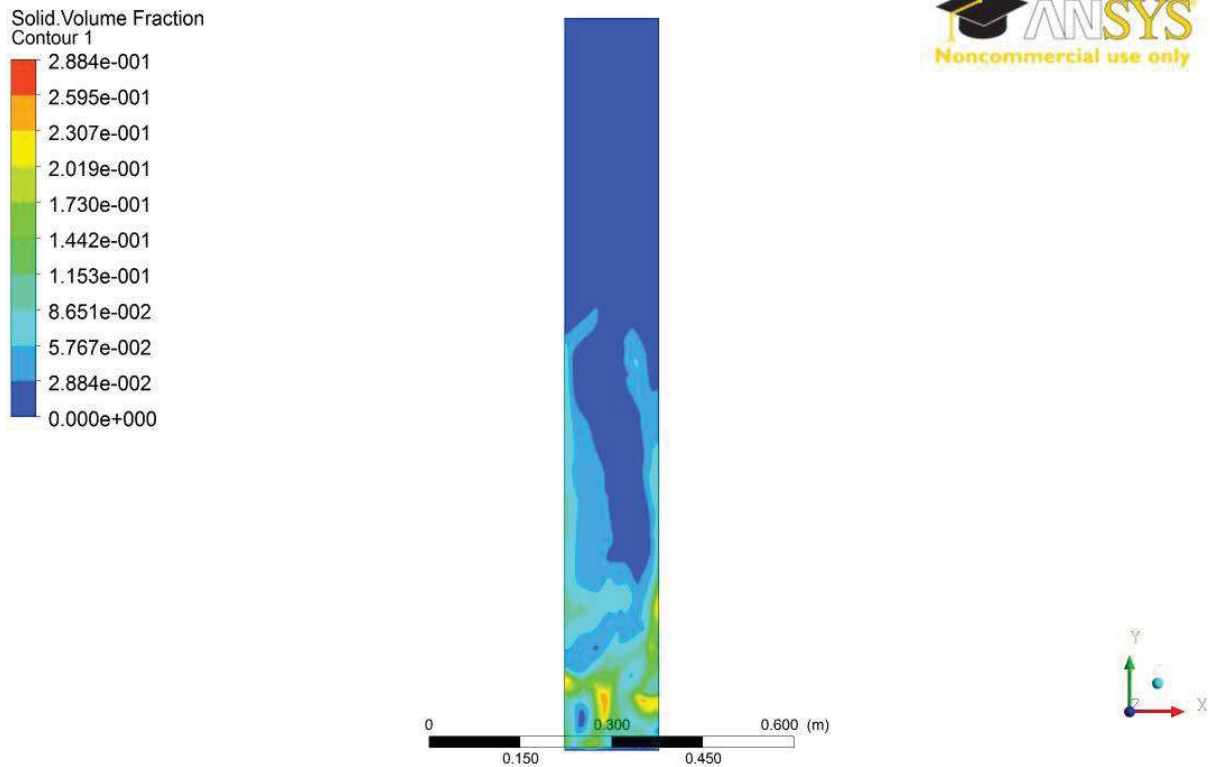


Figura 4.23 - Fração de volume de sólidos no reator com a velocidade de 3,435 m/s

Ao observar o espectro do regime turbulento, é possível perceber, além dos dois picos de potência característicos, que a frequência do pico de maior intensidade também se reduz, no caso em questão é de 1,5 Hz, e com o aumento da velocidade do fluido, surge o segundo pico de potência que caracteriza o regime turbulento. Porém esses picos são observados já no regime borbulhante como mencionado anteriormente. Percebe-se que os picos com frequências inferiores ao de máxima frequência tendem a reduzir suas intensidades espectrais.

## 5 CONCLUSÃO

Através das medidas de flutuação de pressão efetuadas na coluna ascendente de fluidização gás-sólido, foi possível a distinção entre os regimes borbulhante e o turbulento utilizando o espectro de energia de Fourier (PSD). Na análise se constatou que a PSD para o regime borbulhante apresenta um pico para uma baixa frequência variando de 2 Hz a 3 Hz, que depende da velocidade do fluido no reator. Com uma velocidade menor, a frequência foi de 3 Hz, com o aumento da velocidade houve um deslocamento na posição do pico, que passou a ser de 2 Hz. Para o regime turbulento a característica do espectro é a presença de dois picos, sendo um maior, na frequência de 1,5 Hz, e outro menor, em 3 Hz. É possível observar que, com o aumento da velocidade, o pico maior também se deslocou para uma frequência menor (1,5 Hz), porém há o surgimento de um segundo pico a uma frequência maior (3 Hz). De maneira prática, por meio deste estudo de caracterização do regime via análise espectral, é possível avaliar um leito real utilizando a coleta de dados de pressão e constatar em qual o regime está operando o sistema, por comparação dos espectros obtidos com os aqui apresentados.

O estudo realizado também mostrou que é possível reduzir a frequência de aquisição dos dados de simulação em quatro vezes, utilizando a frequência de aquisição de 250 Hz ao invés de 1000 Hz, mantendo a qualidade dos resultados da PSD. Outro resultado relevante é em relação ao período de aquisição de dados, que também pode ser reduzido sem afetar os resultados da análise. Por intermédio desses dois resultados, é possível reduzir o tempo de coleta de dados de pressão e também a frequência de aquisição de dados, reduzindo assim o tempo para a realização da análise com uma quantidade de dados menor, permitindo a utilização de espaços menores para armazenamento. Com a redução do tempo real de aquisição, a análise fica mais próxima do tempo real, podendo ser uma ferramenta de controle e automação de processos.

## 6 TRABALHOS FUTUROS

Para trabalhos futuros, sugere-se realizar estudos utilizando outros métodos de análise das flutuações de pressão, tais como análise de ondaletas (*wavelet*) e teoria do caos. Por meio desses dois métodos é possível trabalhar com o domínio tempo-frequência. Assim, as futuras análises poderão avaliar não só a frequência em que um fato ocorre no leito, mas também o tempo em que ele ocorre e a sua duração.

Outro estudo possível é analisar o comportamento de partículas do tipo A de Geldart e comparar com os resultados encontrado nesse trabalho, avaliando quais as diferenças dos espectros para esse tipo de partícula se comparado com as partículas do tipo B de Geldart. Também é possível realizar estudos variando a geometria do leito 3D na simulação numérica e verificar qual o comportamento do espectro para as partículas tipo B.

## REFERÊNCIAS

ACOSTA-IBORRA, A., SOBRINHO, C., HERNANDEZ-JIMENEZ, F., DE VEGA, M., **Experimental and Computational Study on the Bubble behavior in 3D Fluidized Bed**. Chemical Engineering Science, Vol. 66(15), pp. 3499-3512, 2011.

AGÊNCIA NACIONAL DE ENERGIA ELÉTRICA, **Atlas de Energia Elétrica do Brasil**, CEDOC, 2008. Disponível em:

< [http://www.aneel.gov.br/arquivos/pdf/atlas\\_capa\\_sumario.pdf](http://www.aneel.gov.br/arquivos/pdf/atlas_capa_sumario.pdf)>. Acesso em: 22 jul. 2014.

ANDREWS, P. N., LOEZOS, S., SUNDARESAN, S., **Coarse-Grid Simulation of Gas-Particle Flows in Vertical Risers**, Industrial & Engineering Chemistry Research, Vol. 44(16), pp. 6022 - 6037, 2005.

ANSYS Inc. FLUENT 14.0, **Theory Guide**, 2011.

BALTAZAR, A. W. S., CASTRO, J. A., SILVA, A. J., **Simulação transiente de um reator de leito fluidizado em 3D**. REM: R. Esc. Minas, Ouro Preto, Vol. 62(1), pp. 59-64. 2009.

BASKAKOV, A. P., TUPONOGOV, V. P., FILIPOVSKY, N. F., **A study of pressure fluctuations in a bubbling fluidized bed**. Powder Technology, Vol. 45, pp. 113- 117, 1986.

BENDAT, J.S., PIERSOL, A.G., **Random data: analysis and measurement procedures**, New York: Wiley Interscience, 1971.

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

BI, H. T., GRACE, J. R., ZHU, J., **Regime transition affecting gas-solid suspension and fluidized beds**. Chemical Engineering Research and Design, Vol 73, p 154-161, 1995.

BITTANTI, S., BOLZERN, P., CAMPI, M. C., DE MARCO, A., PONCIA, G., PRANDONI, W., **A model of a bubbling fluidized bed combustor oriented to char mass estimation.** IEEE Transactions on control systems technology, Vol. 8, No. 2, pp. 247-256, 2000.

BREAULT, R.W., GUENTHER, C., **Mass transfer coefficient prediction method for CFD modeling of riser reactors.** Powder Technology, Vol. 203(1), pp. 33-39, 2010.

BRUE, E., BROWN, R. C., **Use of pressure fluctuations to validate hydrodynamic similitude in fluidized media: bubbling beds,** Powder Technology, Vol. 119(2-3), pp. 117- 127, 2001.

CELIK, I. B., GHIA, U., ROACHE, P. J., FREITAS, C. J., COLEMAN, H., RAAD, P. E., **Procedure for estimation and reporting of uncertainty due to discretization in CFD applications,** Journal of Fluids Engineering, Vol. 130, 2008.

CENTRO DE GESTÃO E ESTUDOS ESTRATÉGICOS, **Roadmap tecnológico para produção, uso limpo e eficiente do carvão mineral nacional: 2012 a 2035,** 2012.

Disponível em:

<<http://www.cgee.org.br/busca/ConsultaProdutoNcomTopo.php?f=1&idProduto=7877>>.

Acesso em: 22 jul. 2014.

CHALERMSINSUWAN, B., KUCHONTHARA, P., PIUMSOMBOON, P., **Effect of circulating fluidized bed reactor riser geometries on chemical reaction rates by using CFD simulations.** Chemical Engineering and Processing, Vol. 48(1), pp. 165-177, 2009.

CHANDRASEKARAN, B. K., LEE, L. D. V., HULME, I., KANTZAS, A., **A simulation and experimental study of the hydrodynamics of a bubbling fluidized bed of linear low density polyethylene using bubble properties and pressure fluctuations,** Macromol. Mater. Engineering, Vol. 290(6), pp. 592-609, 2005.

CHEN, Y., TIAN, Z., MIAO, Z., **Detection of singularities in the pressure fluctuations of circulating fluidized beds based on wavelet modulus maximum method,** Chemical Engineering Science, Vol. 59, pp. 3569-3575, 2004.

CLAUSET, A., SHALIZI, C.R., NEWMAN, M., **Power-law distributions in empirical data**, Siam Review, Vol. 51(4), pp. 661-703, 2009.

CREMASCO, M. A., **Operações Unitárias em Sistemas Particulados e Fluidomecânicos**, 1 Ed., Blucher, São Paulo, 2012.

DAVIDSON, J.F., HARRISON, D., **Fluidized Particles**, Cambridge University, Ed. Press, New York, 1963.

DEEN, N. G., KRIEBITZSCH, S. H. L., VAN DER HOEF, M. A., KUIPERS, J. A. M., **Direct numerical simulation of flow and heat transfer in dense fluid-particle systems**, Chemical Engineering Science, Vol. 81, pp. 329-344, 2012.

DEZA, M., BATTAGLIA, F., **A CFD study of pressure fluctuations to determine fluidization regimes in gas-solid beds**. Journal of Fluids Engineering, Vol. 135, pp. 101301-1-101301-10, 2013.

DING, J., GIDASPOW, D., **A bubbling fluidization model using kinetic theory of granular flow**. AIChE J., Vol. 36, pp. 523-538, 1990.

DRAHOS, J., RUZICKA, M., **Problems of time series analysis in characterization of multiphase flows**. In: Proceedings of the 5th international conference on multiphase flow, ICMF '04, Yokohama, Japan, paper K04, 2004.

ENGLAND, J. A., **Numerical Modeling and Prediction of Bubbling Fluidized Beds**, Master of Science In Mechanical Engineering, Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, VA, USA, 2011.

FANG, M., LUO, K., YANG, S., ZHANG, K., FAN, J., **LES-DEM investigation of gas-solid flow dynamics in an internally circulating fluidized bed**. Chemical Engineering Science, Vol. 101, pp. 213-227, 2013.

FENG, Z.-G., MUSONG, S. G., **Direct numerical simulation of heat and mass transfer of spheres in a fluidized bed**, Powder Technology, Vol. 262, pp. 62-70, 2014.



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

GIDASPOW, D., BEZBURUAH, R., DING, J., **Hydrodynamics of circulating fluidized beds, kinetic theory approach**. In: Fluidization VII, Proceedings of the 7th Engineering Foundation Conference on Fluidization. pp. 75-82, 1992.

GIDASPOW, D., HUILIN, L., MOSTOFI, R., **Large scale oscillations or gravity waves in risers and bubbling beds**, em: Fluidization X, eds. M. Kwauk, J. Li, and W. C. Yang, Engineering Foundation, New York, pp. 317-324, 2001.

GUPTA, S. K., ARGAWAL, V. K., SINGH, S. N., SESHADRI, V., MILLS, D., SINGH, J., PRAKASH, C., **Prediction of minimum fluidization velocity for fine tailings materials**. Powder Technology, Vol 196, pp. 265-271, 2009.

HAIDER, A., LEVENSPIEL, O., **Drag coefficient and terminal velocity of spherical and nonspherical particles**. Powder Technology, Vol. 58, pp. 63-70, 1989.

INDRUSIAK, M. L. S., **Caracterização de escoamentos turbulentos transientes usando a transformada de ondaletas**. Tese de Doutorado. Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, RS, Brasil, 2004.

INDRUSIAK, M.L.S., RUEDA-ORDÓÑEZ, Y.J., PÉCOR, A.A.B., **Wavelet Characterization of the Flow Regime in a Gas-Solid Fluidized Bed**, Journal of Energy and Power Engineering, Vol.7, pp. 1023-1031, 2013.

INTERNATIONAL ENERGY AGENCY, **World Energy Outlook**, OECD/IEA, 2008.

Disponível em: < <http://www.worldenergyoutlook.org/media/weowebiste/2008-1994/weo2008.pdf>>. Acesso em: 22 jul. 2014.

IWASAKI, H. K. N., MATSUMO, H. Y. Y., **Frequency analysis of pressure fluctuation in fluidized bed plenum**. Journal of Chemical Engineering Reactors, Vol. 7(A81), pp. 1-29, 1991.

JENKINS, J. T., SAVAGE, S. B., **A theory for rapid flow of identical, smooth, nearly elastic, spherical particles**. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 130, pp. 186-202, 1983.

JOHANSSON, K., VAN WACHEM, B. G. M., ALMSTEDT, A.E., **Experimental validation of CFD models for fluidized beds: influence of particle stress models, gas phase compressibility and air inflow models**, Chemical Engineering Science, Vol. 61(5), pp. 1705-1717, 2006.

JOHNSON, P. C., JACKSON, R., **Frictional- collision constitutive relations for granular materials with application to plane shearing**. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 176, pp. 67- 93, 1987.

JOHANSSON, F., ZIJERVELD, R. C., SCHOUTEN, J., VAN DEN BLEEK, C. M., LECKNER, B., **Characterization of fluidization regimes by time-series analysis of pressure fluctuations**, International Journal of Multiphase Flow, Vol. 26(4), pp. 663-715, 2000.

JUNG, J., GIDASPOW, D., GAMWO, I. K., **Measurement of two kinds of granular temperatures, stresses and dispersion in bubbling beds**, Ind. Eng. Chem. Res., Vol. 44, pp. 1329–1341, 2005.

JUNG, J., HASSANEIN, A., LYCZKOWSKI, R., **Hemodynamic Computation Using Multiphase Flow Dynamics in a Right Coronary Artery**, Annals of Biomedical Engineering, Vol. 34(3), pp.393-407, 2006.

KAGE, H., IWASAKI, N., YAMAGUCHI, H., MATSUNO, Y., **Frequency analysis of pressure fluctuation in fluidized bed plenum**. J Chem Eng Jpn, Vol. 24, pp. 76–81, 1991.

KAMINSKI, D., REIMBRECHT, E. G., AQUINO, T. F., Pécora, A. A. B., **Projeto do distribuidor de ar de um gaseificador de leito fluidizado**, Portal SATC, 2014. Disponível em: <<http://www.portalsatc.com/site/adm/arquivos/10740/030520121636041.PDF>>. Acesso em: 09 jan. 2015.

KÖRNER, T. W., **Fourier Analysis**, Cambridge, Cambridge University Press, 1988.

KUNII, D., LEVENSPIEL, O., **Fluidization Engineering**. 2 Ed., Newton: Butterworth - Heinemann, 1991.

LI, T., DIETIKER, J. F., SHAHNAM, M., **MFIX simulation of NETL/PSRI challenge problem of circulating fluidized bed**. Chemical Engineering Science, Vol. 84, pp. 746-760, 2012.

LUN, C. K. K., SAVAGE, S. B., JEFFREY, D., CHEPNRNIIY, N., **Kinetic theories for granular flow: inelastic particles in Couette flow and slightly inelastic particles in a general flow field**, Journal of Fluid Mechanics. Vol. 140, pp. 223-256, 1984.

MALISKA, C. R., **Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional 2ª Ed.**, 2012.

MANSOURPOUR, Z., KARINI, S., ZARGHAMI, R., MOSTOUFI, N. SOTUDEH-GHAREBAGH, R., **Insights in hydrodynamics of bubbling fluidized beds at elevated pressure by DEM CFD approach**, Part. Sci. Technol., Vol. 8(5), pp. 407-414, 2010.

NICASTRO, M.T., GLICKSMAN, L.R., **Experimental verification of scaling relationships for fluidized bed** Chemical Engineering Science, Vol. 39, pp. 1381-1391, 1984.

NITZ, M., GUARDANI, R., **Fluidização Gás-Sólido – Fundamentos e Avanços**, Revista Brasileira de Engenharia Química, 2008.

PANNALA, M., SYAMLAL, B., REUGE, N., CADORET, L., COUFORT-SAUDEJAUD, C., CAUSSAT, S., **Multifluid Eulerian modeling of dense gas-solids fluidized bed hydrodynamics: Influence of the dissipation parameters**, Chemical Engineering Science, Vol. 63(22), pp.5540-5551, 2008.

PATANKAR, S. V., **A calculation procedure for two-dimensional elliptic situations**. Numerical Heat Transfer, Vol. 4, pp. 409-425, 1981.

PEDROSO, F. A., **Estudo numérico de escalonamento de um leito fluidizado circulante utilizando o conjunto simplificado das leis de escala de Glicksman**, Dissertação de Mestrado, Universidade do Vale do Rio dos Sinos, São Leopoldo, RS, Brasil, 2013.

PEDROSO, F. A., ZINANI, F., INDRUSIAK, M. L. S., **Numerical study of the simplified set of glicksman scaling laws in a circulating fluidized bed**. Proceedings of COBEM 2013, Ribeirão Preto, SP, Brazil, 2013.

PROAKIS, J., MANOLAKIS, D., **Introduction to digital signal processing**. New York: Macmillan; 1989.

RHODES, M. J.; WANG, X. S.; NGUYEN, M.; STEWART, P.; LIFFMAN, K., **Use of discrete element method simulation in studying fluidization characteristics: influence of interparticle force**. Chemical Engineering Science, Vol. 56(1), pp. 69-76, 2001.

RICHARDSON, J. F., **Incipient fluidization and particulate systems**. In: DAVIDSON, J. F., HARRISON, D., **Fluidization**. 2nd. London: Academic Press", 1977, cap.2, p. 26-61, 1971.

SASIC, S., JOHNSON, F., LECKNER, B., **Inlet boundary conditions for the simulation of fluid dynamics in gas-solids fluidized beds**, Chemical Engineering Science, Vol. 61(16), pp. 5183-5195, 2006.

SASIC, S., LECKNER, B., JOHNSON, F., **Characterization of fluid dynamics of fluidized beds by analysis of pressure fluctuations**. Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 33, pp. 453-496, 2007.

SHADLE, L., GUENTHER, C., COCCO, R., PANDAY, R., **NETL/PSRI Challenge Problem 3**. Disponível em: <[https://mfix.netl.doe.gov/challenge/index\\_2010.php](https://mfix.netl.doe.gov/challenge/index_2010.php)>, 2010, Acesso em: 22 jul. 2014

SHOU, M. C., LEU, L. P., **Energy of power spectral density function and wavelet analysis of absolute pressure fluctuation measurements in fluidized beds**, Chemical Engineering Research & Design, Vol. 83(A5), pp. 478-491, 2005.

SUN, J. ZHOU, Y., REN, C., WANG, J., YANG, Y., **CFD simulation and experiments of dynamics parameters in gas-solid fluidized bed**. Chemical Engineering Science, Vol. 66, pp. 4972-4982, 2011.

SYAMLAL, M., **Report on Workshop on Multiphase Flow Research**, (No. DOE/NETL-2007/1259). 2006.

SYAMLAL, M., LI, T.; GEL, A., GUENTHER, C., PANNALA, S., **High-Resolution Simulations of Coal Injection in a Gasifier**, Industrial & Engineering Chemistry Research, Vol. 49(21), pp. 10767-10779, 2010.

SYAMLAL, M., O'BRIEN, T. J., **Computer simulation of bubbles in a fluidized bed**. A. I. Ch. E. Symposium Series, Vol. 85, pp. 22-31, 1989.

SYAMLAL, M., PANNALA, S., **Multiphase continuum formulation for gas-solids reacting flows**. In Computational Gas-Solids Flows and Reacting Systems: Theory, Methods and Practice, edited by S. PANNALA, M. SYAMLAL, and T. J. O'BRIEN. Hershey, PA: IGI Global, 2011.

UTIKAR, R. P., RANADE, V. V., **Single jet fluidized beds: experiments and CFD simulations with glass and polypropylene particles**, Chemical Engineering Science, Vol. 62(1-2), pp. 167-183, 2007.

VAN DER LEE, L., CHANDRASEKARAN, B. K., HULME, I., KANTZAS, A., **A non-invasive hydrodynamic study of gas-solid fluidised bed of linear low density polyethylene**. Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol. 83, pp. 119-126, 2005.

VAN DER SCHAAP, J., SCHOUTEN, J. C., JOHNSON, F., BLEEK, C. M. V. D., **Non-intrusive determination of bubble and slug length scales in fluidized beds by decomposition of the power spectral density of pressure time series**. International Journal of Multiphase Flow, Vol. 28(5), pp. 865-880, 2002.

VAN WACHEM, B. G. M., VAN DER SCAHAAF, J., SCHOUTEN, J. C., KRISHNA, R., VAN DEN BLEEK, C. M., **Experimental validation of Lagrangian–Eulerian simulations of fluidized beds**. Powder Technol, Vol. 116, pp. 155–65, 2001.

VAN WACHEM, B. G. M., SCHOUTEN, J. C., KRISHNA, R., VAN DEN BLEEK, C. M., **Validation of the Eulerian simulated dynamic behaviour of gas-solid fluidized beds**, Chemical Engineering Science, Vol. 54(13-14), pp. 2141-2149, 1999.

VIANA, R. L., **Análise espectral de séries temporais**. Disponível em: <<http://fisica.ufpr.br/viana/caos/spectrum.pdf>>, Acesso em: 22 maio. 2015.

WANG, Q., ZHANG, K., GU, H., **CFD simulation of pressure fluctuation characteristics in the gas-solid fluidized bed: comparisons with experiments**. Petroleum Science, Vol. 8(2), pp. 211-218, 2011.

WELCH, P. D., **The use of the fast Fourier transform for the estimation of power spectra: a method based on time averaging over short, modified periograms**. IEEE Trans. Audio Electroacoustic, Vol. 15, pp. 70-73, 1967.

WERTHER, J., **Measurement techniques in fluidized beds**. Powder Technol, No. 102(1), pp. 15–36, 1999.

XU, Y., SUBRAMANIAM, S., **A multiscale model for dilute turbulent gas-particle flows based on the equilibration of energy concept**. Physics of Fluids, Vol. 18, pp. 033301(01)- 033301(17), 2006.

YANG, W. C., **Fluidization, Solid Handling and Process**. Westwood: Noyes Publications, 1999.

YATES, J. G., **Fundamentals of fluidized-bed chemical processes**. London: Butterworths, 222 p. 1983.

ZHANG, M.C., YANG, R.Y.K., **On the scaling laws for bubbling gas- fluidized bed dynamics**. Powder Technology, Vol. 51, pp. 51-159, 1987.

ZHANG, Y., JIN, B., ZHONG, W., **Fluidization Mixing and Segregation of Biomass-Sand Mixture in a Fluidized Bed**, Int. J. Chem. Eng. React., Vol. 6 (A88), pp. 1-29, 2008.

ZHANG, Y., JIN, B., ZHONG, W., REN, B., XIAO, R., **Characterization of Fluidization and Segregation of Biomass Particles by Combining Image Processing and Pressure Fluctuation Analysis.** *Int. J. Chem. Eng. React.*, Vol. 7 (A81), pp. 1-19, 2009.