

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

ESTUDO NUMÉRICO DO ESCALONAMENTO DE UM LEITO FLUIDIZADO
CIRCULANTE UTILIZANDO O CONJUNTO SIMPLIFICADO DAS LEIS DE ESCALA
DE GLICKSMAN

FABIANO ANDERSON PEDROSO

Dissertação de Mestrado

São Leopoldo, agosto de 2013

ESTUDO NUMÉRICO DO ESCALONAMENTO DE UM LEITO FLUIDIZADO
CIRCULANTE UTILIZANDO O CONJUNTO SIMPLIFICADO DAS LEIS DE ESCALA
DE GLICKSMAN

Fabiano Anderson Pedroso

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

Orientador: Prof.^a Dra. Flávia Schwarz Franceschini Zinani

Coorientador: Prof.^a Dra. Maria Luiza Sperb Indrusiak

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Helio Aparecido Navarro - USP

Prof. Dr. Conrad Yuan Yuen Lee - UNISINOS

Prof.^a Dra. Jacqueline Biancon Copetti - UNISINOS

São Leopoldo, agosto de 2013

Ficha catalográfica

P372e Pedroso, Fabiano Anderson

Estudo numérico do escalonamento de um leito fluidizado circulante utilizando o conjunto simplificado das leis de escala de Glicksman / por Fabiano Anderson Pedroso. – 2013.

121 f. : il., 30cm.

Dissertação (mestrado) — Universidade do Vale do Rio dos Sinos, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, 2013.

Orientação: Prof^a. Dr^a. Flávia Schwarz Franceschini Zinani ;
Coorientação: Prof^a. Dr^a. Maria Luiza Sperb Indrusiak.

1. Dinâmica de fluídos computacional – CFD. 2. Leis de escalonamento. 3. Leito fluidizado circulante. I. Título.

CDU 621.6

Catálogo na Fonte:

Bibliotecária Vanessa Borges Nunes - CRB 10/1556

AGRADECIMENTOS

A Deus, Autor de toda criação, que em Seu infinito amor me ofereceu a vida e a capacidade de realizar mais esta obra.

À minha esposa, Clarissa Niederauer Leote da Silva Pedroso, por todo amor, compreensão e auxílio.

Aos meus pais, Claudio Pedroso e Elena Terezinha Pedroso, pela educação moral e o apoio incondicional.

À Flávia Zinani, minha orientadora, pela cooperação e paciência.

À Maria Luiza, minha coorientadora, pelas inestimáveis contribuições.

Ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Unisinos - PPGEM, pela anuência do meu ingresso, a indicação para a bolsa e o fornecimento de toda infraestrutura necessária.

À Unisinos, universidade confessional fundada pela Companhia da Jesus, em cujo lema *Omnia ad Maiorem Dei Gloriam* (Tudo para Maior Glória de Deus) inspira aqueles que trilham o caminho da fé e da ciência.

À CAPES, pela bolsa PROSUP.

Meu Deus, graças Vos sejam dadas por nos guiardes para a luz da Vossa glória pela luz da natureza. Realizei a tarefa que me destes e regozijo-me na Vossa criação, cujas maravilhas me permitistes que revelasse aos homens. Amem.

Johannes Kepler

RESUMO

A combustão em Leito Fluidizado (LF) é caracterizada por sua capacidade de redução das emissões de poluentes em relação aos métodos tradicionais de queima do combustível pulverizado. No Brasil, há um potencial de geração de energia em LF pela combustão do carvão mineral, dada a quantidade de reservas disponíveis, das quais mais de 99% se concentram nos estados do Rio Grande do Sul e de Santa Catarina. Dentre as tecnologias disponíveis para combustão e gaseificação em LF, destaca-se a de Leito Fluidizado Circulante (LFC), devido ao potencial de uso em gaseificação integrada a um ciclo combinado de conversão de energia (IGCC). No projeto, dimensionamento e operação de LFs, o entendimento do escoamento multifásico gás-sólido é de suma importância. As leis de escalonamento de Glicksman fornecem as regras necessárias para construção de leitos em escala com similaridade fluidodinâmica, permitindo reproduzir em escala piloto ou mesmo de laboratório a fluidodinâmica de um leito em escala industrial. Aliado a isso, a Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD) vem se estabelecendo como uma poderosa ferramenta para a simulação dos processos em LFC. Portanto, o objetivo deste trabalho é desenvolver um modelo computacional para a simulação da fluidodinâmica de LFCs utilizando o código livre MFIX e aplicar esse modelo para validação das leis de escala através da modelagem numérica de um LFC em escala real com validação experimental e um leito em escala reduzida de acordo com o conjunto simplificado. Para isso, foram desenvolvidos um leito em completa correspondência com o conjunto simplificado, seis leitos escalonados com alteração de parâmetros operacionais e um leito escalonado pelo conjunto completo das leis de escalonamento de Glicksman. O modelo computacional é baseado na abordagem Euler-Granular, em que as fases gás e sólido são consideradas como meios contínuos interpenetrantes. A fase sólida é modelada como um fluido cujo tensor tensão é construído de modo a descrever o escoamento da fase particulada conforme a teoria cinética dos escoamentos granulares (KTGF). O modelo físico aproximado para validação da simulação para a escala real foi o Terceiro Desafio promovido em parceria pela NETL e PSRI. Entre as escalas, foram comparados os perfis horizontal e vertical de fração volumétrica de gás; perfis horizontais de velocidade vertical adimensional dos sólidos e fluxo mássico adimensional de sólidos; perfil vertical de perda de carga adimensional e a evolução temporal da fração volumétrica de gás média. No presente estudo, os resultados permitiram verificar que, na modelagem numérica de uma escala reduzida a partir do conjunto simplificado das leis de escalonamento de Glicksman, a média do Erro Relativo Médio (ERM) ponderado sobre todos os perfis analisados apresentou um valor de 14,2% em relação a escala real, aceitável para esse tipo de sistema. Também se verificou que a diminuição do diâmetro das partículas em não conformidade com as leis de escala, em alguns dos perfis analisados, implicou em uma redução do ERM em comparação com aquele obtido pelos resultados do conjunto simplificado, devido a maior aproximação do diâmetro da partícula do valor determinado pelo conjunto completo. Em relação à comparação dos resultados obtidos pelo conjunto simplificado e completo das leis de escalonamento de Glicksman, confirma-se o esperado – uma maior correspondência para o leito escalonado pelo conjunto completo, com destaque à correta previsão do perfil horizontal do fluxo mássico adimensional de sólidos, não previsto pelo conjunto simplificado. Dessa forma, considera-se que o conjunto simplificado das leis de escala de Glicksman, dentro de suas limitações intrínsecas, fornece uma boa aproximação para o escalonamento de LFCs através da simulação numérica Euler-Granular.

Palavras-chave: CFD. Leis de Escalonamento. Leito Fluidizado Circulante.

ABSTRACT

Fluidized bed (FB) combustion has as main feature its capacity to reduce the release of pollutants in relation to conventional burning methods of pulverized fuel. Brazil has a potential in energy generation with FB through the combustion of coal, given the number of available reservoirs, of which 99% are located in the Southern states of Rio Grande do Sul and Santa Catarina. Among the available technologies for combustion and gasification on FB, we can highlight that of Circulating Fluidized Beds (CFB), given its use in Integrated Gasification Combined Cycles (IGCC). In the project, design and operation of FBs, the understanding of the gas-solid multiphase flow is highly important. Glicksman's scaling laws provide the guidance needed for building beds in scale with fluid dynamics similarity, allowing the reproduction in pilot or even laboratory level of the fluid dynamics of a bed in industrial level. Along with that, Computational Fluid Dynamics (CFD) has established itself as a powerful tool in the simulation of CFB processes. Therefore, the aim of this paper is to develop a computational model for the simulation of CFBs fluid dynamics, using the MFIX code and to apply this model to the validation of scaling rules through the numerical modeling of a CFB in real scale with experimental validation and a bed in reduced scale according to a reduced set. For that to happen, a bed in fully correspondence with the reduced set, six scaled beds with alterations in their operational parameters, and a bed scaled by the full-set of Glicksman's scaling laws have been developed. The computational model is based on the Euler-Granular Approach, in which the solid and gas phases are considered as interpenetrating continua. The solid phase is modeled as a fluid whose tensors are built in order to describe the flow of the granular phase according to the kinetic theory of granular flows (KTGF). The approximate physical model for the validation of this simulation to real scale was the Third Challenge held by NETL and PSRI. A comparison was made among the scales, one of the horizontal and vertical profiles of gas volume fraction; horizontal of vertical dimensionless speed of solids and dimensionless mass flux of solids; vertical of dimensionless pressure drop and the temporal evolution of the average gas volume fraction. In this study, the results allowed to verify that, in the numeral modeling of a reduced scale based on the reduced set of Glicksman's scaling laws, the average of Relative Error (RE) considered over all the analyzed profiles showed a 14.2% value in relation to the real scale, which is acceptable for this kind of system. It has also been verified that the reduction in diameter of particles which were not suitable with the scaling laws, in some of the analyzed profiles, resulted in a reduction of RE when compared to that obtained through the results of the reduced set, due to a larger approximation of the particles diameter to the value determined by the full-set. Regarding the comparison of the results obtained through the reduced and full-set of Glicksman's scaling laws, the most expected was confirmed – a larger matching for the bed scaled through the full-set, highlighting the correct prediction of the horizontal profile of the dimensionless mass flux of solids, which was not predicted by the reduced set. Thus, the reduced set of Glicksman's scaling laws provides, within its inherent limitations, a good approximation for the scaling of CFBs through the Euler-Granular numerical simulation.

Keywords: CFD. Scaling Laws. Circulating Fluidized Bed.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 - Classificação das partículas pelos Grupos de Geldart.	25
Figura 2.2 - Perda de carga em função da velocidade superficial do gás.....	29
Figura 2.3 - Regimes de fluidização: leito fixo (A), leito borbulhante (B), leito pistonado (C), leito turbulento (D) e leito circulante (E).	32
Figura 2.4 - Diagrama esquemático simplificado de um Leito Fluidizado Circulante. (A) entrada primária do gás, (B) coluna ascendente, (C) separador descendente ou ciclone, (D) coluna descendente, (E) válvula de retorno e (F) saída dos gases de exaustão.....	34
Figura 2.5 - Dados experimentais para o fluxo mássico de sólidos em uma seção radial a partir do centro de um LFC.....	35
Figura 2.6 - Dados experimentais para a massa específica de sólidos em uma seção radial a partir do centro de um LFC.	35
Figura 2.7 - Dados experimentais para a fração volumétrica de gás em função da altura em um LFC.....	36
Figura 2.8 - Dados experimentais para a perda de carga vertical em função da altura em um LFC.....	36
Figura 3.1 - Esquema detalhado do LFC utilizado na obtenção dos dados experimentais.	54
Figura 3.2 - Desenho esquemático simplificado do modelo geométrico para as escalas geométricas reduzidas implementadas no MFIX (fora de escala).....	56
Figura 3.3 - Evolução temporal da massa total de sólido no leito prevista pela simulação para as três malhas.....	59
Figura 3.4 - Comparação dos perfis horizontais da velocidade vertical dos sólidos na altura de 8,88 m do leito em três intervalos amostrais de tempo.	60
Figura 3.5 - Comparação entre os resultados para o perfil horizontal de velocidade vertical dos sólidos em uma altura de 8,88 m no leito para as três malhas analisadas.	61
Figura 3.6 - Perfil horizontal da velocidade vertical dos sólidos para a malha mais refinada (Malha 1) com barras de erros de discretização pelo ICM obtido a partir das três malhas.....	62
Figura 3.7 - Comparação entre os dados experimentais com intervalos de confiança de 95% e os dados obtidos na simulação para o perfil horizontal da velocidade vertical dos sólidos na altura de 8,88 m.	64
Figura 3.8 - Comparação entre os dados experimentais com intervalos de confiança de 95% e os dados obtidos na simulação para o perfil horizontal do fluxo mássico de sólidos na altura de 8,88 m.	65
Figura 3.9 - Comparação entre os dados experimentais com intervalos de confiança de 95% e os dados obtidos na simulação para o perfil vertical da perda de carga no leito.....	66
Figura 3.10 - Comparação entre os dados experimentais com intervalos de confiança de 95% e os dados obtidos na simulação para o perfil espectral da flutuação de pressão.	68
Figura 3.11 - Perfil horizontal de massa específica de sólidos fornecido pela simulação na altura de 8,88 m.	69
Figura 3.12 - Perfil vertical da média horizontal da fração volumétrica de gás fornecido pela simulação: (A) região de descida de aglomerados de partículas, (B) região de aceleração dos sólidos, (C) região de escoamento plenamente desenvolvido (D) região intermediária com leve diminuição da fração volumétrica de gás, (E) região de formação dos aglomerados de sólidos.....	70
Figura 3.13 - Perfil horizontal de fluxo mássico de sólidos fornecido pela simulação na altura de 0,96 m.	71
Figura 3.14 - Caracterização da direção da velocidade dos sólidos pelo ângulo das setas e velocidade vertical pelas cores (m/s), em três regiões da coluna ascendente. Próximo da entrada de sólidos (a), 6 m acima do distribuidor (b) e na região superior (c).....	72

Figura 3.15 - Gráfico de cores representando a distribuição da fração volumétrica de gás no leito (direção vertical em escala 1:5 em relação à horizontal).	73
Figura 3.16 - Desenho esquemático simplificado do modelo geométrico para a escala reduzida implementada no MFIX (fora de escala).	74
Figura 4.1 - Comparação entre os resultados para o perfil horizontal de velocidade vertical de sólidos em uma altura de 2,09 m no leito em escala reduzida para as três malhas analisadas. 80	
Figura 4.2 - Perfil horizontal da velocidade vertical de sólido para a malha mais refinada (Malha 1) com barras de erros de discretização pelo ICM.	80
Figura 4.3 - Comparação do perfil horizontal da fração volumétrica de gás entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 1 e 2.	82
Figura 4.4 - Comparação do perfil horizontal da fração volumétrica de gás entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 3 e 4.	83
Figura 4.5 - Comparação do perfil horizontal da fração volumétrica de gás entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 5 e 6.	83
Figura 4.6 - Comparação quantitativa, através do ERM, em relação ao resultado do Leito 1-1, e os resultados obtidos pelos demais leitos analisados.	84
Figura 4.7 - Comparação do perfil horizontal da velocidade vertical dos sólidos entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 1 e 2.	85
Figura 4.8 - Comparação do perfil horizontal da velocidade vertical dos sólidos entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 3 e 4.	86
Figura 4.9 - Comparação do perfil horizontal da velocidade vertical dos sólidos entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 5 e 6.	87
Figura 4.10 - Comparação quantitativa, através do ERM, em relação ao resultado do Leito 1-1, e os resultados obtidos pelos demais leitos analisados.	88
Figura 4.11 - Comparação do perfil horizontal do fluxo mássico adimensional dos sólidos entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 1 e 2.	89
Figura 4.12 - Comparação do perfil horizontal do fluxo mássico adimensional dos sólidos entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 3 e 4.	89
Figura 4.13 - Comparação do perfil horizontal do fluxo mássico adimensional dos sólidos entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 5 e 6.	90
Figura 4.14 - Comparação quantitativa, através do ERM, em relação ao resultado do Leito 1-1, e os resultados obtidos pelos demais leitos analisados.	91
Figura 4.15 - Comparação do perfil vertical da fração volumétrica de gás entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 1 e 2.	92
Figura 4.16 - Comparação do perfil vertical da fração volumétrica de gás entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 3 e 4.	93
Figura 4.17 - Comparação do perfil vertical da fração volumétrica de gás entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 5 e 6.	94

Figura 4.18 - Comparação quantitativa, através do ERM, em relação ao resultado do Leito 1-1, e os resultados obtidos pelos demais leitos analisados.	95
Figura 4.19 - Comparação do perfil vertical da perda de carga entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 1 e 2.	96
Figura 4.20 - Comparação do perfil vertical da perda de carga entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 3 e 4.	97
Figura 4.21 - Comparação do perfil vertical da perda de carga entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 5 e 6.	98
Figura 4.22 - Comparação quantitativa, através do ERM, em relação ao resultado do Leito 1-1, e os resultados obtidos pelos demais leitos analisados.	99
Figura 4.23 - Comparação da evolução temporal da fração volumétrica de gás média entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 1 e 2.	100
Figura 4.24 - Comparação da evolução temporal da fração volumétrica de gás média entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 3 e 4.	101
Figura 4.25 - Comparação da evolução temporal da fração volumétrica de gás média entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 5 e 6.	102
Figura 4.26 - Comparação quantitativa, através do ERM, em relação ao resultado do Leito 1-1, e os resultados obtidos pelos demais leitos analisados.	103
Figura 4.27 - Comparação quantitativa, através do ERM, em relação ao resultado do Leito 1-1, e os resultados obtidos pelos demais leitos analisados ponderado em todos os perfis. ..	104
Figura 4.28 - Comparação do perfil horizontal da fração volumétrica de gás entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e o leito escalonado pelo conjunto completo de Glicksman (1-4 CC).	106
Figura 4.29 - Comparação do perfil horizontal da velocidade vertical dos sólidos entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado (1-4) e o leito escalonado pelo conjunto completo das leis de escalonamento de Glicksman (1-4 CC).	107
Figura 4.30 - Comparação do perfil horizontal do fluxo mássico de sólidos entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado (1-4) e o leito escalonado pelo conjunto completo das leis de escalonamento de Glicksman (1-4 CC).	108
Figura 4.31 - Comparação do perfil vertical da fração volumétrica de gás entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado (1-4) e o leito escalonado pelo conjunto completo das leis de escalonamento de Glicksman (1-4 CC).	109
Figura 4.32 - Comparação do perfil vertical da perda de carga entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado (1-4) e o leito escalonado pelo conjunto completo das leis de escalonamento de Glicksman (1-4 CC).	110
Figura 4.33 - Comparação da evolução temporal da fração volumétrica de gás média entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado (1-4) e o leito escalonado pelo conjunto completo das leis de escalonamento de Glicksman (1-4 CC).	111
Figura 4.34 - Comparação quantitativa, através do ERM, em relação ao resultado do Leito 1-1 e os resultados obtidos pelos leitos escalonados pelo conjunto simplificado (1-4) e conjunto completo das leis de escalonamento de Glicksman (1-4 CC).	112
Figura 4.35 - Comparação global da distribuição da fração volumétrica de gás nos leitos 1-1, 1-4 e 1-4 CC.	113

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 - Exemplos de esfericidades de partículas.....	23
Tabela 3.1 - Condições operacionais utilizadas para o caso 4 do terceiro desafio do PSRI. ...	55
Tabela 3.2 - Variáveis e parâmetros utilizados na modelagem numérica do leito escalonado conforme o conjunto simplificado das leis de Glicksman.....	57
Tabela 3.3 - Parâmetros da modelagem numérica para o leito escalonado em conformidade com o conjunto simplificado das leis de Glicksman.	58
Tabela 3.4 - Detalhamento dos parâmetros construtivos das malhas utilizadas.....	61
Tabela 3.5 - Valores aproximados para os parâmetros adimensionais utilizados.	76
Tabela 3.6 - Parâmetros e variáveis da simulação numérica para os leitos real e escalonado em conformidade com o conjunto simplificado de Glicksman.....	77
Tabela 3.7 - Valores aproximados dos parâmetros operacionais para os leitos escalonados em não correspondência com o conjunto simplificado das leis de escalonamento de Glicksman.....	77
Tabela 3.8 - Parâmetros adimensionais empregados para o escalonamento do leito conforme o conjunto completo das leis de escalonamento de Glicksman.....	78
Tabela 4.1 - Detalhamento dos parâmetros construtivos das malhas utilizadas para a escala reduzida.	79

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CFD	<i>Computational Fluid Dynamics.</i>
DL	Dimensões do Leito.
DTP	Distribuição de Tamanho de Partícula.
ER	Erro Relativo.
ERM	Erro Relativo Médio.
FFT	<i>Fast Fourier Transform</i>
ICM	Índice de Convergência de Malha.
IGCC	<i>Integrated Gasification Combined Cycle.</i>
KTGF	<i>Kinetic Theory of Granular Flows.</i>
LF	Leito Fluidizado.
LFB	Leito Fluidizado Borbulhante.
LFC	Leito Fluidizado Circulante.
MFIX	<i>Multiphase Flow with Interphase eXchanges.</i>
PSRI	<i>Particulate Solid Research Inc.</i>
NETL	<i>National Energy Technology Laboratory.</i>

LISTA DE SÍMBOLOS

A	Área da secção transversal da coluna ascendente [m ²]
A_e	Área da esfera [m ²]
A_p	Área da partícula [m ²]
Ar	Número de Arquimedes [-]
c	Velocidade instantânea pela KTGF [m/s]
C	Componente flutuante da velocidade instantânea pela KTGF [m/s]
C_d	Coefficiente de arrasto em fase diluída [-]
D	Diâmetro do leito [m]
d_p	Diâmetro da partícula [m]
e	Coefficiente de restituição partícula-partícula [-]
E	Fração de área perfurada no distribuidor [-]
e_w	Coefficiente de restituição partícula-parede [-]
f	Função genérica
F_{gs}	Coefficiente da força de interação da fase gasosa e a fase sólida [-]
Fr	Número de Froude [-]
g	Aceleração gravitacional [m/s ²]
g_0	Função de distribuição horizontal [-]
G_s	Fluxo mássico de sólidos [kg/(m ² s)]
h_a	Elevação vertical superior [m]
h_b	Elevação vertical inferior [m]
i	Vetor unitário na direção vertical [-]
I	Tensor das forças de interação entre gás e sólidos
k_θ	Coefficiente de difusão de energia granular
L	Altura do leito [m]
M_g	Massa molar do gás [kg/mol]
m_p	Massa da partícula [kg]
M_s	Vazão mássica de sólidos [kg/s]
n	Número de partículas no volume de interesse r [partícula]
$NVCt$	Número de volumes de controle total
$NVCx$	Número de volumes de controle na direção horizontal
$NVCy$	Número de volumes de controle na direção vertical
P^*	Pressão adimensional [-]
P_a	Pressão no ponto superior [Pa]
P_b	Pressão no ponto inferior [Pa]
p_g	Pressão do gás [Pa]
P_s	Pressão do sólido no regime viscoso [Pa]
p_{sai}	Pressão na saída do leito [Pa]
P_{sp}	Pressão da fase sólida no regime plástico [Pa]
Q	Vazão volumétrica de gás [m ³ /s]
r	Fator de refinamento [-]
R	Constante universal dos gases [J/(mol K)]
Re	Número de Reynolds da partícula baseado na velocidade de deslizamento [-]
Re_{mf}	Número de Reynolds da partícula na mínima fluidização [-]
Re_p	Número de Reynolds da partícula baseado na velocidade superficial do gás [-]
Re_{tb}	Número de Reynolds da partícula na velocidade de regime turbulento [-]
S_g	Tensor taxa de deformação da fase gasosa [s ⁻¹]

S_s	Tensor taxa de deformação da fase sólida [s^{-1}]
t^*	Tempo adimensional [-]
T	Temperatura do gás [K]
$t_{m\acute{a}x}$	Tempo real máximo da simulação [s]
u_0	Velocidade superficial do gás [m/s]
u_g	Velocidade do gás [m/s]
u_g^*	Velocidade adimensional do gás [-]
u_{ge}	Velocidade do gás no distribuidor [m/s]
u_{gs}	Velocidade do gás na entrada de sólidos [m/s]
u_i	Velocidade intersticial do gás [m/s]
u_{mb}	Velocidade mínima de borbulhamento [m/s]
u_{mf}	Velocidade de mínima fluidização [m/s]
u_p	Velocidade mínima para estabelecimento de regime pistonado [m/s]
u_s^*	Velocidade adimensional do sólido [-]
u_s	Velocidade dos sólidos [m/s]
u_{ss}	Velocidade de sólidos na alimentação [m/s]
u_t	Velocidade terminal da partícula [m/s]
u_{tb}	Velocidade mínima para estabelecimento de regime turbulento [m/s]
u_{tr}	Velocidade de transporte [m/s]
V_p	Volume da partícula [m^3]
V_r	Volume da região de interesse r [m^3]
V_v	Volume dos espaços preenchidos com gás [m^3]
V	Volume total do leito [m^3]
W	Massa de sólidos no leito [kg]
x^*	Distância horizontal adimensional [-]
y^*	Distância vertical adimensional [-]
∇	Operador Nabla [1/m]

Símbolos Gregos

β	Coeficiente de arrasto [-]
γ_{Θ}	Taxa de dissipação da energia granular por colisões inelásticas [m^2/s^3]
δ	Tensor unitário [-]
Δh	Diferença de altura [m]
ΔP	Diferença de pressão [Pa]
Δx	Intervalo espacial na direção horizontal [m]
Δy	Intervalo espacial na direção vertical [m]
ε_g	Fração volumétrica de gás [-]
ε_m	Fração volumétrica de gás no leito fixo [-]
ε_{mf}	Fração volumétrica de gás mínima fluidização [-]
ε_s	Fração volumétrica de sólidos [-]
$\bar{\varepsilon}_s$	Fração volumétrica de sólidos média no leito [-]
Θ_s	Temperatura granular [m^2/s^2]
μ	Viscosidade dinâmica do gás [kg/(m s)]
μ_s	Viscosidade da fase sólida no regime viscoso [kg/(m s)]
μ_{sp}	Viscosidade da fase sólida no regime plástico [kg/(m s)]
ρ_g	Massa específica do gás [kg/m^3]
ρ_r	Massa específica de sólido na região de interesse r [kg/m^3]

ρ_s	Massa específica do sólido [kg/m ³]
$\boldsymbol{\tau}_g$	Tensor das tensões da fase gasosa [Pa]
$\boldsymbol{\tau}_s$	Tensor das tensões da fase sólida [Pa]
φ	Esfericidade [-]
ϕ	Coeficiente especular [-]
ϕ_α	Ângulo de atrito interno [°]
ϕ_{gs}	Transferência de energia granular da fase gasosa para a fase sólida [s ⁻¹]
ϕ_w	Ângulo de atrito interno com a parede [°]
ψ	Grupo adimensional genérico [-]

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	17
1.1 OBJETIVOS	18
1.1.1 Objetivo Geral	18
1.1.2 Objetivos Específicos	18
1.2 JUSTIFICATIVA	19
1.3 ESTRUTURA DA PESQUISA	20
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	22
2.1 LEITO FLUIDIZADO	22
2.1.1 Caracterização da Fase Sólida	22
2.1.1.1 Diâmetro das Partículas	22
2.1.1.2 Esfericidade das Partículas	22
2.1.1.3 Massa Específica	23
2.1.1.4 Fração Volumétrica de Gás	23
2.1.1.5 Grupos de Geldart.....	24
2.1.1.5.1 Grupo A	25
2.1.1.5.2 Grupo B	26
2.1.1.5.3 Grupo C.....	26
2.1.1.5.4 Grupo D.....	27
2.1.2 Caracterização Fluidodinâmica	27
2.1.2.1 Velocidade Superficial do Gás	27
2.1.2.2 Perda de Carga Vertical	27
2.1.2.3 Velocidade de Mínima Fluidização	28
2.1.2.4 Velocidade Terminal das Partículas	30
2.1.2.5 Velocidade de Transporte	31
2.1.3 Regimes de Fluidização	31
2.1.3.1 Leitos de Pequeno Arrasto.....	32
2.1.3.2 Leito Fluidizado Circulante	33
2.2 MODELAGEM MATEMÁTICA DE ESCOAMENTO MULTIFÁSICO	37
2.2.1 Balanço de Massa	37
2.2.2 Equação de Estado	38
2.2.3 Balanço da Quantidade de Movimento	38
2.2.4 Transferência de Quantidade de Movimento Entre as Fases	38
2.2.5 Conservação da Energia Granular	39
2.2.6 Tensor das Tensões da Fase Gás	40
2.2.7 Tensor das Tensões da Fase Sólida	41
2.2.8 Condições de Contorno nas Paredes	41
2.3 LEIS DE ESCALONAMENTO DE GLICKSMAN.....	42
2.3.1 Conjunto Completo das Leis de Escalonamento de Glicksman	42
2.3.2 Conjunto Simplificado das Leis de Escalonamento de Glicksman	47
2.3.3 Validação Experimental das Leis de Escalonamento	50
2.3.4 Validação Numérica das Leis de Escalonamento	51
3 MATERIAIS E MÉTODOS	53
3.1 VALIDAÇÃO DO MODELO COMPUTACIONAL.....	53
3.1.1 Descrição do Modelo Experimental	53
3.1.2 Definição da Geometria.....	55
3.1.3 Definição dos Parâmetros do Modelo Numérico	56
3.1.4 Definição do Tempo de Simulação	58
3.1.5 Independência de Malha	60

3.1.6 Validação Experimental.....	62
3.1.6.1 Perfil Horizontal de Velocidade Vertical dos Sólidos.....	63
3.1.6.2 Perfil Horizontal do Fluxo Mássico de Sólidos.....	64
3.1.6.3 Perfil Vertical de Perda de Carga	65
3.1.6.4 Perfil Espectral de Flutuação da Perda de Carga no Domínio das Frequências.....	67
3.1.7 Outras Considerações	68
3.1.7.1 Distribuição Horizontal de Massa Específica de Sólidos.....	68
3.1.7.2 Distribuição Vertical de Fração Volumétrica de Gás.....	69
3.1.7.3 Distribuição Horizontal do Fluxo Mássico de Sólidos em Pequena Altura	70
3.1.7.4 Perfil Global da Velocidade de Sólidos.....	71
3.1.7.5 Caracterização Global da Distribuição de Fração Volumétrica de Gás	72
3.2 MODELOS COMPUTACIONAIS EM ESCALA REDUZIDA	73
4 RESULTADOS E DISCUSSÃO	79
4.1 Independência de Malha do Leito Escalonado	79
4.2 ANÁLISE DO LEITO ESCALONADO PELO CONJUNTO SIMPLIFICADO	81
4.2.1 Perfil Horizontal de Fração Volumétrica de Gás	81
4.2.2 Perfil Horizontal da Velocidade Vertical Adimensional de Sólido	84
4.2.3 Perfil Horizontal do Fluxo Mássico Adimensional de Sólidos.....	88
4.2.4 Perfil Vertical da Fração Volumétrica de Gás.....	91
4.2.5 Perfil Vertical da Perda de Carga.....	95
4.2.6 Evolução Temporal da Fração Volumétrica de Gás Média	99
4.3 ANÁLISE DO LEITO ESCALONADO PELO CONJUNTO COMPLETO	105
4.3.1 Perfil Horizontal da Fração Volumétrica de Gás.....	105
4.3.2 Perfil Horizontal da Velocidade Vertical dos Sólidos	106
4.3.3 Perfil Horizontal do Fluxo Mássico de Sólidos	107
4.3.4 Perfil Vertical da Fração Volumétrica de Gás.....	108
4.3.5 Perfil Vertical da Perda de Carga.....	109
4.3.6 Evolução Temporal da Fração Volumétrica de Gás	110
4.3.7 Análise Quantitativa.....	111
4.3.8 Comparação Global da Distribuição de Fração Volumétrica de Gás	112
5 CONSIDERAÇÕES FINAIS.....	114
REFERÊNCIAS	116

1 INTRODUÇÃO

A combustão em Leito Fluidizado (LF) é uma tecnologia caracterizada pela sua capacidade de reduzir consideravelmente as emissões de poluentes em relação aos métodos tradicionais de queima de combustível pulverizado. Atualmente, pode ser considerado um recurso tecnológico consolidado para a geração de energia através da combustão de carvão mineral, biomassa e resíduos (MUKADI; GUY; LEGROS, 2000). No Brasil há um potencial de geração de energia em LF a partir da combustão do carvão mineral, dada a grande quantidade de reservas disponíveis, das quais mais de 99% se concentram nos estados do Rio Grande do Sul e Santa Catarina (AGÊNCIA NACIONAL DE ENERGIA ELÉTRICA, 2008).

Fluidização é o processo pelo qual uma fase de partículas sólidas passa a se comportar como um fluido através da suspensão pelo escoamento de um gás ou líquido (KUNII; LEVENSPIEL, 1991). Com a fluidização da fase sólida, ocorrem fenômenos como a flutuação de objetos leves na superfície, o nivelamento da superfície do leito na horizontal, o escoamento da fase sólida por orifícios e a equalização de nível em vasos comunicantes, todos comportamentos típicos de fluidos (KUNII; LEVENSPIEL, 1991). O interesse nas aplicações industriais em LFs se deve principalmente à grande área de contato propiciada entre as fases sólida e gasosa na condição de fluidização.

Dentre as aplicações envolvendo LFs, destacam-se as que utilizam sistemas de circulação de sólidos em Leitos Fluidizados Circulantes (LFC), devido à versatilidade de aplicações como calcinação, síntese e decomposição de compostos químicos, combustão de carvão mineral, gaseificação de biomassa e carvão mineral, entre outras. Essas utilizações são favorecidas pelos benefícios inerentes à tecnologia específica do LFC como a alta taxa de reação, a facilidade de controle operacional e o custo de construção competitivo (THOBER, 1995).

Devido à necessidade de desenvolver um reator de LF em escala comercial que opere com parâmetros otimizados, faz-se necessário a construção de modelos em escala piloto ou de laboratório que possam simular e prever a fluidodinâmica do reator em escala comercial (YANG, 1999). As técnicas de escala são muitas vezes complexas e inexatas, por envolverem uma miscelânea de teorias matemáticas, considerações históricas e também o bom senso (MATSEN, 1996). Historicamente, foram desenvolvidas e sistematicamente estudadas leis de escalonamento a partir do trabalho original de Glicksman (1984), baseadas em métodos de similaridade, que permitiram uma abordagem mais formal e concisa ao problema, dentro de suas limitações (GLICKSMAN; HYRE; FARREL, 1994).

Em conjunto com as leis de escalonamento, a Dinâmica de Fluidos Computacional (CFD) aplicada a LFs pode fornecer a complementaridade necessária para auxiliar na demonstração da equivalência fluidodinâmica dos LFs em escala (KNOWLTON; KARRI; ISSANGYA, 2005). De forma a obter uma correspondência biunívoca dos resultados para o escalonamento através das leis de Glicksman e a CFD aplicados aos LFs escalonados, recentemente vem sendo pesquisada a validação numérica das leis de escalonamento (BENYAHIA et al., 2005; DETAMORE et al., 2001; OMMEN et al., 2006; SANDERSON et al., 2007), que vem a ser o tema do presente trabalho.

1.1 OBJETIVOS

1.1.1 Objetivo Geral

Investigar a similaridade fluidodinâmica entre os resultados numéricos de um LFC com dimensões de um protótipo real e um LFC escalonado pelo conjunto simplificado de Glicksman, utilizando a modelagem Euler-Granular para o escoamento multifásico sólido-gás.

1.1.2 Objetivos Específicos

- ⇒ Analisar os resultados numéricos para um LFC em escala 1:4 construído em total correspondência com o conjunto simplificado das leis de escalonamento de Glicksman, em comparação com os resultados obtidos pelo modelo numérico do leito em escala real e validado com resultados experimentais;
- ⇒ Verificar a influência na fluidodinâmica do leito escalonado quando utilizando os seguintes parâmetros em não concordância com as leis de escalonamento:
 - Diâmetro da partícula;
 - Velocidade superficial do gás;
 - Fluxo mássico de sólidos.
- ⇒ Comparar os resultados do conjunto simplificado com os resultados obtidos pelo conjunto completo das leis de escalonamento de Glicksman.

1.2 JUSTIFICATIVA

Especialmente no Brasil, o desenvolvimento da tecnologia de combustão em LF do tipo gás-sólido é de interesse majoritário, devido à grande disponibilidade nacional de reservas de carvão mineral, estimada em $7,0 \times 10^{12}$ kg (AGÊNCIA NACIONAL DE ENERGIA ELÉTRICA, 2008). Em contrapartida à grande reserva de carvão mineral no Brasil, existe o baixo interesse na exploração desse recurso como fonte de geração de energia, motivado pela imensa oferta de recursos hídricos na composição da matriz energética nacional, a relativamente baixa qualidade do carvão brasileiro e os possíveis impactos ambientais resultantes da combustão indiscriminada do carvão mineral, como a excessiva emissão de NOx e SOx.

A Agência Nacional de Energia Elétrica (2008) aponta a combustão em LF como uma das rotas mais importantes para as tecnologias limpas de queima de carvão mineral, podendo reduzir em até 90% a emissão de enxofre, utilizando processos de dessulfurização *in situ* (ANTHONY; GRANATSTEIN, 2001), sendo que, recentemente, o Ministério de Minas e Energia garantiu que o carvão mineral voltará a ser incluído nos leilões de energia elétrica (COLUSSI, 2013). Dessa forma, é de especial importância o contínuo desenvolvimento desse tipo de tecnologia, na medida em que os rígidos controles legais são impostos de forma cada vez mais acentuada.

Dentre as tecnologias disponíveis para a combustão e gaseificação em LF, destaca-se a de LFC, devido a seu potencial de uso em gaseificação integrada a um ciclo combinado de conversão de energia (IGCC). O IGCC caracteriza-se pela alta eficiência e capacidade de aplicação na captura e armazenamento de dióxido de carbono através da integração do processo de gaseificação de combustíveis com o processo já consolidado de geração em ciclo combinado (HOFFMANN, 2010).

Devido à demanda para ampliação da utilização do carvão na matriz energética brasileira, aliada à necessidade do estabelecimento de limites bastante exíguos quanto às emissões de poluentes, o desenvolvimento da tecnologia de combustão em LFC no Brasil se torna de interesse imediato (CENTRO DE GESTÃO E ESTUDOS ESTRATÉGICOS, 2012). Como parte antecessora ao processo de desenvolvimento de plantas industriais utilizando essa tecnologia, surge a necessidade do estudo da fluidodinâmica desses leitos em escala de laboratório ou piloto. Porém, uma dificuldade a ser superada é a garantia de que os modelos em escala possuam similaridade fluidodinâmica com os leitos em escala real.

As leis de escalonamento, como as propostas por Glicksman (1984), têm a intenção de fornecer os parâmetros adequados para construção de leitos em escala reduzida em similaridade fluidodinâmica com os leitos reais. Porém, a literatura ainda carece de estudos experimentais definitivos que demonstrem a sua validade em condições operacionais diversas. Nesse contexto, a CFD, dada a sua flexibilidade quanto a construções de modelos numéricos para condições operacionais peculiares e o custo bastante inferior ao necessário para construção de modelos experimentais, pode fornecer as ferramentas necessárias para validação das leis de escalonamento de Glicksman.

No entanto, os modelos usuais de CFD apresentam maior complexidade e completude do que as simplificações impostas na derivação das leis de escalonamento. Sendo assim, faz-se necessário o estabelecimento de uma metodologia para validação numérica de leis de escalonamento derivadas a partir de modelos mais simples. No presente trabalho, esta metodologia é estabelecida a partir de um modelo computacional baseado na abordagem Euler-Granular, utilizando o aplicativo livre e aberto MFI (*Multiphase Flow with Interphase eXchanges*), o qual é desenvolvido e distribuído pelo NETL do Departamento de Energia do governo norte-americano. Experimentalmente, o conjunto simplificado das leis de escalonamento de Glicksman é de principal interesse, pois possui maior flexibilidade para o dimensionamento de leitos em escala, em relação ao conjunto completo. Dessa forma, no presente trabalho será analisada a capacidade desse conjunto de leis em determinar os parâmetros necessários para a construção de um LFC em escala reduzida em similaridade fluidodinâmica com um leito experimental.

1.3 ESTRUTURA DA PESQUISA

No segundo capítulo deste trabalho será apresentada uma revisão bibliográfica abordando as principais características envolvidas no estudo de LFs, seguida por uma breve descrição dos tipos de leitos existentes e os regimes de fluidização, dando maior ênfase aos LFCs, onde serão analisados os principais pontos que caracterizam sua fluidodinâmica. Em seguida, será abordada a modelagem matemática pertinente a este trabalho, detalhando o modelo matemático implementado na análise numérica. Na sequência, será apresentada uma breve dedução dos conjuntos completo e simplificado das leis de escalonamento de Glicksman para LFs, seguida por uma revisão dos principais trabalhos publicados com o intuito de validar essas leis através de estudos experimentais e numéricos.

O terceiro capítulo apresentará a metodologia utilizada no trabalho. Partindo da descrição do modelo experimental utilizado para validação da simulação em escala real, passando pelo estudo de independência de malha e a descrição do modelo numérico até a comparação dos dados através da análise espectral e de perfis horizontais e verticais de variáveis de relevância fluidodinâmica. Ainda nesse capítulo, são definidas as análises que serão empregadas para a comparação da similaridade fluidodinâmica entre o leito real e o leito em escala.

No capítulo quatro, serão descritos e discutidos os resultados numéricos obtidos pela comparações dos perfis operacionais adimensionais entre os leitos em escala real, escalonado conforme o conjunto simplificado das leis de escala de Glicksman, escalonado com parâmetros alterados e escalonado conforme o conjunto completo das leis de escalonamento de Glicksman.

O capítulo cinco apresenta considerações finais pertinentes em relação aos resultados apresentados no capítulo quatro e sugere temas para trabalhos futuros.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 LEITO FLUIDIZADO

2.1.1 Caracterização da Fase Sólida

Neste item são descritas as grandezas utilizadas para caracterizar uma fase sólida particulada. Estas grandezas são utilizadas em projetos de reatores em LF e também quando da simulação numérica dos mesmos.

2.1.1.1 Diâmetro das Partículas

O diâmetro de uma partícula perfeitamente esférica é de fácil determinação, porém há geometrias mais complexas geralmente envolvidas nos sólidos particulados utilizados em muitas aplicações com LFs. Sendo assim, usualmente se utiliza o diâmetro de Sauter (YANG, 1999) para descrever uma fase sólida particulada. Este é definido como o diâmetro de uma esfera que possui a mesma razão entre volume e área superficial que a partícula de interesse.

Convém ressaltar que, em sistemas reais, não há apenas partículas com um mesmo tamanho, mas sim uma distribuição estatística de partículas de diferentes tamanhos. Com o propósito de simplificação, usualmente são utilizadas médias sintéticas para o diâmetro de Sauter dessas partículas em função da distribuição de probabilidade dos tamanhos, sendo esse valor chamado diâmetro médio de Sauter.

2.1.1.2 Esfericidade das Partículas

A medida da distorção da geometria de uma partícula em relação à de uma esfera é definida pelo parâmetro adimensional de esfericidade, que é calculada, segundo Kunii e Levenspiel (1991), pela Eq. 2.1. Sendo φ a esfericidade, A_e a área da esfera e A_p a área da partícula, ambas de mesmo volume,

$$\varphi = \left(\frac{A_e}{A_p} \right)_{\text{mesmo volume}} \quad (2.1)$$

Dessa forma, $\varphi = 1$ para uma esfera e $0 < \varphi < 1$ para outras formas. A Tab. 2.1 exhibe algumas esfericidades típicas de partículas comuns.

Tabela 2.1 - Exemplos de esfericidades de partículas.

Tipo de Partícula	Esfericidade, ϕ
Esfera	1
Cubo	0,81
Carbono ativado	0,70-0,90
Carvão mineral	0,63-0,73
Catalisador Fischer-Tropsch	0,58
Areia	0,53-0,86
Pó de Tungstênio	0,89
Trigo	0,85

Fonte: Kunii e Levenspiel (1991).

2.1.1.3 Massa Específica

Há, basicamente, duas massas específicas relacionadas ao sólido de importância em LFs (YANG, 1999). A primeira delas é a massa específica do sólido ou da partícula, ρ_s , definida pela Eq. 2.2.,

$$\rho_s = \frac{m_p}{V_p} \quad (2.2)$$

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

A segunda delas é a massa específica de sólidos efetiva, ρ_r , e que caracteriza a razão da massa total de partículas ocupando o volume pelo próprio volume total da região de interesse no LF, considerando inclusive os espaços preenchidos pelo gás entre as partículas. Essa relação é descrita pela Eq. 2.3, onde n é o número de partículas no volume de interesse e V_r o volume da região de interesse.

$$\rho_r = \frac{nm_p}{V_r} \quad (2.3)$$

2.1.1.4 Fração Volumétrica de Gás

Um leito fixo composto pela deposição de partículas apresenta espaços preenchidos por gás entre as mesmas. A razão entre o volume desses espaços e o volume total do leito ou da região de interesse é definida pelo parâmetro adimensional fração volumétrica de gás, ε_g , definido pela Eq. 2.4, onde V_v é o volume dos espaços preenchidos pelo gás (YANG, 1999).

$$\varepsilon_g = \frac{V_v}{V_r} \quad (2.4)$$

Resulta diretamente da definição de fração volumétrica de gás a fração volumétrica de sólidos, ε_s , conforme a Eq. 2.5.

$$\varepsilon_s = 1 - \varepsilon_g \quad (2.5)$$

que por sua vez permite reescrever a Eq. 2.3 na Eq. 2.6,

$$\rho_r = \varepsilon_s \rho_s \quad (2.6)$$

Distinguem-se pelo menos outras duas condições para avaliação da fração volumétrica de gás em um leito: ε_m e ε_{mf} , que definem respectivamente a fração volumétrica de gás no leito fixo e do leito em condição de mínima fluidização. Um valor usual para a fração volumétrica de gás em um leito fixo composto por partículas esféricas de mesmo diâmetro é aproximadamente 0,4 (YANG, 1999), e tende a aumentar quanto menor for o diâmetro das partículas (KUNII; LEVENSPIEL, 1991).

2.1.1.5 Grupos de Geldart

Geldart propôs a classificação dos tipos de sólidos em LFs a partir de seu comportamento fluidodinâmico à pressão atmosférica e temperatura ambiente (GELDART, 1973). Essa classificação define quatro grupos de partículas em função do diâmetro e diferença de massa específica em relação ao gás, conforme a Fig. 2.1. Os grupos são definidos de forma a preverem o comportamento de determinado sólido quando submetido à fluidização.

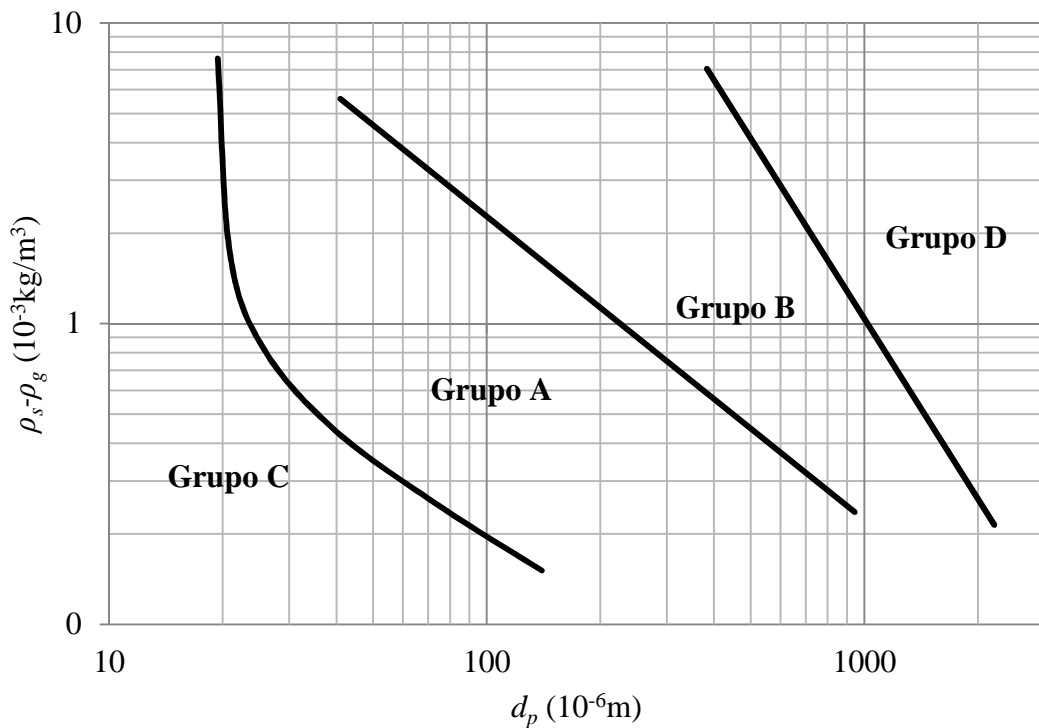


Figura 2.1 - Classificação das partículas pelos Grupos de Geldart.
Fonte: Geldart (1973).

2.1.1.5.1 Grupo A

Composto por partículas com pequeno diâmetro médio e/ou massa específica tipicamente menor que 1400 kg/m^3 . Forma leitos cuja expansão ocorre significativamente antes da formação de bolhas e o colapso do leito após uma rápida interrupção da vazão de ar acontece lentamente. Uma abrupta circulação de partículas ocorre mesmo na presença de poucas bolhas, proporcionando uma rápida mistura. A velocidade de ascensão das bolhas é maior que a velocidade intersticial do gás, u_i , sendo essa última definida pela Eq. 2.7:

$$u_i = \frac{u_0}{\epsilon_g} \quad (2.7)$$

Considera-se que, em leitos formados por partículas pertencentes a este grupo, o tamanho das bolhas tende a diminuir com o aumento da faixa de distribuição de tamanhos de partículas ou com a diminuição do tamanho médio das partículas. Também parece não existir um limite máximo de tamanho para as bolhas. No estabelecimento de um regime pistonado, os pistões apresentam simetria vertical e com uma elevação da velocidade superficial tendem a colapsar, formando um regime turbulento (GELDART, 1973).

2.1.1.5.2 Grupo B

Caracterizam este grupo partículas com diâmetro entre 40 e 500 μm e massa específica maior que 1400 kg/m^3 , sendo a areia o exemplo mais comum. Nessas condições, as bolhas se formam já na velocidade de mínima fluidização, ou um pouco acima dessa. Há pouca expansão do leito e, na interrupção abrupta da vazão de gás, o leito colapsa rapidamente. Pouco ou nenhuma circulação de partículas é observada na ausência de bolhas.

A maioria das bolhas sobe com uma velocidade superior à velocidade intersticial do gás e, com o aumento do tamanho do leito ou da velocidade superficial do gás em relação à velocidade de mínima fluidização, o tamanho das bolhas também aumenta. Não parece haver uma limitação para o tamanho da bolha e predomina o fenômeno de coalescência. Diferentemente do grupo A, não há relação aparente entre o tamanho das bolhas e o diâmetro médio e a distribuição de tamanhos das partículas. Na operação em regime pistonado, os pistões apresentam simetria vertical no início, porém, com o aumento da velocidade superficial do gás, se tornam assimétricos, mas não há colapso dos mesmos em um regime turbulento (GELDART, 1973).

2.1.1.5.3 Grupo C

Neste grupo, as partículas são muito coesivas e um processo comum de fluidização é bastante difícil. Especialmente em leitos de pequenos diâmetros, ocorre a subida de pistões ou a formação de caminhos irregulares que o gás percorre a partir do distribuidor até a superfície. Esse comportamento acontece porque as forças entre as partículas são maiores do que as forças que o gás pode exercer sobre elas, o que é basicamente ocasionado pelas forças eletrostáticas, partículas muito úmidas ou com superfícies aderentes. Esses fatores são acentuados neste grupo devido ao pequeno diâmetro das partículas envolvidas.

Há pouca mistura entre as fases e conseqüente prejuízo da transferência de calor nessas condições. A fluidização geralmente é alcançada, ou então melhorada, com a utilização de dispositivos agitadores ou vibratórios. Quando a aglomeração de partículas ocorre devido a forças eletrostáticas, uma melhor fluidização pode ser obtida com umidificação ou acrescentando um filme condutor na superfície das partículas (GELDART, 1973).

2.1.1.5.4 Grupo D

Categoria composta por partículas muito grandes e/ou muito densas. Todas as bolhas sobem mais lentamente do que a velocidade intersticial, especialmente as maiores, de forma que o gás penetra na base da bolha e sai pelo topo, produzindo uma troca gasosa peculiar. Mesmo na fase densa, a velocidade superficial do gás é alta e há uma pobre mistura entre gás e sólidos (GELDART, 1973).

2.1.2 Caracterização Fluidodinâmica

O escoamento em LF é fortemente influenciado pelas propriedades termofísicas e de transporte das fases gás e sólida e pelas características físicas da fase sólida. Para caracterizar o escoamento em LF são utilizados parâmetros os quais dependem da interação entre as fases. Os mesmos são descritos a seguir.

2.1.2.1 Velocidade Superficial do Gás

Um dos principais fatores na fluidodinâmica de um LF é a velocidade superficial do gás, u_0 . Esta é responsável por determinar o regime de fluidização e o tempo de residência das partículas no LFC (YANG, 1999), sendo definida como a vazão volumétrica de ar, Q , dividida pela área transversal da coluna ascendente, A , conforme Eq. 2.8:

$$u_0 = \frac{Q}{A} \quad (2.8)$$

2.1.2.2 Perda de Carga Vertical

A perda de carga é um dos principais fatores de custo operacional para um leito fluidizado, por determinar o consumo de energia pelos sopradores e possuir forte dependência em relação à velocidade superficial do gás e à fração volumétrica de gás (YANG, 1999).

A perda de carga pode ser determinada diretamente das medidas de pressão ao longo da coluna ascendente de um LFC, utilizando a Eq. 2.9, onde P se refere à pressão e h à elevação vertical no leito. Os subíndices a e b referem-se, respectivamente, ao ponto vertical mais elevado e mais baixo da medida.

$$\frac{\Delta P}{\Delta h} = \frac{P_b - P_a}{h_a - h_b} \quad (2.9)$$

Em função dos parâmetros operacionais do LFC, a perda de carga total ocorre devido à contribuição de três parcelas: perda de carga para manter o sólido em suspensão, atrito do gás com a parede e atrito do sólido com a parede; sendo as duas últimas contribuições geralmente desprezíveis (THOBER, 1995).

2.1.2.3 Velocidade de Mínima Fluidização

Quando um fluido ascende através de um leito de partículas, a queda de pressão ao longo do leito, devido à resistência por atrito, aumenta com o aumento da velocidade do fluido. Quando a força de arrasto exercida pelo fluido nas partículas é igual ao peso aparente de partículas no leito, o leito se torna fluidizado. Neste instante, há uma ligeira expansão do leito, a separação entre as partículas aumenta e o leito se torna fluidizado, e é dita que a velocidade superficial do gás corresponde à velocidade de mínima fluidização.

A Fig. 2.2 representa a queda de pressão no LF em função da velocidade superficial do gás, ilustrando o fenômeno de incipiência da fluidização. É possível observar que, partindo do leito fixo, a queda de pressão aumenta com a velocidade superficial, mantendo-se a fração volumétrica de gás do leito fixo. Quando a velocidade superficial do gás atinge o valor igual a velocidade de mínima fluidização, há uma pequena redução na queda de pressão e a fração volumétrica de gás na região ocupada pelo sólido no leito se torna um pouco maior, a saber a fração volumétrica de gás em mínima fluidização. Neste momento, a força de arrasto causada pelo leito, manifestada como a queda de pressão ao longo do leito iguala-se ao peso aparente do conjunto de partículas. A partir desse ponto a queda de pressão se torna praticamente invariante em relação à velocidade superficial do gás e não há expansão do leito.

Apesar da fração volumétrica de gás em mínima fluidização assumir um valor ligeiramente maior do que a fração volumétrica de gás do leito fixo, geralmente estas são consideradas equivalentes, dada a pequena discrepância entre os valores.

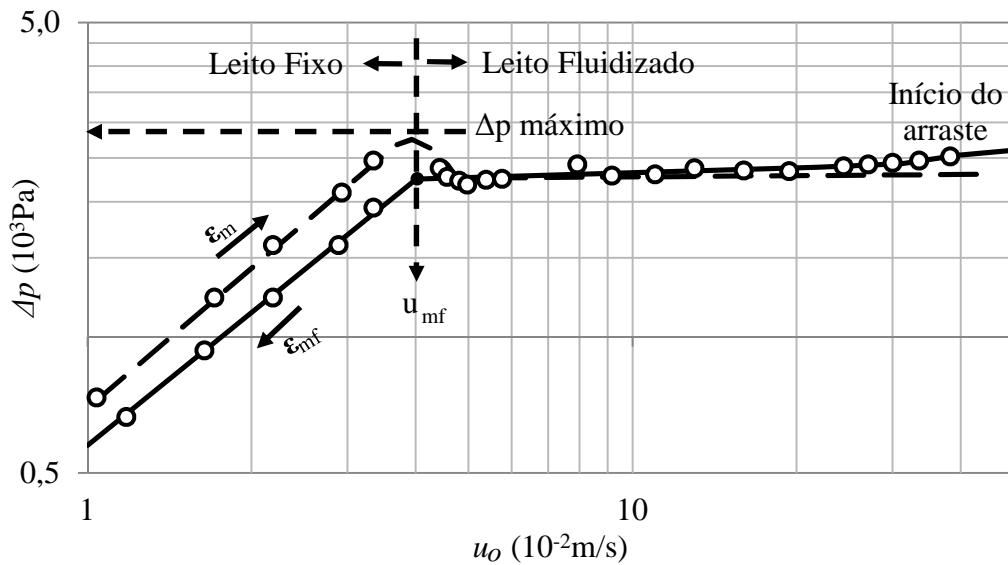


Figura 2.2 - Perda de carga em função da velocidade superficial do gás.
Fonte: Kunii e Levenspiel (1991).

Matematicamente, para a mínima fluidização, o balanço de forças é dado pela Eq. 2.10

$$\Delta PA = Ah(1 - \varepsilon_{mf})(\rho_s - \rho_g)g \quad (2.10)$$

A queda de pressão ao longo do leito pode ser considerada, por exemplo, como aquela prevista pela Equação de Ergun (1952) para leitos fixos, que cobre praticamente toda a faixa de diâmetros de partículas (KUNII; LEVENSPIEL, 1991):

$$\frac{\Delta P}{h} = \frac{150\varepsilon_s^2}{\varepsilon_m^3} \frac{\mu u_g}{(\phi d_p)^2} + 1,75 \frac{(1 - \varepsilon_m)\rho_g u_g^2}{\varepsilon_m^3 \phi d_p} \quad (2.11)$$

Inserindo esta correlação na equação do balanço de forças para a mínima fluidização e tomando

$$\varepsilon_m = \varepsilon_{mf} \quad (2.12)$$

obtem-se

$$\frac{1,75}{\varepsilon_{mf}^3 \phi} \left(\frac{d_p u_{mf} \rho_g}{\mu} \right)^2 + \frac{150(1 - \varepsilon_{mf})}{\varepsilon_{mf}^3 \phi^2} \left(\frac{d_p u_{mf} \rho_g}{\mu} \right) = \frac{d_p^3 \rho_g (\rho_s - \rho_g) g}{\mu^2} \quad (2.13)$$

a qual pode ser escrita em função dos números de Reynolds da partícula em mínima fluidização, Re_{mf} , e Arquimedes, Ar , como:

$$\frac{1,75}{\varepsilon_{mf}^3 \phi} Re_{mf}^2 + \frac{150(1 - \varepsilon_{mf})}{\varepsilon_{mf}^3 \phi^2} Re_{mf} = Ar \quad (2.14)$$

onde o número de Reynolds da partícula em mínima fluidização é dado por

$$Re_{mf} = \frac{\rho_g u_{mf} d_p}{\mu} \quad (2.15)$$

e o número de Arquimedes por

$$Ar = \frac{d_p^3 \rho_g (\rho_s - \rho_g) g}{\mu^2} \quad (2.16)$$

Sendo assim, a velocidade de mínima fluidização pode ser obtida conhecendo-se as características do fluido e das partículas, e também a fração volumétrica de gás do leito na mínima fluidização. Normalmente a fração volumétrica de gás em mínima fluidização não é conhecida, o que dificulta a aplicação da Eq. 2.14.

Existem dezenas de correlações experimentais que permitem determinar a velocidade de mínima fluidização em condições operacionais específicas (GUPTA et al., 2009), em função de um menor número de parâmetros. Para a finalidade deste trabalho apenas a correlação de Baeyens-Geldart (XIE; GELDART, 1995; OKA, 2003), descrita através da Eq. 2.17, foi escolhida por sua faixa de validade incluir os valores de Re_{mf} utilizados no presente trabalho.

$$u_{mf} = \frac{[(\rho_s - \rho_g) g]^{0,934} d_p^{1,8}}{1111 \mu^{0,87} \rho_g^{0,06}}, \quad Re_{mf} \leq 100 \quad (2.17)$$

A Eq. 2.17, além de permitir o cálculo da velocidade de mínima fluidização dadas as propriedades do gás, do sólido e o diâmetro médio das partículas, ainda permite determinar a fração volumétrica de gás em condição de mínima fluidização através da Eq. 2.14.

2.1.2.4 Velocidade Terminal das Partículas

A velocidade terminal das partículas é uma característica intrínseca das partículas em determinado meio gasoso, sendo a velocidade máxima de queda livre dessas no meio. É uma característica relevante em um LF, pois define qual a velocidade superficial mínima do gás a partir da qual haverá saída de partículas individuais da coluna ascendente, podendo ser obtida a partir da correlação definida na Eq. 2.18, onde u_t é a velocidade terminal da partícula (HAIDER; LEVENSPIEL, 1989).

$$u_t = \left[\frac{18\mu}{d_p^2 g (\rho_s - \rho_g)} + \frac{(2,3348 - 1,7439\varphi) \rho_g^{1/2}}{d_p^{1/2} g^{1/2} (\rho_s - \rho_g)^{1/2}} \right]^{-1} \quad (2.18)$$

2.1.2.5 Velocidade de Transporte

A partir de determinado valor crítico para a velocidade superficial do gás em um LF ocorre uma significativa saída de partículas do leito, exigindo para manutenção do regime a realimentação de sólidos. Essa velocidade crítica é chamada de velocidade de transporte, u_{tr} , que pode ser prevista pela correlação exibida na Eq. 2.19 (BI; GRACE; ZHU, 1995).

$$u_{tr} = \frac{2,28Ar^{0,419}\mu}{d_p\rho_g} \quad (2.19)$$

Em um LFC, a velocidade de transporte é um parâmetro de grande importância, pois define a velocidade do gás na qual ocorre a transição de um regime turbulento para um regime de fluidização rápida, conforme será descrito a seguir.

2.1.3 Regimes de Fluidização

Em função do projeto construtivo e parâmetros operacionais, há diversas classificações quanto aos tipos de leitos e regimes de operação para leitos com ou sem recirculação de sólidos. A Fig. 2.3 ilustra qualitativamente as características dos principais regimes de fluidização. Os regimes de “A” até “D” caracterizam condições em que há pouco ou nenhum transporte de sólidos devido às pequenas forças de arrasto do gás com os sólidos. O regime representado por “E” é caracterizado pelo transporte de partículas para fora do leito e a necessidade de recirculação dessas devido a altas velocidades do gás, acima da velocidade de transporte. Nas próximas duas subseções esses regimes serão discutidos em maiores detalhes.

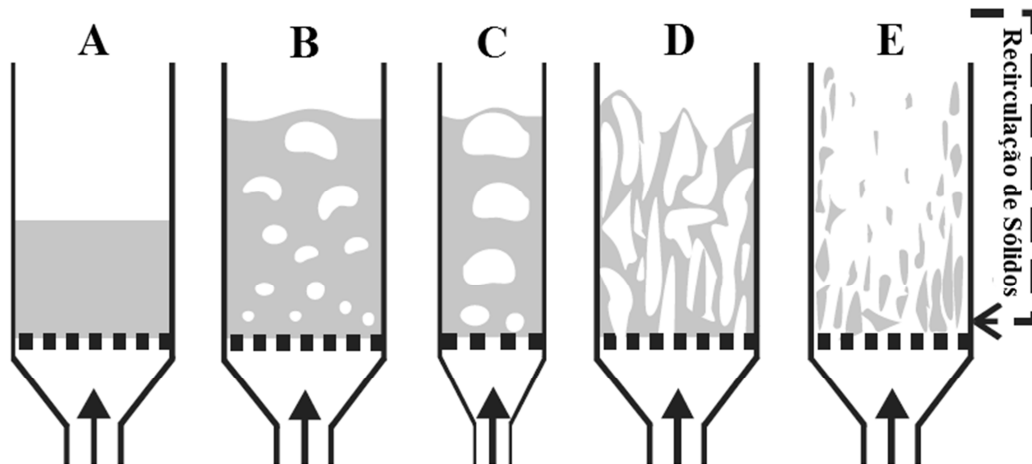


Figura 2.3 - Regimes de fluidização: leito fixo (A), leito borbulhante (B), leito pistonado (C), leito turbulento (D) e leito circulante (E).

Fonte: Karppanen (2000).

2.1.3.1 Leitos de Pequeno Arrasto

A condição em que há transporte da fase gasosa através de um leito estacionário de partículas cuja velocidade superficial do gás é inferior à velocidade de mínima fluidização chama-se leito fixo. Os leitos fixos são empregados em processos como adsorção, secagem, filtragem, entre outros. Os principais parâmetros fluidodinâmicos de interesse para esses leitos são a perda de carga, que pode ser obtida a partir da equação de Ergun (1952), características geométricas das partículas e organização das partículas que compõem o pacote (YANG, 1999).

Para aplicações envolvendo reações químicas, leitos fixos são pouco efetivos. Nessas condições, LFs são de maior interesse devido, principalmente, à grande mistura existente entre as fases. O primeiro regime operacional em LF é o LFB. Nesse regime existe um limite para a velocidade superficial do gás a partir do qual se inicia a formação de bolhas. A essa velocidade se dá o nome de velocidade mínima de borbulhamento, u_{mb} , que pode ser obtida pela correlação de Geldart a Abrahamsen (1978):

$$\frac{u_{mb}}{u_{mf}} = \frac{41250\mu^{0,9}\rho_g^{0,1}}{(\rho_s - \rho_g)gd_p} \quad (2.20)$$

Em um LFB as bolhas se formam próximas ao distribuidor e deslocam-se em movimento ascendente até a superfície do leito, semelhante ao fenômeno de ebulição em um líquido.

Com o aumento da velocidade superficial do gás, em um LFB que possua a razão entre a altura e o diâmetro maior que dois, é possível que as bolhas coalesçam em uma única bolha

cujo diâmetro atinja cerca de 2/3 do diâmetro do leito, caracterizando o leito em regime pistonado. Stewart e Davidson (1967) propuseram um modelo simples para a condição de estabelecimento do regime pistonado através da Eq. 2.21,

$$u_0 - u_{mf} > 0,2u_p = 0,2(0,35\sqrt{gD}) \quad (2.21)$$

onde u_p é a velocidade superficial do gás para estabelecimento do regime pistonado e D é o diâmetro do leito.

Quando as condições operacionais não permitem o estabelecimento de um regime pistonado a partir do incremento da velocidade superficial do gás, o mesmo efetua uma transição direta para o regime turbulento. A Eq. 2.22 é uma das correlações propostas para a velocidade superficial do gás a partir da qual se estabelece um regime turbulento (HORIO, 1986),

$$Re_{tb} = 1,46Ar^{0,472} \quad (2.22)$$

onde Re_{tb} é o número de Reynolds da partícula definido pela velocidade de transição para o regime turbulento, u_{tb} , definido pela Eq. 2.23,

$$Re_{tb} = \frac{\rho_g u_{tb} d_p}{\mu} \quad (2.23)$$

2.1.3.2 Leito Fluidizado Circulante

Leitos fluidizados circulantes são amplamente utilizados desde a década de setenta (YANG, 1999), destacando-se as aplicações em combustão de carvão, craqueamento catalítico de fluidos (SAMUELSBERG; HJERTAGER, 1996) e processos de absorção. Conforme descrito por Yang (1999) e Milioli (2006), o LFC difere do LFB pela sua configuração, onde as partículas de sólidos são arrastadas por um escoamento de ar primário no reator principal através de uma coluna ascendente e, passando através de um separador, circulam por uma coluna de retorno de sólido, conectando-se à base da coluna ascendente através de uma válvula de retorno. Um diagrama esquemático simplificado é exibido na Fig. 2.4.

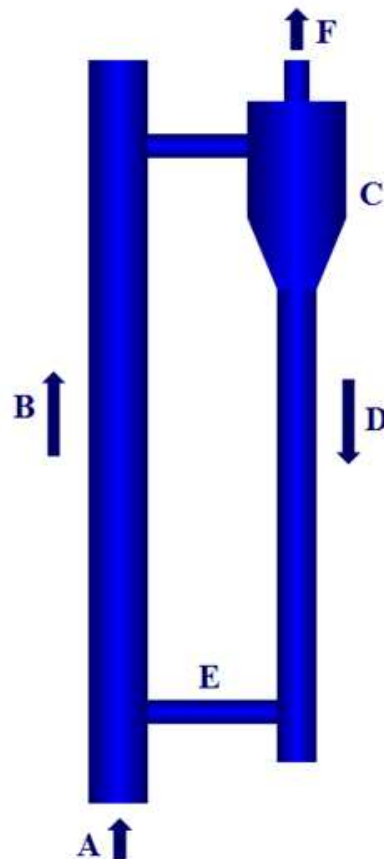


Figura 2.4 - Diagrama esquemático simplificado de um Leito Fluidizado Circulante. (A) entrada primária do gás, (B) coluna ascendente, (C) separador descendente ou ciclone, (D) coluna descendente, (E) válvula de retorno e (F) saída dos gases de exaustão.

Com o incremento da velocidade superficial do gás em um LF em regime turbulento inicia-se, a partir da velocidade de transporte, o estabelecimento de um regime de fluidização rápida (YANG, 1999), ou simplesmente leito fluidizado circulante (GIDASPOW; JUNG; SINGH, 2004). Nessa condição, passa a ocorrer uma significativa saída de partículas da coluna ascendente, exigindo, para manutenção da condição operacional, a recirculação dos sólidos. Uma particularidade bastante específica da fluidodinâmica de um LFC é o perfil característico de distribuição horizontal da velocidade vertical das partículas e de fração volumétrica de gás, o chamado regime núcleo anular. Nessa circunstância, se estabelecem duas regiões horizontais distintas no leito, a saber, um núcleo com altas velocidades ascendentes de gás e sólidos e pequena massa específica de sólidos e uma região anular com fluxo descendente de sólidos e grande massa específica de sólidos (YANG, 1999). A Fig. 2.5 exhibe dados experimentais para o fluxo mássico de sólidos nessas condições e a Fig. 2.6 para a massa específica de sólidos (SUN; GIDASPOW, 1999), onde podem ser distinguidas as diferentes regiões radiais citadas.

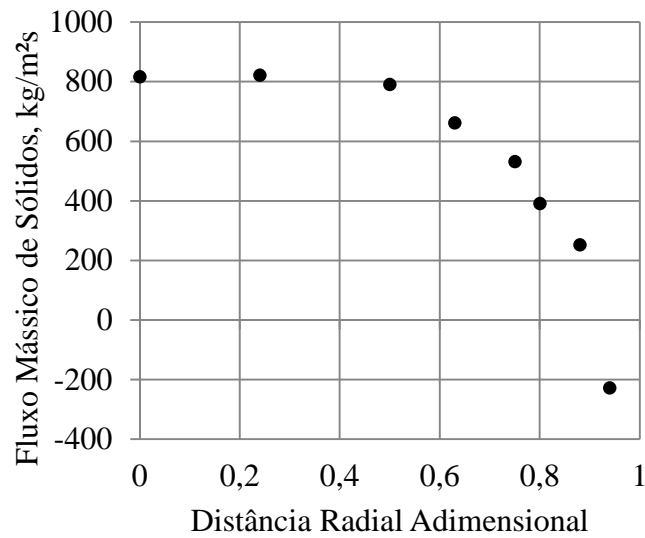


Figura 2.5 - Dados experimentais para o fluxo mássico de sólidos em uma seção radial a partir do centro de um LFC.

Fonte: Sun e Gidaspow (1999).

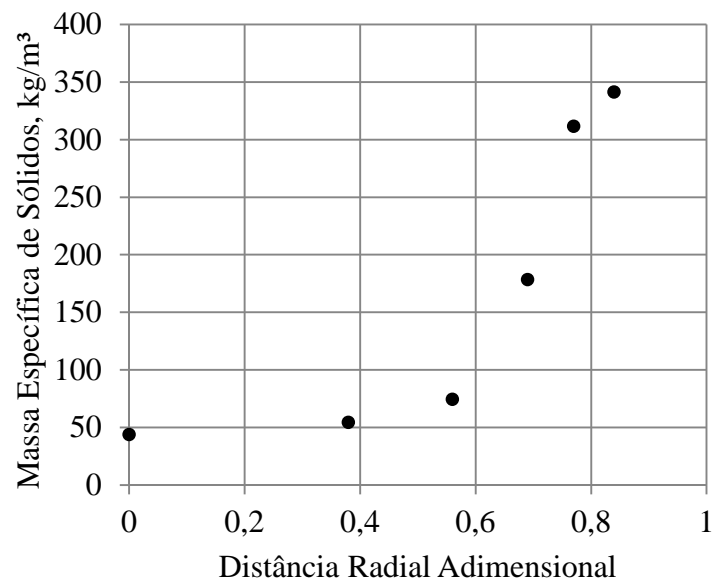


Figura 2.6 - Dados experimentais para a massa específica de sólidos em uma seção radial a partir do centro de um LFC.

Fonte: Sun e Gidaspow (1999).

O regime operacional de um LFC ocorre sempre com velocidade superficial do gás superior à velocidade terminal da partícula. Dessa forma, se poderia esperar um tempo de residência de partícula muito pequeno no leito, mas isso não ocorre devido à região anular abrigar uma alta concentração de partículas se movendo em sentido descendente. Esse fluxo descendente de partículas na região anular é explicado pela formação de agrupamentos de

partículas nas regiões elevadas da coluna ascendente que se precipitam pelas paredes laterais. Entende-se que esses agrupamentos de partículas passam a se comportar como uma única partícula para efeitos de arrasto, com sua própria velocidade terminal superior à velocidade terminal das partículas individuais (YANG, 1999).

Quanto aos perfis verticais, LFCs são caracterizados por possuírem uma região inferior de fase densa, com considerável massa específica de sólido e uma região superior de fase diluída, com pequena massa específica de sólido. Em consequência disso, a região inferior apresenta uma maior perda de carga em relação aos pontos mais elevados da coluna ascendente (NAMKUNG, KIM; KIM, 1999), conforme a Fig. 2.7, que ilustra pontos experimentais para um leito de 4 m de altura (Fig. 2.4) e para um leito de 14 m de altura na Fig. 2.8.

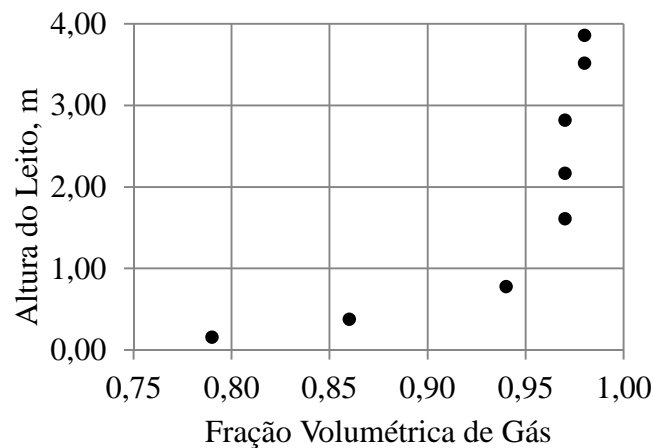


Figura 2.7 - Dados experimentais para a fração volumétrica de gás em função da altura em um LFC.

Fonte: Quintero et al. (2009).

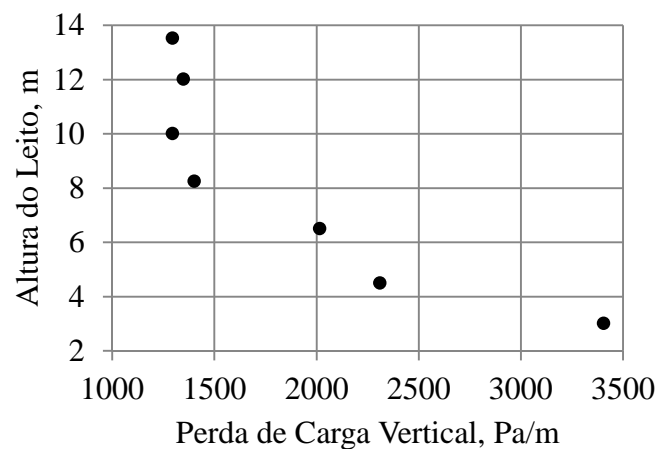


Figura 2.8 - Dados experimentais para a perda de carga vertical em função da altura em um LFC.

Fonte: Chalermssinsuwan, Piumsomboon e Gidaspow (2009).

Conforme menciona Milioli (2006), as reações em um LFC ocorrem na coluna ascendente. Logo, esta é a região de maior interesse nas simulações numéricas de LFCs. Sendo assim, todos os processos fluidodinâmicos considerados neste trabalho dirão respeito apenas a esta região.

2.2 MODELAGEM MATEMÁTICA DE ESCOAMENTO MULTIFÁSICO

Esta seção descreve a modelagem matemática dos problemas abordados no presente trabalho, a qual se baseia na teoria fluidodinâmica para escoamentos multifásicos do tipo gás-sólido particulado. As equações descritas nesta seção foram adaptadas de Syamlal, Roger, O'Brien (1993) e compõem o manual teórico do código MFIX. Além desse material, o documento "Summary of MFIX Equations 2012-1", por Benyahia, Syamlal e O'Brien (2012), foi utilizado.

Para a presente modelagem de escoamento multifásico foi utilizada a abordagem Euler-Granular, que considera as fases sólida e gasosa como meios contínuos interpenetrantes, mapeados com respeito a um referencial fixo no espaço. A presença de cada fase é descrita pela fração de volume ocupada pela respectiva fase em cada volume de controle. Neste trabalho, há apenas uma fase gasosa e uma fase sólida sendo consideradas, para as quais os balanços de massa, quantidade de movimento e temperatura granular são aplicados e as variáveis dependentes resolvidas de forma independente.

2.2.1 Balanço de Massa

Aplicando-se a lei da conservação da massa para um sistema aberto, a variação da quantidade de massa é dada pelo fluxo líquido de massa para o interior do sistema. Matematicamente, o balanço de massa é descrito pela equação da continuidade, que no caso da modelagem Euleriana, é escrito para cada fase que compõe o sistema. As Eqs. 2.24 e 2.25 representam o balanço de massa para as fases gás e sólida, respectivamente:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_g \rho_g) + \nabla \cdot (\varepsilon_g \rho_g \mathbf{u}_g) = 0 \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_s \rho_s) + \nabla \cdot (\varepsilon_s \rho_s \mathbf{u}_s) = 0 \quad (2.25)$$

onde ∇ é o operador vetorial del, \mathbf{u}_g a velocidade vetorial do gás e \mathbf{u}_s a velocidade vetorial dos sólidos.

2.2.2 Equação de Estado

De forma a facilitar a convergência da simulação numérica e sem significativo prejuízo aos resultados pela existência de pequenas variações de pressão em relação à pressão atmosférica, neste trabalho, a fase gasosa foi modelada pela lei do gás ideal obedecendo à equação de estado definida pela Eq. 2.26:

$$\rho_g = \frac{p_g M_g}{RT} \quad (2.26)$$

onde R é a constante universal dos gases, M_g a massa molar da fase gasosa e T a temperatura do gás.

2.2.3 Balanço da Quantidade de Movimento

O balanço da quantidade de movimento para um volume de controle é obtido a partir da segunda lei do movimento de Newton. Para a fase gasosa o balanço é representado pela Eq. 2.27 e para a fase sólida pela Eq. 2.28,

$$\frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_g \rho_g \mathbf{u}_g) + \nabla \cdot (\varepsilon_g \rho_g \mathbf{u}_g \mathbf{u}_g) = \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_g - \varepsilon_g \nabla P + \varepsilon_g \rho_g \mathbf{g} - \mathbf{I} \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_s \rho_s \mathbf{u}_s) + \nabla \cdot (\varepsilon_s \rho_s \mathbf{u}_s \mathbf{u}_s) = \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_s - \varepsilon_s \nabla P + \varepsilon_s \rho_s \mathbf{g} + \mathbf{I} \quad (2.28)$$

onde $\boldsymbol{\tau}$ é o tensor tensão da respectiva fase, P a pressão do gás e \mathbf{I} as forças de interação que resultam em transferência de quantidade de movimento entre a fase gasosa e a fase sólida, dado pela Eq. 2.29,

$$\mathbf{I} = \beta (\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_s) \quad (2.29)$$

onde o coeficiente de arrasto β é obtido a partir de correlações, como a de Gidaspow, que será abordada a seguir.

2.2.4 Transferência de Quantidade de Movimento Entre as Fases

A correlação de arrasto de Gidaspow foi utilizada neste trabalho para modelar a transferência de quantidade de movimento da fase gasosa para a fase sólida. A opção pelo modelo de Gidaspow é devida à sua formulação ser parcialmente derivada da equação de Ergun (1953) que descreve a variação da pressão no leito fixo em função da elevação vertical

e que também foi utilizada por Glicksman para derivação das leis de escalonamento (GLICKSMAN, 1984).

Nesse modelo, a fase densa, quando $\varepsilon_s > 0,2$, é modelada a partir da equação de Ergun e a fase dispersa, quando $\varepsilon_s \leq 0,2$, a partir do modelo de Wen e Yu (1966), conforme a Eq. 2.30:

$$\beta = \begin{cases} 150 \frac{\varepsilon_s^2 \mu}{\varepsilon_g d_p^2} + 1,75 \frac{\varepsilon_s \rho_g |\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_g|}{d_p} & \text{se } \varepsilon_s > 0,2 \\ \frac{3}{4} C_d \varepsilon_g^{-2,65} \frac{\varepsilon_s \varepsilon_g \rho_g |\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_g|}{d_p} & \text{se } \varepsilon_s \leq 0,2 \end{cases} \quad (2.30)$$

onde

$$C_d = \begin{cases} \frac{24}{Re} (1 + 0,15 Re^{0,687}) & \text{se } Re < 1000 \\ 0,44 & \text{se } Re \geq 1000 \end{cases} \quad (2.31)$$

e

$$Re = \frac{\rho_g |\mathbf{u}_s - \mathbf{u}_g| d_p}{\mu} \quad (2.32)$$

2.2.5 Conservação da Energia Granular

A Teoria Cinética dos Escoamentos Granulares (KTGF) se baseia na oscilação de partículas esféricas, lisas e ligeiramente inelásticas com o emprego da equação da temperatura granular, Θ , que determina a energia cinética turbulenta das partículas pela derivação de uma relação constitutiva, que permite descrever o tensor tensão da fase sólida, S_s . Essa energia cinética é definida pela Eq. 2.33:

$$\frac{3}{2} \Theta_s = \frac{1}{2} |\mathbf{C}|^2 \quad (2.33)$$

como a energia cinética específica da componente aleatória flutuante da velocidade da partícula, onde \mathbf{C} é a componente flutuante da velocidade instantânea, \mathbf{c} , definida pela Eq. 2.34:

$$\mathbf{c} = \mathbf{u}_s + \mathbf{C} \quad (2.34)$$

O transporte da energia granular é definido pela Eq. 2.35:

$$\frac{3}{2} \varepsilon_s \rho_s \left(\frac{\partial \Theta_s}{\partial t} + \mathbf{u}_s \cdot \nabla \Theta_s \right) = \left(S_s : \nabla \mathbf{u}_s - \nabla \cdot \mathbf{q}_\Theta - \gamma_\Theta + \phi_{gs} \right) \quad (2.35)$$

onde a taxa de dissipação da energia granular devido a colisões inelásticas, γ_Θ , é dada pela Eq. 2.36 e o fluxo difusivo da energia granular, \mathbf{q}_Θ , é definido pela Eq. 2.37.

$$\gamma_{\Theta} = k_4 \varepsilon_s^2 \Theta^3 \quad (2.36)$$

$$\mathbf{q}_{\Theta} = -k_{\Theta} \nabla \Theta \quad (2.37)$$

sendo os termos de energia cinética e colisional desprezados e o coeficiente de difusão de energia granular, k_{Θ} , definido pela Eq. 2.38:

$$k_{\Theta} = \frac{15d_p \rho_s \varepsilon_s \sqrt{\pi \Theta}}{4(41-33\eta)} \left[1 + \frac{12}{5} \eta^2 (4\eta-3) \varepsilon_s g_0 + \frac{16}{15\pi} (41-33\eta) \eta \varepsilon_s g_0 \right] \quad (2.38)$$

onde

$$\eta = \frac{1-e}{2} \quad (2.39)$$

e g_0 é a função de distribuição radial, dada pela Eq. 2.40:

$$g_0 = \frac{1-0,5\varepsilon_s}{(1-\varepsilon_s)^3} \quad (2.40)$$

e

$$k_4 = \frac{12(1-e^2)\rho_s g_0}{d_p \sqrt{\pi}} \quad (2.41)$$

onde e é o coeficiente de restituição para colisões entre as partículas e define a dissipação da energia cinética dos sólidos devido às colisões. Quanto menor o seu valor mais energia é dissipada. O termo ϕ_{gs} representa a transferência da energia granular da fase gasosa para a fase sólida, sendo definido pela Eq. 2.42:

$$\phi_{gs} = -3F_{gs} \Theta \quad (2.42)$$

onde F_{gs} é o coeficiente da força de interação entre a fase gasosa e a fase sólida.

2.2.6 Tensor das Tensões da Fase Gás

O tensor das tensões da fase gasosa é definido pela Eq. 2.43 (JUNG; GAMWO, 2008):

$$\boldsymbol{\tau}_g = 2\mu \mathbf{S}_g \varepsilon_g \quad (2.43)$$

onde

$$\mathbf{S}_g = \frac{1}{2} \left[\nabla \mathbf{u}_g + (\nabla \mathbf{u}_g)^T \right] - \frac{1}{3} \nabla \mathbf{u}_g \delta \quad (2.44)$$

é o tensor taxa de deformação com δ como tensor unitário.

2.2.7 Tensor das Tensões da Fase Sólida

O tensor de tensão da fase sólida modelado segundo a KTGF, e é dado pela Eq. 2.45:

$$\boldsymbol{\tau}_s = (-P_s + \eta\mu_b \nabla \mathbf{u}_s) \boldsymbol{\delta} + 2\mu_s \mathbf{S}_s \quad (2.45)$$

onde

$$\mathbf{S}_s = \frac{1}{2} [\nabla \mathbf{u}_s + (\nabla \mathbf{u}_s)^T] - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u}_s) \boldsymbol{\delta} \quad (2.46)$$

e para a pressão da fase sólida, P_s ,

$$P_s = \varepsilon_s \rho_s \Theta_s (1 + 4g_0 \varepsilon_s \eta) \quad (2.47)$$

Sendo μ_s a viscosidade da fase sólida definida pela Eq. 2.48:

$$\mu_s = \left(\frac{2+\alpha}{3} \right) \left\{ \frac{\mu_s^*}{g_0 \eta (2-\eta)} \left(1 + \frac{8}{5} \eta g_0 \varepsilon_s \right) \left[1 + \frac{8}{5} \eta (3\eta-2) g_0 \varepsilon_s \right] + \frac{3}{5} \eta \mu_b \right\} \quad (2.48)$$

onde

$$\mu_s^* = \frac{\varepsilon_s \rho_s \Theta_s g_0 \mu}{\varepsilon_s \rho_s \Theta_s g_0 + \frac{2\beta\mu}{\varepsilon_s \rho_s}} \quad (2.49)$$

$$\mu = \frac{5}{96} \rho_s d_p \sqrt{\pi \Theta_s} \quad (2.50)$$

$$\mu_b = \frac{256}{5\pi} \mu \varepsilon_s^2 g_0 \quad (2.51)$$

Esse modelo é utilizado para o regime viscoso, no regime plástico o modelo de Schaeffer (1987) é aplicado. Neste caso a viscosidade dos sólidos no regime plástico é determinada pela Eq. 2.52 e a pressão dos sólidos no regime plástico, pela Eq. 2.53.

$$\mu_{sp} = \frac{P_{sp} \sin \phi_\alpha}{2\sqrt{I_{2D}}} \quad (2.52)$$

$$P_{sp} = \begin{cases} 10^{24} (\varepsilon_s - \varepsilon_s^*)^2 & \text{se } \varepsilon_s > \varepsilon_m \\ 0 & \text{se } \varepsilon_s \leq \varepsilon_m \end{cases} \quad (2.53)$$

2.2.8 Condições de Contorno nas Paredes

Nas paredes se atribui uma condição de contorno de plena aderência para a fase gasosa e deslizamento parcial, conforme o modelo de Johnson e Jackson (1987) para a fase sólida, onde a velocidade tangencial do sólido e a energia granular nas paredes são resolvidas respectivamente pela Eq. 2.54 e Eq. 2.55:

$$\mu_s \left. \frac{\partial u_s}{\partial x} \right|_w = - \frac{\phi \pi \rho_s \varepsilon_s g_0 \sqrt{\Theta_s}}{2\sqrt{3}\varepsilon_s^*} u_s \quad (2.54)$$

$$\kappa_s \left. \frac{\partial \Theta_s}{\partial x} \right|_w = \frac{\phi \pi u_s^2 \rho_s \varepsilon_s g_0 \sqrt{\Theta_s}}{2\sqrt{3}\varepsilon_s^*} - \frac{\sqrt{3} \pi \rho_s \varepsilon_s g_0 (1-e_w^2) \sqrt{\Theta_s}}{4\varepsilon_s^*} \Theta_s \quad (2.55)$$

onde o parâmetro ϕ é o coeficiente especular, que representa a fração de colisões de partículas com a parede que resultam em transferência de quantidade de movimento e varia de 0 para paredes perfeitamente lisas até 1 para paredes muito ásperas (GAO et al., 2012). O coeficiente de restituição para colisões das partículas com a parede, e_w , define a dissipação da energia cinética dos sólidos devido às colisões entre os sólidos e a parede. Quanto menor seu valor mais energia é dissipada (CHALERMSINSUWAN et al., 2012).

2.3 LEIS DE ESCALONAMENTO DE GLICKSMAN

O desenvolvimento de uma nova unidade comercial de um LF que envolva um novo processo exige a construção de leitos em escala menores, a saber, uma escala de laboratório e uma escala de planta piloto antes da criação da planta comercial. Na possibilidade desses leitos em escala reproduzirem com fidelidade a fluidodinâmica do leito em escala comercial, os mesmos podem ser usados para aperfeiçoar o desempenho e prever precisamente as condições operacionais do leito em escala real (GLICKSMAN, 1999). No contexto deste trabalho, os LFC serão considerados fluidodinamicamente similares se apresentarem boa correspondência qualitativa e pequeno ERM para os seguintes perfis: horizontal e vertical de fração volumétrica de gás, vertical de perda de carga adimensional e horizontais de velocidade vertical adimensional de sólidos, fluxo mássico adimensional de sólidos, além da fração volumétrica de gás média do leito.

2.3.1 Conjunto Completo das Leis de Escalonamento de Glicksman

Partindo da adimensionalização das equações de movimento e continuidade para as fases gasosa e sólida, Glicksman (1984) propôs o seu primeiro conjunto de parâmetros adimensionais independentes capazes de construir LFs em escala com equivalência fluidodinâmica através da análise dimensional. A metodologia geral da dedução apresentada neste trabalho baseia-se na análise dimensional, porém, Glicksman (1994) apresenta a possibilidade de obter o mesmo grupo adimensional a partir do teorema pi de Buckingham.

Como pré-requisito, exige-se a semelhança geométrica entre as escalas, de forma que todas as dimensões espaciais sejam correlacionadas pelo mesmo fator de escala e os ângulos sejam preservados. Leitos fluidizados apresentarão comportamento fluidodinâmico similar se apresentarem similaridade geométrica e todos os parâmetros adimensionais independentes relevantes forem idênticos entre os leitos escalonados.

Para derivação dos parâmetros adimensionais independentes, parte-se das equações de governo conforme apresentadas por Jackson (1971) para o modelo de dois fluidos, onde sólidos e fluidos são tratados como fases individuais e as variáveis para cada fase, assim como a velocidade e fração volumétrica de gás são tomadas a partir das médias dos valores sobre uma região considerada grande em relação ao tamanho de uma partícula, mas pequena em relação à escala do leito. Adicionalmente, a fase gasosa é tratada como incompressível, apesar do resultado não depender dessa condição.

Dessa forma, nessas condições, a Eq. 2.24 é reescrita por:

$$\nabla \cdot (\varepsilon_g \rho_g \mathbf{u}_g) = 0 \quad (2.56)$$

e a Eq. 2.25 por:

$$\nabla \cdot (\varepsilon_s \rho_s \mathbf{u}_s) = 0 \quad (2.57)$$

E as equações de movimento para o gás e os sólidos, Eq. 2.27 e Eq. 2.28, tornam-se, respectivamente,

$$\rho_g \varepsilon_g \left[\frac{\partial \mathbf{u}_g}{\partial t} + (\mathbf{u}_g \cdot \nabla) \mathbf{u}_g \right] + \rho_g g \varepsilon_g \mathbf{i} + \nabla P - \beta (\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_s) = 0 \quad (2.58)$$

e

$$\rho_s \varepsilon_s \left[\frac{\partial \mathbf{u}_s}{\partial t} + (\mathbf{u}_s \cdot \nabla) \mathbf{u}_s \right] + \rho_s g \varepsilon_s \mathbf{i} + \beta (\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_s) = 0 \quad (2.59)$$

sendo \mathbf{i} o vetor unitário na direção vertical.

Quanto às condições de contorno, tem-se, para as velocidades das partículas e do gás na placa perfurada do distribuidor com vazão uniforme de gás,

$$\mathbf{u}_g = \frac{u_0}{E} \mathbf{i} \quad (2.60)$$

$$\mathbf{u}_s = 0 \quad (2.61)$$

onde E é a fração da área perfurada da placa do distribuidor. Nas paredes laterais se considera

$$\mathbf{u}_g = \mathbf{u}_s = 0 \quad (2.62)$$

e acima do leito

$$\mathbf{u}_g = u_0 \mathbf{i} \quad (2.63)$$

$$\mathbf{u}_s=0 \quad (2.64)$$

Adicionalmente a pressão é considerada constante no distribuidor com

$$P=P_0 \quad (2.65)$$

A adimensionalização das equações do movimento parte da definição das variáveis e operador adimensionais, a saber

$$\mathbf{u}_g^* = \frac{\mathbf{u}_g}{u_0} \quad (2.66)$$

$$\mathbf{u}_s^* = \frac{\mathbf{u}_s}{u_0} \quad (2.67)$$

$$t^* = \frac{u_0}{L} t \quad (2.68)$$

$$\nabla^* = L \nabla \quad (2.69)$$

Para a versão adimensional da equação da continuidade, aplicando a Eq. 2.66, Eq. 2.67 e a Eq. 2.69 nas Eq. 2.56 e Eq. 2.57, resulta:

$$\nabla^* \cdot (\varepsilon_g \mathbf{u}_g^*) = 0 \quad (2.70)$$

$$\nabla^* \cdot (\varepsilon_s \mathbf{u}_s^*) = 0 \quad (2.71)$$

Para as equações adimensionais do movimento, além de aplicar Eq.2.66-2.69, multiplicam-se todos os termos pelo parâmetro α :

$$\alpha = \frac{d_p}{\rho_s u_0^2} \quad (2.72)$$

Resultando para Eq. 2.58:

$$\frac{\rho_g}{\rho_s} \varepsilon_g \left[\frac{\partial \mathbf{u}_g^*}{\partial t^*} + (\mathbf{u}_g^* \cdot \nabla^*) \mathbf{u}_g^* \right] + \frac{\rho_g g d_p}{\rho_s u_0^2} \varepsilon_g \mathbf{i} - \nabla^* \left(\frac{P}{\rho_s u_0^2} \right) + \frac{\beta d_p}{\rho_s u_0} (\mathbf{u}_g^* - \mathbf{u}_s^*) = 0 \quad (2.73)$$

e para Eq. 2.59:

$$\varepsilon_s \left[\frac{\partial \mathbf{u}_s^*}{\partial t^*} + (\mathbf{u}_s^* \cdot \nabla^*) \mathbf{u}_s^* \right] + \frac{g d_p}{u_0^2} \varepsilon_s \mathbf{i} - \nabla^* + \frac{\beta d_p}{\rho_s u_0} (\mathbf{u}_g^* - \mathbf{u}_s^*) = 0 \quad (2.74)$$

São definidos os comprimentos de escala adimensionais tomando

$$x^* = \frac{x}{D} \quad (2.75)$$

e

$$y^* = \frac{y}{L} \quad (2.76)$$

para então definir as condições de contorno adimensionais, para o distribuidor

$$\mathbf{u}_g^* = \frac{1}{E} \quad (2.77)$$

$$\mathbf{u}_s^* = 0 \quad (2.78)$$

e para as paredes laterais

$$\mathbf{u}_g^* = \mathbf{u}_s^* = 0 \quad (2.79)$$

A condição de contorno de pressão no distribuidor assume sua forma adimensional fazendo

$$P^* = \frac{P_0}{\rho_g u_0^2} \quad (2.80)$$

Na derivação dos parâmetros adimensionais, é utilizada por conveniência a liberdade de substituição de parâmetros adimensionalmente equivalentes, como L e D . A partir das Eq. 2.70, Eq. 2.71, Eq. 2.73 e Eq. 2.74, Glicksman (1994) obtém os parâmetros adimensionais independentes conforme a Eq. 2.81:

$$\psi = \psi \left[\frac{\beta L}{\rho_s u_0}, \frac{u_0^2}{g d_p}, \frac{\rho_g}{\rho_s}, \frac{\rho_g u_0 L}{\mu}, \frac{P_0}{\rho_s u_0^2}, \varphi \right] \quad (2.81)$$

além das razões entre outras Dimensões do Leito (DL) e, em caso de existirem partículas de tamanhos diferentes no leito, também deve ser considerado o parâmetro adimensional de Distribuição de Tamanho de Partícula (DTP). Na Eq. 2.81 o primeiro parâmetro representa a razão entre forças de arrasto e forças inerciais e o segundo representa a razão da força gravitacional e a força inercial agindo na partícula. Para o caso em que a velocidade superficial do gás é menor que a velocidade do som no meio ou a pressão absoluta não varia significativamente em função das propriedades termodinâmicas do gás, o penúltimo termo pode ser desprezado.

O coeficiente de arrasto pode ser definido de diferentes formas, de acordo com as condições do leito, e dessas expressões é que resulta a forma definitiva para os parâmetros adimensionais. Em leitos densos, que possam ser aproximados de um leito fixo, a equação de Ergun (1952) pode ser utilizada:

$$\frac{\beta L}{\rho_s u_0} = 150 \frac{\varepsilon_g \varepsilon_s^2}{\varepsilon_g^3} \frac{\mu L}{\rho_s u_0 (\varphi d_p)^2} + 1,75 \frac{\varepsilon_g^2 \varepsilon_s}{\varepsilon_g^3} \frac{|\mathbf{u}_g - \mathbf{u}_s| \rho_g}{\varphi d_p u_0} \frac{L}{\rho_s} \quad (2.82)$$

que pode ser escrito como função dos seguintes parâmetros:

$$\frac{\beta L}{\rho_s u_0} = f \left[\frac{\rho_s u_0 d_p^2 \varphi^2}{\mu L}, \frac{L}{d_p \varphi}, \frac{\rho_g}{\rho_s} \right] \quad (2.83)$$

onde o último parâmetro já havia sido obtido na Eq. 2.81.

E, para o limite em que a fração volumétrica de gás assume um valor muito próximo de 1, o coeficiente de arrasto pode ser aproximado do coeficiente de arrasto para uma única partícula por:

$$\frac{\beta L}{\rho_s u_0} = \frac{3}{4} C_d |\mathbf{u}_g^* - \mathbf{u}_s^*| f(\varepsilon_g) \frac{\rho_g L}{\rho_s d_p} \quad (2.84)$$

onde C_d pode ser expresso em função dos seguintes parâmetros:

$$C_d = f \left[\frac{\rho_g u_0 d_p}{\mu}, \varphi \right] \quad (2.85)$$

que já foram obtidos na Eq. 2.81.

Sendo assim, da Eq. 2.81 e Eq. 2.83, resulta o conjunto completo de parâmetros adimensionais:

$$\psi = \psi \left[\frac{u_0^2}{g d_p}, \frac{\rho_g}{\rho_s}, \frac{\rho_s u_0 d_p^2}{\mu L}, \frac{\rho_g u_0 L}{\mu}, \varphi, DL, DTP \right] \quad (2.86)$$

que, rearranjando os termos, pode ser reescrito da seguinte forma:

$$\psi = \psi \left[\frac{u_0^2}{g d_p}, \frac{\rho_g}{\rho_s}, \frac{\rho_s u_0 d_p}{\mu}, \frac{\rho_g u_0 L}{\mu}, \varphi, DL, DTP \right] \quad (2.87)$$

onde o primeiro termo é o número de Froude, que pode ser interpretado como a razão entre as forças inerciais e as forças gravitacionais, o segundo termo a razão entre as forças inerciais do sólido e do gás e o terceiro e quarto termos são formas específicas do número de Reynolds, relativas às fases sólida e gasosa, representando as razões entre as forças inerciais e viscosas.

O conjunto de parâmetros apresentado na Eq. 2.87 ainda pode ser simplificado com base no número de Reynolds da partícula, fornecendo uma maior flexibilidade para o dimensionamento de um leito em escala. Para escoamentos em que dominam as forças viscosas, onde:

$$Re_p = \frac{\rho_g u_0 d_p}{\mu} \leq 4 \quad (2.88)$$

a inércia do gás pode ser desprezada, resultando para o conjunto de parâmetros adimensionais que controlam escoamentos em regime viscoso

$$\psi = \psi \left[\frac{u_0^2}{g D}, \frac{\rho_s u_0 d_p^2}{\mu D}, \varphi, DL, DTP \right] \quad (2.89)$$

Para o regime inercial com

$$Re_p \geq 1000 \quad (2.90)$$

as forças de arrasto viscosas entre partícula e gás podem ser desprezadas, nesse limite o conjunto de parâmetros adimensionais pode ser escrito como

$$\psi = \psi \left[\frac{u_0^2}{g D}, \frac{\rho_g}{\rho_s}, \frac{d_p}{D}, \varphi, DL, DTP \right] \quad (2.91)$$

Na região intermediária, onde

$$4 < Re_p < 1000 \quad (2.92)$$

nenhuma simplificação é possível, pois as contribuições das forças inerciais e viscosas são significantes. Nesse contexto o conjunto completo da Eq. 2.87 deve ser atendido.

Cabe ressaltar que não está sendo considerado nenhum tipo de força entre as partículas além das forças mecânicas devidas às colisões. Sendo assim, as forças eletrostáticas são desprezadas, o que pode ser de significativa relevância para leitos operando com partículas do grupo A de Geldart. Os coeficientes de restituição e atrito entre partículas também são desprezados.

Glicksman (1994) apresenta o mesmo conjunto de parâmetros para LFCs, onde a condição de contorno para o fluxo mássico de sólido,

$$\mathbf{u}_s^* = \frac{G_s}{\rho_s \varepsilon_s} \quad (2.93)$$

deve ser acrescentada à Eq. 2.87. Fazendo-se uso dos mesmos métodos anteriormente aplicados e reescrevendo os termos, tem-se o grupo de parâmetros adimensionais para LFC definido na forma mais empregada, composto por cinco parâmetros fluidodinâmicos (Eq. 2.94):

$$\psi = \psi \left[\frac{u_0^2}{gD}, \frac{\rho_g}{\rho_s}, \frac{\rho_s u_0 d_p}{\mu}, \frac{\rho_g u_0 L}{\mu}, \frac{G_s}{\rho_s u_0}, \varphi, DL, DTP \right] \quad (2.94)$$

2.3.2 Conjunto Simplificado das Leis de Escalonamento de Glicksman

Pelo fato de existirem cinco parâmetros fluidodinâmicos adimensionais no conjunto completo das leis de escalonamento de Glicksman, há limitações consideráveis quanto à flexibilidade de dimensionamento de LFs, pois a similaridade exige que todos os parâmetros sejam atendidos. Sendo assim, a modelagem de um LF em escala segundo o conjunto completo das leis de escalonamento ocorre para um único conjunto de valores para massa específica da partícula, diâmetro da partícula e dimensões do leito.

Como exemplo da dificuldade de modelar um LF em escala utilizando o conjunto completo dos parâmetros adimensionais (RÜDSÜLI, 2012), considera-se um LF de 1,6 m de diâmetro operando à temperatura de 320 °C e 250 kPa de pressão. Para ser modelado em uma escala de laboratório de 0,2 m, teria que operar com uma massa específica de partícula de 23.000 kg/m³ e pressurizado a 2.000 kPa. Tais condições são impraticáveis.

Glicksman, Hyre e Woloshun (1993) propuseram uma simplificação das leis de escalonamento em um conjunto composto por apenas quatro parâmetros fluidodinâmicos

adimensionais, permitindo maior liberdade na definição das dimensões do leito escalonado e com validade para todo o intervalo de número de Reynolds da partícula.

Esse relaxamento na quantidade de parâmetros adimensionais é explorado através da associação do coeficiente de arrasto na Eq. 2.81 a partir da aplicação da equação de Ergun em condições limites e a extrapolação para regimes intermediários. Da Eq. 2.82 o primeiro termo após a igualdade é a contribuição viscosa ao arrasto e o segundo termo se refere à inércia do fluido. Tomando-se o limite dos pequenos valores para o número de Reynolds da partícula, pode-se desprezar a contribuição inercial, resultando para Eq.2.82:

$$\frac{\beta L}{\rho_s u_0} = 150 \frac{\varepsilon_g \varepsilon_s^2}{\varepsilon_g^3} \frac{\mu L}{\rho_s u_0 (\varphi d_p)^2} \quad (2.95)$$

Nessas condições, a partir do balanço de forças conforme a Eq. 2.10 e a equação de Ergun (Eq. 2.11), a velocidade de mínima fluidização pode ser aproximada por

$$u_{mf} = \frac{\rho_s g (1 - \varepsilon_{mf})}{\left[150 \frac{(1 - \varepsilon_{mf})^2}{\varepsilon_{mf}^3} \frac{\mu}{(\varphi d_p)^2} \right]} \quad (2.96)$$

Combinando as Eq. 2.96 e Eq. 2.95 e igualando as frações volumétricas de gás, obtém-se

$$\frac{\beta L}{\rho_s u_0} = \frac{g \varepsilon_s^2}{(1 - \varepsilon_{mf}) \varepsilon_g^2 u_{mf}} \frac{\varepsilon_{mf}^3 L}{u_0} \quad (2.97)$$

Que, por sua vez, multiplicando a Eq.2.97, pelo número de Froude, resulta em

$$\frac{\beta L}{\rho_s u_0} Fr = \frac{u_0}{u_{mf}} \frac{\varepsilon_s^2 \varepsilon_{mf}^3}{(1 - \varepsilon_{mf}) \varepsilon_g^2} \quad (2.98)$$

Ou seja, para valores pequenos do número de Reynolds da partícula o parâmetro

$$\psi = \psi \left[\frac{\beta L}{\rho_s u_0} \right] \quad (2.99)$$

na Eq. 2.81 será preservado entre as escala sempre que os parâmetros

$$\psi = \psi \left[\frac{u_0}{u_{mf}}, \varepsilon_{mf}, Fr \right] \quad (2.100)$$

o forem. Nesse contexto ε_g é uma variável adimensional dependente que será mantida invariante para os LFs similares. Dessa forma, para pequenos números de Reynolds da partícula, a Eq. 2.94 se reduz à Eq. 2.101:

$$\psi = \psi \left[\frac{u_0^2}{gD}, \frac{\rho_s}{\rho_g}, \frac{u_0}{u_{mf}}, \frac{G_s}{\rho_s u_0}, \varphi, DTP, DL \right] \quad (2.101)$$

que possui parâmetros mais flexíveis do que Eq. 2.94 e um intervalo de equivalência maior, pois o termo inercial na equação da quantidade de movimento do fluido é mantido.

Para o limite dos grandes números de Reynolds, despreza-se o termo viscoso, resultando, para a Eq. 2.82, com as velocidades adimensionais,

$$\frac{\beta L}{\rho_s u_0} = 1,75 \frac{\varepsilon_s |u_g^* - u_s^*| \rho_g}{\varepsilon_g \phi d_p \rho_s} L \quad (2.102)$$

de onde a Eq. 2.10, para mínima fluidização, pode ser aproximada por

$$\frac{g(1-\varepsilon_{mf})}{u_{mf}^2} = 1,75 \frac{(1-\varepsilon_{mf}) \rho_g}{\varepsilon_{mf}^3 \phi d_p \rho_s} \quad (2.103)$$

Que, substituída na Eq. 2.102 e multiplicada pelo número de Froude resulta em

$$\frac{\beta L}{\rho_s u_0} Fr = \frac{u_0^2 \varepsilon_{mf}^3 \varepsilon_s |u_g^* - u_s^*|}{u_{mf}^2 \varepsilon_g} \quad (2.104)$$

onde os mesmos parâmetros dados na Eq. 2.100, sendo preservados, garantem a manutenção do parâmetro definido na Eq. 2.99, sendo que além de ε_g , u_g^* e u_s^* também são variáveis adimensionais independentes que se preservam entre os LF similares. Logo, o mesmo conjunto da Eq. 2.101 é definido para a região em que o número de Reynolds da partícula assume grandes valores.

Conforme afirma Glicksman, Hyre e Farrel (1994), se o mesmo conjunto simplificado de parâmetros adimensionais na Eq. 2.101 representa a similaridade fluidodinâmica para LFs operando com pequenos e altos valores de Reynolds da partícula, espera-se que, ao menos aproximadamente, satisfaça também para as regiões intermediárias, desde que o coeficiente de arrasto possa ser determinado pela equação de Ergun, ou uma equação semelhante.

Diferentemente do conjunto completo, no conjunto simplificado o número de Reynolds da partícula não é mantido constante. Dessa forma, há um erro na determinação do coeficiente de arrasto (RÜDSÜLI et al., 2012). Esse erro, devido à utilização do conjunto simplificado, pode ser avaliado ao relacionarmos os valores do coeficiente de arrasto adimensional para o modelo real e o escalonado, Eq. 2.82, em função da velocidade de mínima fluidização. Dessa forma, Glicksman (1993) mostra que se pode obter o erro relativo (ER) para o coeficiente de arrasto adimensional entre as escalas real e reduzida utilizando a equação de Ergun aplicada para a condição de mínima fluidização nas duas escalas, fazendo

$$ER = \frac{\left(\frac{\beta L}{\rho_s u_0}\right)_{\text{real}} - \left(\frac{\beta L}{\rho_s u_0}\right)_{\text{escala}}}{\left(\frac{\beta L}{\rho_s u_0}\right)_{\text{real}}} 100\% \quad (2.105)$$

onde, para partículas esféricas,

$$\frac{\beta L}{\rho_s u_0} = \frac{1 + \frac{1,75 Re_p}{150} \frac{\varepsilon_g}{\varepsilon_s} |u_g^* - u_s^*| \frac{u_0}{u_{mf}} \varepsilon_s^2 \varepsilon_{mf}^3}{1 + \frac{1,75 Re_p}{150} \frac{u_{mf}}{(1 - \varepsilon_{mf})} \frac{Fr(1 - \varepsilon_{mf}) \varepsilon_g^2}{u_0}} \quad (2.106)$$

Sendo que os índices real e escala indicam de qual leito as variáveis e parâmetros devem ser aplicadas na equação.

2.3.3 Validação Experimental das Leis de Escalonamento

Desde a publicação das leis de escalonamento de Glicksman, e desde antes (WALSH, 1980), grandes esforços têm sido efetuados com intuito de validá-las experimentalmente. Simultaneamente à publicação original de Glicksman (1984), Nicastro e Glicksman (1984) apresentaram resultados experimentais para validação do conjunto completo das leis de escalonamento, Eq. 2.94, para o escalonamento de um LFB operando a 1050 K e um leito em escala de 1:4 operando a temperatura ambiente. Os resultados desses testes exibiram uma boa correspondência entre a fluidodinâmica dos leitos envolvidos, tendo esta sido avaliada através da comparação da amplitude e distribuição de frequência das flutuações de pressão em ambos os leitos, sendo essas medidas proporcionais ao tamanho e à frequência das bolhas. Adicionalmente, foi observado que a não correspondência de todos os parâmetros adimensionais conduz a uma não correspondência na equivalência fluidodinâmica entre os leitos. Ainda para LFBs, o conjunto simplificado das leis de escalonamento também apresentou similaridade qualitativa, avaliada através de fotografias de alta velocidade nos trabalhos de Zhang e Yang (1987) e quantitativa, em um modelo que essencialmente reproduzia o conjunto simplificado de Glicksman, por Horio et al. (1986).

A aplicação do conjunto simplificado das leis de escalonamento de Glicksman foi avaliada por Bricout e Louge (2004) para LFCs operando na condição intermediária de número de Reynolds da partícula. Os dados experimentais foram coletados em duas situações, atendendo completamente ao conjunto simplificado e apresentando não correspondência para todos os parâmetros do conjunto completo. As comparações dos perfis verticais de pressão adimensional e horizontal de fração volumétrica de sólido se mostraram idênticas para ambas condições, validando experimentalmente o conjunto simplificado para os valores intermediários do número de Reynolds da partícula, conforme previsto por Glicksman, Hyre e Woloshun (1993).

2.3.4 Validação Numérica das Leis de Escalonamento

Segundo Knowlton, Karri e Issangya (2005), a CFD é uma ferramenta de grande potencial para análise e previsão de efeitos de escala em fluidodinâmica e que, com o aumento da confiabilidade dos resultados numéricos, a utilização da CFD em contraposição a estudos experimentais poderia ser ampliada nesses casos. Com o propósito de validar, através de simulações numéricas, as leis de escalonamento, recentemente alguns estudos foram publicados.

Detamore et al. (2001), aplicando a teoria cinética granular, analisaram perfis horizontais para LFCs em escoamento plenamente desenvolvido, com o intuito de avaliar a validade de modelos escalonados pelo conjunto completo e simplificado de Glicksman utilizando CFD. Verificou-se que apenas o conjunto completo apresentou boa similaridade horizontal para os perfis de fração volumétrica de sólidos e velocidade dos sólidos. Sugeriu-se que a pouca correspondência obtida pelo conjunto simplificado deveu-se ao fato do mesmo ignorar o parâmetro d_p/D no conjunto de parâmetros adimensionais. Tal resultado apontaria para a possibilidade desse parâmetro, em específico, estar relacionado à adimensionalização das relações constitutivas da teoria cinética granular. Adicionalmente, se verificou que a acuracidade da equivalência fluidodinâmica está condicionada a alguma forma de correlação para os parâmetros coeficiente de restituição e coeficiente especular entre as escalas, mas sem apresentar um método para correlacioná-los.

Diferentemente dos resultados de Detamore et al. (2001), Didwania e Cattolica (2009) obtiveram uma boa correspondência fluidodinâmica tanto para o conjunto completo quanto para o conjunto simplificado das leis de escalonamento ao aplicarem estas para um gaseificador de biomassa em escala de 1:5. Os autores ainda reportaram não haver aparente dependência fluidodinâmica em relação ao parâmetro d_p/D .

Utilizando modelagem Euler-Euler e a teoria cinética granular, Ommem et al. (2006) avaliaram a equivalência fluidodinâmica entre LFB bidimensionais escalonados através dos conjuntos completo e simplificados de Glicksman, utilizando variados métodos de análise de sinais. Nenhum dos conjuntos de parâmetros de escalonamento conseguiu reproduzir completamente a fluidodinâmica das duas escalas. De forma inesperada, para valores mais elevados da velocidade superficial do gás, o conjunto simplificado apresentou melhores resultados.

Uma investigação numérica das leis de escalonamento também foi efetuada utilizando o método de elementos discretos (SANDERSON et al., 2007) em modelagem bidimensional e tridimensional de LFBs. De uma maneira geral, tanto o conjunto completo quanto o simplificado não apresentaram boa correspondência nas escalas analisadas, porém os resultados para o conjunto completo mostraram uma maior similaridade.

Em oposição aos resultados de Sanderson et al. (2007), Kottakota e Sunthar (2009), utilizando o método de elementos discretos e a modelagem Euler-Granular e analisando a distribuição de potência espectral em LFBs, concluíram que o conjunto completo das leis de escalonamento de Glicksman consegue fornecer a similaridade fluidodinâmica necessária para os leitos em escala.

3 MATERIAIS E MÉTODOS

3.1 VALIDAÇÃO DO MODELO COMPUTACIONAL

A capacidade de um modelo de CFD de prever ou reproduzir os resultados experimentais de um sistema real é uma exigência para aceitabilidade desse modelo computacional (GRACE; TAGHIPOUR, 2004). Para esse propósito, neste trabalho, os resultados experimentais utilizados para comparação foram os dados finais do Caso 4 reportado no terceiro desafio de simulação computacional de LFs apresentados em 2010 pelo National Energy Technology Laboratory (NETL) do U.S. Department of Energy (CHALLENGE, 2010), em parceria com o Particulate Solid Research Inc. (PSRI).

A opção por esse experimento para validação se deve à grande quantidade de dados experimentais precisos reportados no desafio relativos a grandezas de relevância fluidodinâmica para validação experimental do modelo numérico.

3.1.1 Descrição do Modelo Experimental

O sistema experimental do terceiro desafio do PSRI consiste em um LFC em temperatura ambiente e pressão atmosférica, operando com partículas dos grupos A (casos 1 e 2, não utilizados neste trabalho) e B (casos 3, 4 e 5) de Geldart em um regime núcleo anular. A Fig. 3.1 mostra o esquema detalhado do leito. Os sólidos entram na coluna ascendente (A) por uma porta lateral de 0,23 m de diâmetro e localizada 0,27 m acima do distribuidor (B) e saem por uma porta de 90° a 1,2 m abaixo do topo (C). Os sólidos que deixam a coluna ascendente são capturados pelo ciclone primário (D), atravessam a coluna descendente (E) e, através da válvula L (F), retornam para a coluna ascendente. A umidade relativa do ar foi mantida entre 40 e 60% para minimizar efeitos eletrostáticos.

Para o caso 3 foi utilizada uma velocidade superficial do gás de 5,71 m/s e vazão mássica de sólidos de 5,54 kg/s. Para o caso 5 a velocidade superficial do gás utilizada foi de 7,58 m/s e uma vazão mássica de sólidos de 14 kg/s. Todos os casos discutidos nesse trabalho (2, 3 e 4) utilizaram o mesmo valor para o diâmetro e massa específica da partícula.

Tabela 3.1 - Condições operacionais utilizadas para o caso 4 do terceiro desafio do PSRI.

d_p	ρ_s	φ	ε_m	u_{mf}	u_0	M_s	p_{sai}
$802 \times 10^{-6} \text{ m}$	$863,3 \text{ kg/m}^3$	0,95	0,346	0,13 m/s	7,58 m/s	7,03 kg/s	102 kPa

Fonte: CHALLENGE, 2010.

3.1.2 Definição da Geometria

Para representação da geometria do LFC em questão, foi construída uma adaptação bidimensional do modelo real. Sabe-se que leitos fluidizados operando em regime borbulhante costumam apresentar boa correspondência entre as modelagens numéricas bi e tridimensionais (XIE; BATTAGLIA; PANNALA, 2008). Bons resultados estão reportados na literatura para simulações bidimensionais de LFCs (SUN; GIDASPOW, 1999; BENYAHIA et al., 2000, BENYAHIA; ARASTOPOUR; KNOWLTON, 2002). Como simulações em duas dimensões exigem um tempo computacional bastante inferior em comparação às simulações em três dimensões, optou-se por esse modelo, sem grande prejuízo dos resultados numéricos (CHALERMSINSUWAN; PIUMSOMBOON; GIDASPOW, 2009).

A Fig. 3.2 exibe a geometria construída na modelagem numérica, limitando-se a reconstruir no modelo numérico apenas a parte da coluna ascendente correspondente à região entre o distribuidor e o topo do LF experimental. Apenas uma adaptação geométrica significativa foi aplicada na entrada de sólido e na saída do leito. No modelo experimental tanto a entrada de sólido quanto a saída do leito ocorriam, cada uma, em apenas um ponto em uma das laterais. Na utilização de um modelo bidimensional que represente fielmente esse tipo de geometria, costumam-se apresentar resultados assimétricos para os perfis horizontais (CHALERMSINSUWAN; PIUMSOMBOON; GIDASPOW, 2009). Dessa forma, a entrada de sólido e a saída do leito foram inseridas em pontos laterais opostos e simétricos e a área dessas regiões foi preservada, tendo sido utilizada metade da área original para cada entrada e saída lateral no modelo.

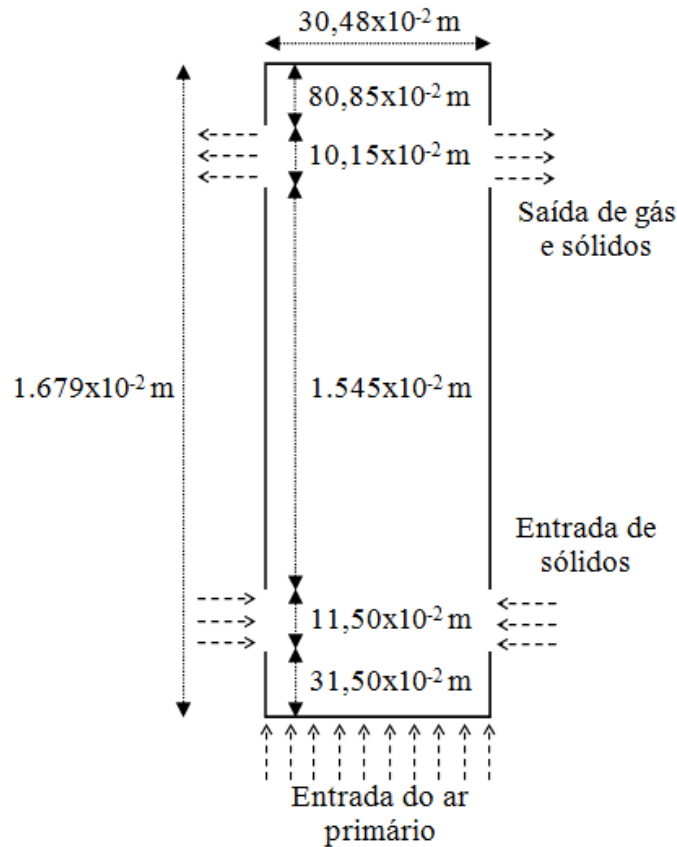


Figura 3.2 - Desenho esquemático simplificado do modelo geométrico para as escalas geométricas reduzidas implementadas no MFX (fora de escala).

3.1.3 Definição dos Parâmetros do Modelo Numérico

Para a simulação numérica do sistema experimental, um modelo para escoamento multifásico Euler-Granular foi implementado no software MFX, conforme detalhamento apresentado na subseção 2.4. As informações operacionais para o caso 4 do terceiro desafio foram inseridas no código e alguns parâmetros não informados nos dados experimentais foram calculados, como u_{gs} e u_{ss} .

As informações operacionais foram diretamente extraídas dos dados fornecidos para o terceiro desafio, sendo esses aproximados e inseridos na simulação conforme os dados exibidos na Tab. 3.2, sendo u_{ge} a velocidade vertical do gás no distribuidor, u_{gs} a velocidade horizontal do gás na entrada de sólidos, u_{ss} a velocidade horizontal dos sólidos na respectiva entrada, P_g a pressão do gás nas entradas e saídas e T a temperatura do gás e dos sólidos nas entradas.

Tabela 3.2 - Variáveis e parâmetros utilizados na modelagem numérica do leito escalonado conforme o conjunto simplificado das leis de Glicksman.

Variável / Parâmetro	Valor
g	9,807 m/s ²
μ	1,8x10 ⁻⁵ kg/(m s)
M_g	28,5 g/mol
d_p	8,02x10 ⁻⁴ m
ρ_s	863,3 kg/m ³
ε_m	0,346
u_{ge}	7,58 m/s
u_{gs}	0,534 m/s
u_{ss}	0,3326 m/s
P_g	1,02x10 ⁵ Pa
T	296,15 K

Para a velocidade de mínima fluidização o valor experimental fornecido foi de $0,13 \pm 0,01$ m/s. Porém, para evitar imprecisões entre o leito real e o escalonado devido à necessidade da utilização de correlações empíricas no processo de escalonamento, a velocidade de mínima fluidização para o leito real foi considerada pelo valor fornecido a partir da Eq. 2.17, a saber, 0,149 m/s. Adicionalmente, as partículas foram consideradas esféricas, sendo uma boa aproximação da esfericidade experimental, 0,95. A distribuição experimental de tamanhos de partículas também foi desprezada, tendo sido consideradas todas as partículas com diâmetro d_p .

Foi estabelecida uma condição de contorno de vazão de entrada de gás uniforme com pressão e temperatura prescritas no distribuidor. Nas entradas de sólidos uma condição constante de vazão de entrada de gás e sólidos, também com pressão e temperatura prescritas foi assumida. Adicionalmente, foi considerado que os sólidos na entrada possuíam uma fração volumétrica de gás de 0,41. Em todas as paredes foi assumida uma condição de contorno de não deslizamento para o gás e deslizamento parcial para os sólidos, conforme o modelo de Johnson e Jackson (1987) descrito na subseção 2.4.8.

Com base em modelagens prévias de LFCs (SUN; GIDASPOW, 1999; BENYAHIA, 2000; BENYAHIA; ARASTOPOUR; KNOWLTON, 2002; CHALERMSINSUWAN; PIUMSOMBOON; GIDASPOW, 2009; LI; DIETIKER; SHAHNAM, 2012) e estimativas, os parâmetros definidos na Tab. 3.3 foram assumidos. A partir dos resultados apresentados por

Cabezas-Gómez, Silva e Milioli (2006), Guenter e Syamlal (2001) e Li (2010) optou-se pela utilização do esquema de segunda ordem Superbee para discretização dos termos convectivos-difusivos.

Tabela 3.3 - Parâmetros da modelagem numérica para o leito escalonado em conformidade com o conjunto simplificado das leis de Glicksman.

Parâmetro	Valor
e	0,8
e_w	0,7
ϕ	0,001
ϕ_α	30°
TOL_RESID	1×10^{-3}
SPX_DT	0,01 s

Na Tab. 3.3, TOL_RESID é a máxima tolerância residual para convergência e SPX_DT é o intervalo de tempo em que os dados para fração volumétrica de gás, pressão do gás, velocidade dos sólidos e do gás são armazenados.

3.1.4 Definição do Tempo de Simulação

As medidas experimentais oferecidas pelo terceiro PSRI foram obtidas a partir de uma média temporal ao longo de cinco minutos após o estabelecimento de uma condição estatisticamente estacionária, a partir do qual o valor médio temporal sobre um determinado intervalo de tempo para a variável em análise apresenta pouca variação ao longo de uma escala maior de tempo.

Neste estudo, o leito foi considerado vazio no início de todas as simulações e a evolução temporal da massa total de sólidos na unidade foi analisada. A massa total de sólidos foi obtida a partir do valor instantâneo médio da fração volumétrica de gás, utilizando a seguinte expressão

$$W = \bar{\varepsilon}_s \rho_s V \quad (3.1)$$

onde W é a massa total de sólidos no leito, $\bar{\varepsilon}_s$ a fração volumétrica de sólidos média considerada sobre todos os volumes de controle e V o volume total do leito. Conforme pode ser observado na Fig. 3.3, para as três malhas avaliadas (ver Tab. 3.4), um estado estatisticamente estacionário é obtido a partir de 40 s.

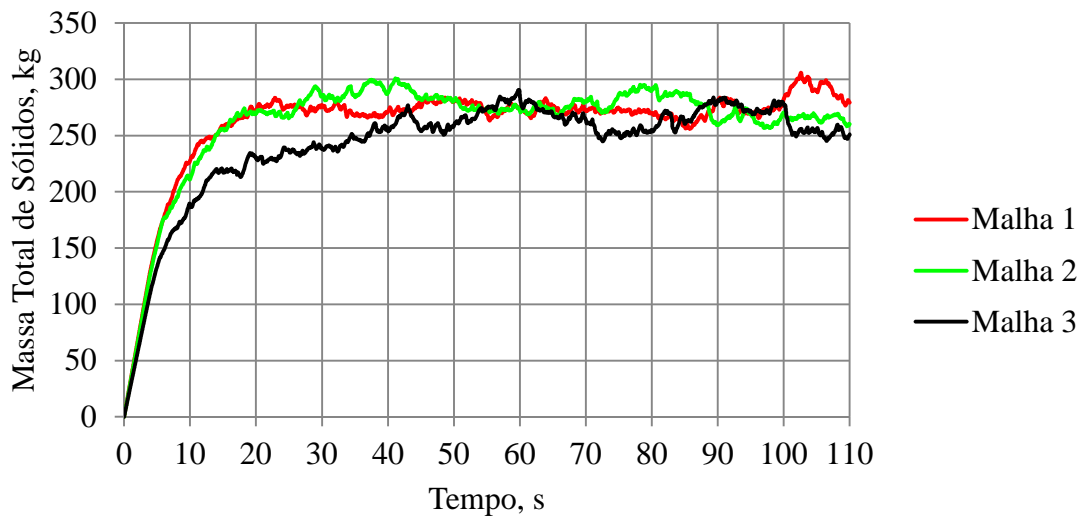


Figura 3.3 - Evolução temporal da massa total de sólido no leito prevista pela simulação para as três malhas.

Com o intuito de obter a convergência dos resultados em função da duração da média temporal utilizada, foi analisada, com os resultados para Malha 1, a distribuição horizontal da velocidade vertical dos sólidos na altura de 8,88 m no leito em três intervalos amostrais distintos, 30 s, 50 s e 70 s até o tempo máximo da simulação. Conforme pode ser observado qualitativamente na Fig. 3.4, a menor amostra temporal, 30 s, apresentou uma menor semelhança em relação às amostras de maior tempo, indicando que o resultado obtido com a média de 70 s tende a estar suficientemente próximo de um valor médio que seria obtido em amostras temporais maiores. Quantitativamente, o ERM entre as amostras de 50 s e 30 s foi de 37%, enquanto o ERM entre as amostras de 70 s e 50 s foi de 7%, confirmando o resultado da análise qualitativa. Sendo assim, a utilização da amostra temporal de 70 s não deve comprometer a precisão dos resultados da simulação em comparação com a amostra de 5 minutos utilizada para as medidas experimentais. Desta forma, todos os resultados que seguem neste trabalho, salvo menção em contrário, referem-se à média temporal obtida no intervalo de tempo compreendido entre 40 e 110 s de tempo real de fluidização.

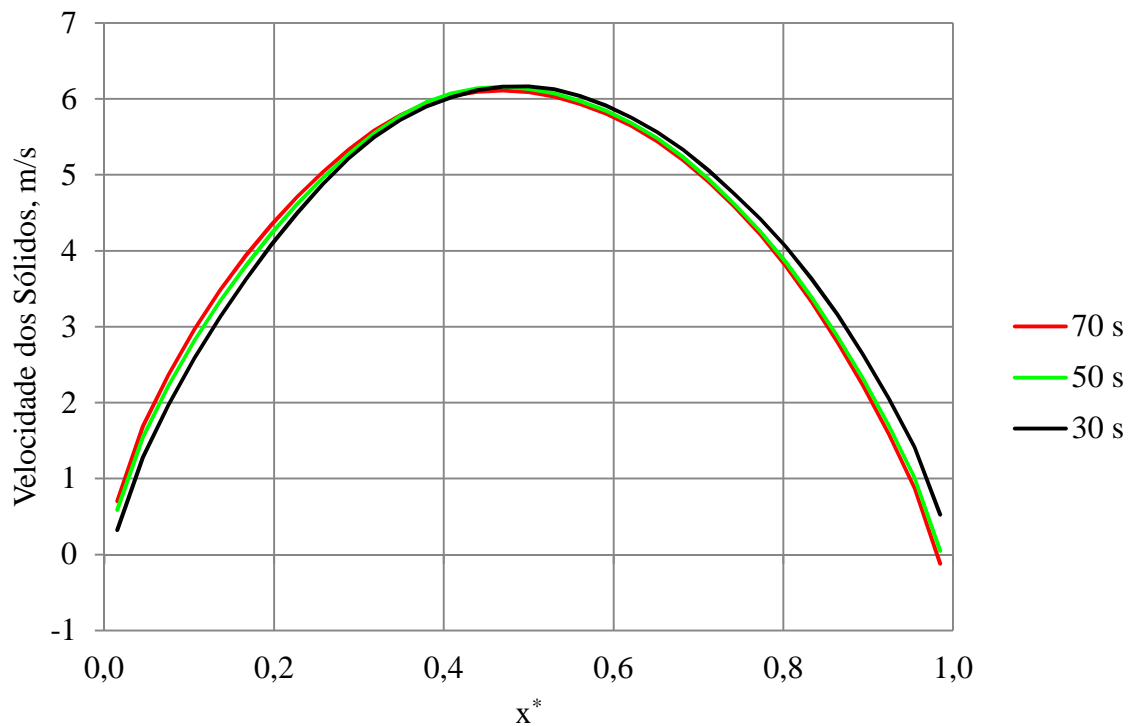


Figura 3.4 - Comparação dos perfis horizontais da velocidade vertical dos sólidos na altura de 8,88 m do leito em três intervalos amostrais de tempo.

3.1.5 Independência de Malha

Andrews IV, Loezos e Sundaresan (2005) sugerem que uma malha cujas dimensões dos volumes de controle não excedam dez vezes o diâmetro da partícula é necessária para obter uma adequada independência de malha em simulações de sistemas multifásicos gás-sólido. Porém, na maioria dos casos de interesse, tal resolução de malha exigiria um alto custo computacional.

Dessa forma, foi efetuado um estudo estatístico para avaliar os erros devidos à utilização de malhas discretas. Simulações numéricas foram executadas sobre três malhas de diferentes tamanhos e sempre que foi necessário efetuar correspondência de valores em pontos diferentes a interpolação linear entre pontos adjacentes foi utilizada. A Tab. 3.4 detalha os parâmetros utilizados, onde Δx é o comprimento do volume de controle, Δy a altura do volume de controle, NVC_x a quantidade de volumes de controle na direção x , NVC_y a quantidade de volumes de controle na direção y , NVC_t o número total de volumes de controle e r o fator de refinamento, conforme definido por Celik et al. (2008). Em cada refinamento de malha o número de volumes de controle foi multiplicado por um fator de refinamento de

aproximadamente 1,3 em cada direção. O número máximo de volumes de controle foi determinado em função das limitações dos recursos computacionais.

Tabela 3.4 - Detalhamento dos parâmetros construtivos das malhas utilizadas.

Nome da Malha	Δx (m)	Δy (m)	NVCx	NVCy	NVCt	r
Malha 3	$1,6 \times 10^{-2}$	$4,17 \times 10^{-2}$	19	403	7657	
Malha 2	$1,22 \times 10^{-2}$	$3,20 \times 10^{-2}$	25	525	13125	$\approx 1,31$
Malha 1	$0,92 \times 10^{-2}$	$2,46 \times 10^{-2}$	33	683	22539	

A variável utilizada para a análise de convergência de malha escolhida foi a velocidade de sólidos, ao longo de seu perfil horizontal na altura de 8,88 m, por possuir dados experimentais para comparação e a acuracidade dessa informação ser de especial interesse, pois da configuração desses perfis horizontais dependem o desempenho de reatores (DETAMORE et al., 2001). A Fig. 3.5 mostra os resultados obtidos para essa variável nas três malhas. Qualitativamente, se pode observar que as duas malhas mais refinadas, Malhas 1 e 2, apresentam maior correlação entre si do que em relação ao resultado da malha de menor refino, Malha 3.

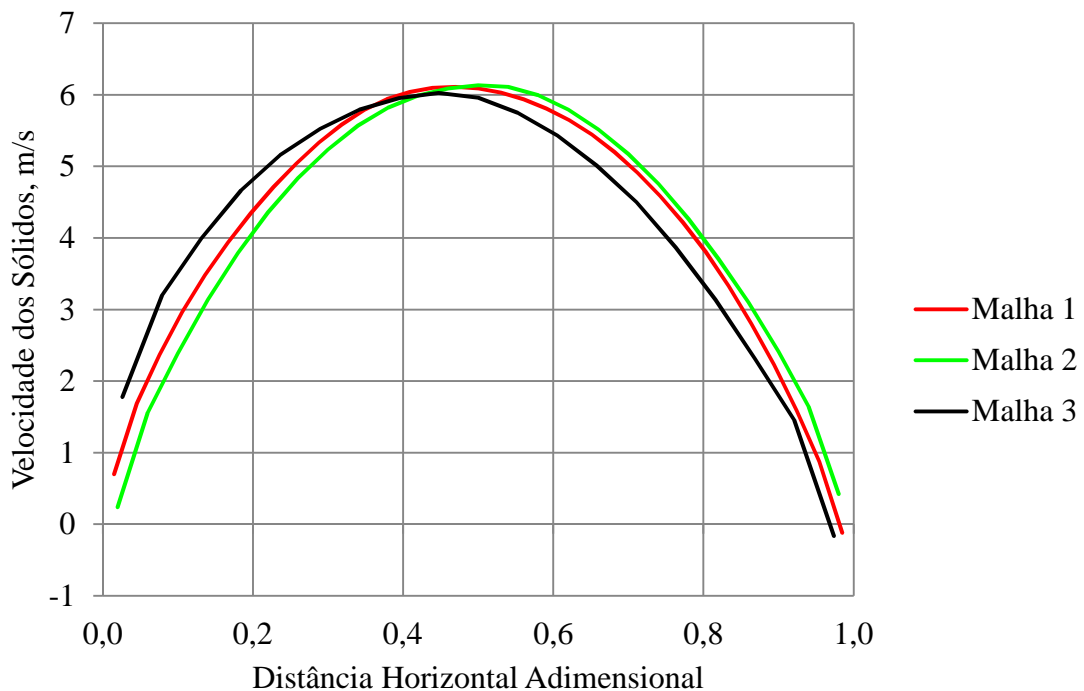


Figura 3.5 - Comparação entre os resultados para o perfil horizontal de velocidade vertical dos sólidos em uma altura de 8,88 m no leito para as três malhas analisadas.

A avaliação quantitativa da independência de malha foi efetuada através do método de convergência de malha detalhado por Celik et al. (2008), que consiste em uma adaptação do método de extrapolação de Richardson (RICHARDSON, 1910; RICHARDSON; GAUNT, 1927). Na Fig. 3.6 os resultados para a Malha 1 são apresentados juntamente com as barras de erro de discretização obtidas através do Índice de Convergência de Malha (ICM) aplicado na Malha 1 (ROACHE, 1998).

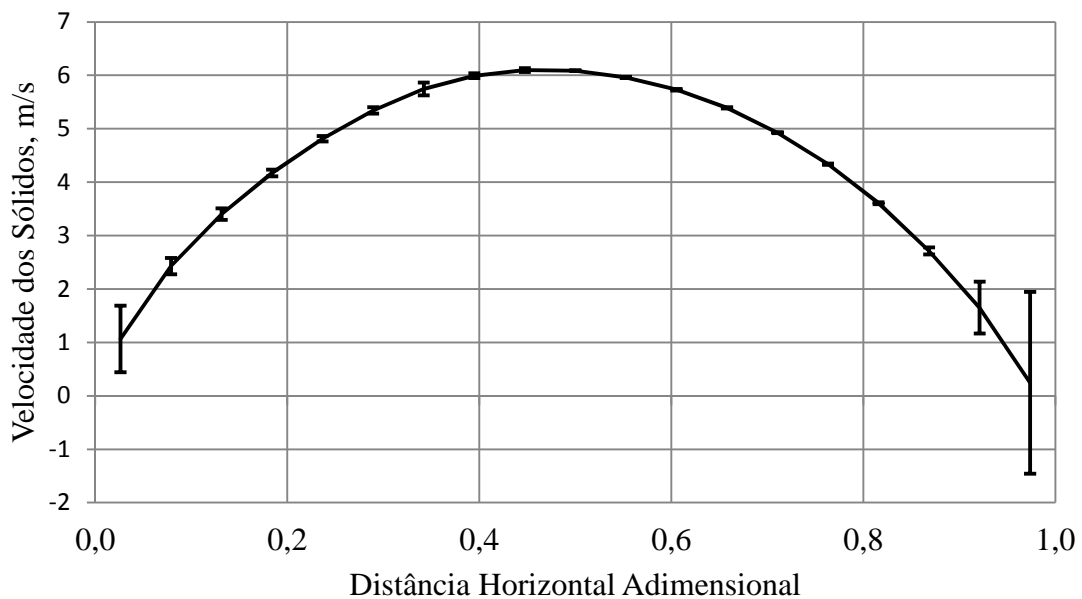


Figura 3.6 - Perfil horizontal da velocidade vertical dos sólidos para a malha mais refinada (Malha 1) com barras de erros de discretização pelo ICM obtido a partir das três malhas.

A ordem local de precisão p variou entre 0,8 e 5,5 com uma média global de 3,3. Convergência oscilatória foi verificada em 94,7% dos 19 pontos. O ICM variou entre 0,3% e 170,2% com uma média global de 18,9%. Os altos valores de ICM se localizam exclusivamente na região anular, onde há uma grande massa específica de sólidos e aglomerados de partículas descendentes.

3.1.6 Validação Experimental

Todos os perfis experimentais analisados a seguir dizem respeito aos resultados para o caso 4 do terceiro desafio NETL/PSRI (CHALLENGE, 2010).

3.1.6.1 Perfil Horizontal de Velocidade Vertical dos Sólidos

Na Fig. 3.7, o perfil horizontal da velocidade vertical dos sólidos foi avaliado na altura de 8,88 m acima do distribuidor. Os dados experimentais são exibidos através do perfil médio dos resultados experimentais (Média Exp.) e dos intervalos de confiança de 95% (IC Exp. = -95% e IC Exp. = +95%). Qualitativamente, se observa uma boa correspondência entre os resultados da simulação e os dados experimentais, especialmente para a região nas proximidades das paredes, até 30% da extensão horizontal medida a partir das paredes.

Na região central, os resultados numéricos subestimaram a velocidade dos sólidos, diferentemente, porém com menor proximidade dos dados experimentais que o presente trabalho, Li, Dietiker e Shahnam (2012) sobre-estimaram a velocidade para essa região em simulações dos casos 4 e 5.

A média horizontal do ERM foi avaliada entre a média dos dados experimentais e o resultado da simulação, assumindo um valor de 21% para todo o intervalo horizontal. Em relação ao intervalo de confiança experimental de 95% o ERM reduz para aproximadamente 4% em todo intervalo. Em todas as análises quantitativas em que há comparação entre resultados de pontos não coincidentes para a variável independente neste trabalho, uma interpolação linear foi estabelecida entre os pontos adjacentes. Li, Dietiker e Shahnam (2012), obtiveram para uma simulação do mesmo leito, em uma condição operacional semelhante (caso 5) na mesma altura, um ERM de aproximadamente 35% para o mesmo perfil.

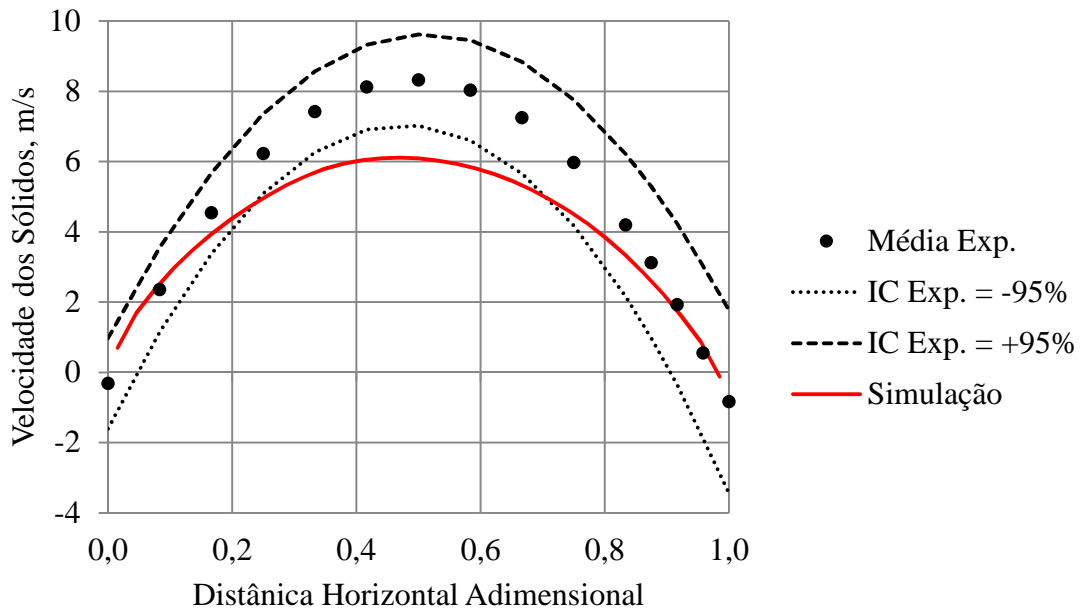


Figura 3.7 - Comparação entre os dados experimentais com intervalos de confiança de 95% e os dados obtidos na simulação para o perfil horizontal da velocidade vertical dos sólidos na altura de 8,88 m.

Dessa forma, observa-se que a modelagem numérica é capaz de reproduzir qualitativamente a distribuição horizontal da velocidade vertical dos sólidos na coluna ascendente do leito, conforme o perfil experimental. Quantitativamente, é capaz de, em atenção ao intervalo de confiança experimental estipulado, reproduzir com boa proximidade os valores numéricos.

3.1.6.2 Perfil Horizontal do Fluxo Mássico de Sólidos

Na Fig. 3.8, o perfil horizontal do fluxo mássico de sólidos foi avaliado na altura de 8,88 m acima do distribuidor. Qualitativamente, se observa uma boa correspondência após 20% da distância horizontal a partir da origem na coluna ascendente. Apesar desse desvio observado nas imediações da origem, o comportamento mesmo que numericamente discrepante, apresenta semelhança com a assimetria dos resultados experimentais.

A média horizontal do ERM foi avaliada entre a média dos dados experimentais e o resultado da simulação, assumindo um valor de 35% para todo o intervalo horizontal. Considerando o intervalo de confiança experimental de 95%, o ERM reduz para, aproximadamente, 10%. Li, Dietiker e Shahnam (2012), obtiveram para uma simulação do

mesmo leito, em uma condição operacional semelhante (caso 3), na mesma altura, um ERM de aproximadamente 240% para o mesmo perfil.

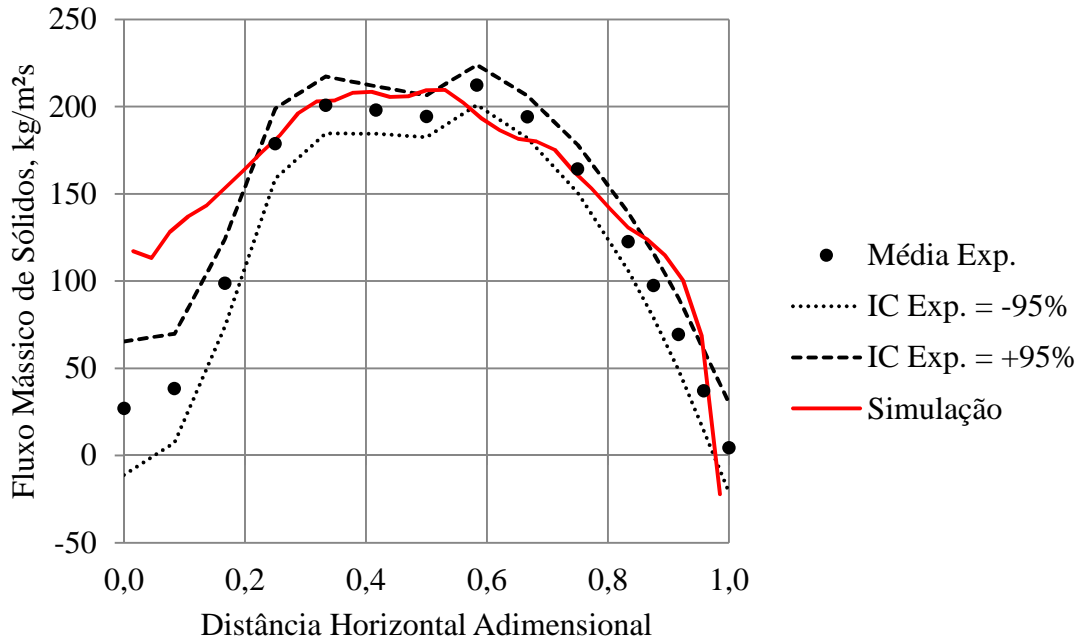


Figura 3.8 - Comparação entre os dados experimentais com intervalos de confiança de 95% e os dados obtidos na simulação para o perfil horizontal do fluxo mássico de sólidos na altura de 8,88 m.

Dessa forma, observa-se que a modelagem numérica foi capaz de reproduzir qualitativamente a distribuição horizontal do fluxo mássico de sólidos na coluna ascendente do leito, inclusive sua assimetria, conforme o perfil experimental. Quantitativamente, o modelo numérico foi capaz de, em atenção ao intervalo de confiança experimental estipulado, reproduzir com boa proximidade os valores numéricos.

3.1.6.3 Perfil Vertical de Perda de Carga

Na Fig. 3.9, o perfil vertical de perda de carga foi avaliado ao longo da coluna ascendente. Qualitativamente, se observa uma boa correspondência até a elevação de 12 m a partir da qual o perfil característico em “C” não se consolida, sendo que, tanto para a região entre o distribuidor até cerca de 4 m e a região acima de 12 m, os resultados numéricos subestimam a perda de carga verificada experimentalmente. O resultado observado na simulação caracteriza a previsão de uma menor massa específica de sólidos para essas regiões do leito, devido provavelmente ao pequeno coeficiente especular utilizado na simulação.

A média vertical do ERM foi avaliada entre a média dos dados experimentais e o resultado da simulação, assumindo um valor de 43% para todo o intervalo vertical. Em relação ao intervalo de confiança experimental de 95%, o ERM reduz para aproximadamente 8%.

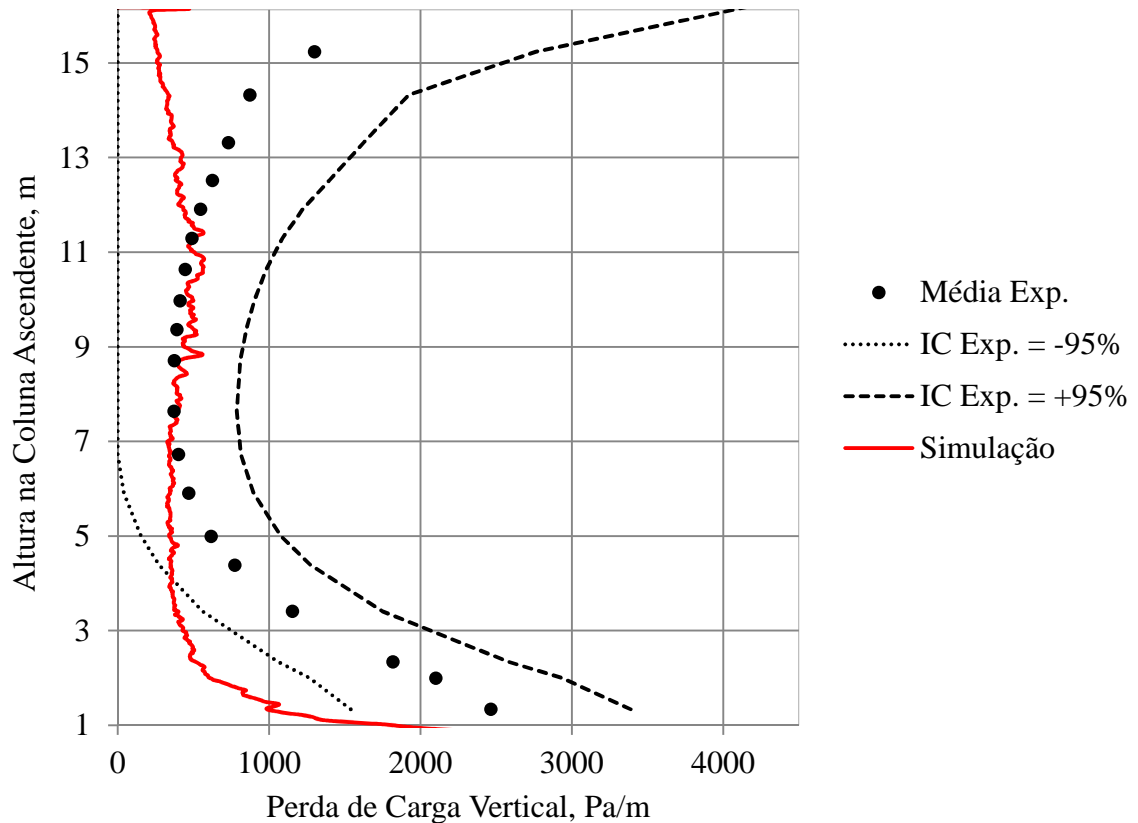


Figura 3.9 - Comparação entre os dados experimentais com intervalos de confiança de 95% e os dados obtidos na simulação para o perfil vertical da perda de carga no leito.

Observa-se que, considerando o intervalo de confiança dos dados experimentais, a simulação foi capaz de, quantitativamente, reproduzir com precisão razoável a perda de carga vertical no leito. Supõe-se que um melhor perfil poderia ser obtido para as extremidades do leito com o aumento do coeficiente especular, conforme proposto por Li, Dietiker e Shahnam (2012), que obtiverem para uma simulação deste LFC, utilizando condições de contorno de escorregamento livre para o caso 4, um ERM de aproximadamente 25% para o mesmo perfil.

3.1.6.4 Perfil Espectral de Flutuação da Perda de Carga no Domínio das Frequências

Na Fig. 3.10, o perfil de flutuação de perda de carga foi avaliado a partir de duas elevações na coluna ascendente, em um volume de controle imediatamente após a fronteira, nas elevações de 5,065 m e 5,675 m. A taxa amostral utilizada para as medições experimentais e para a simulação foi de 12.500 Hz. Os dados experimentais foram coletados durante um período de 30 s e os dados da simulação nos últimos 41,9 s, de forma ao número de dados ser equivalente a uma potência de 2. Para análise do perfil da simulação, os dados da evolução transiente da perda de carga foram transferidos para o domínio das frequências pela aplicação, utilizando o software Matlab, da Transformada Rápida de Fourier (FFT) e compilados em valores médios em intervalos de frequência conforme os dados experimentais disponíveis. Qualitativamente, se observa uma boa correspondência entre os perfis experimental e numérico, os resultados numéricos em geral superestimam a perda de carga verificada experimentalmente.

A média do ERM foi avaliada entre a média dos dados experimentais e o resultado da simulação, assumindo um valor de 37,5% para todo o intervalo de frequência analisado. Em relação ao intervalo de confiança experimental de 95%, o ERM reduz para aproximadamente 27,9%.

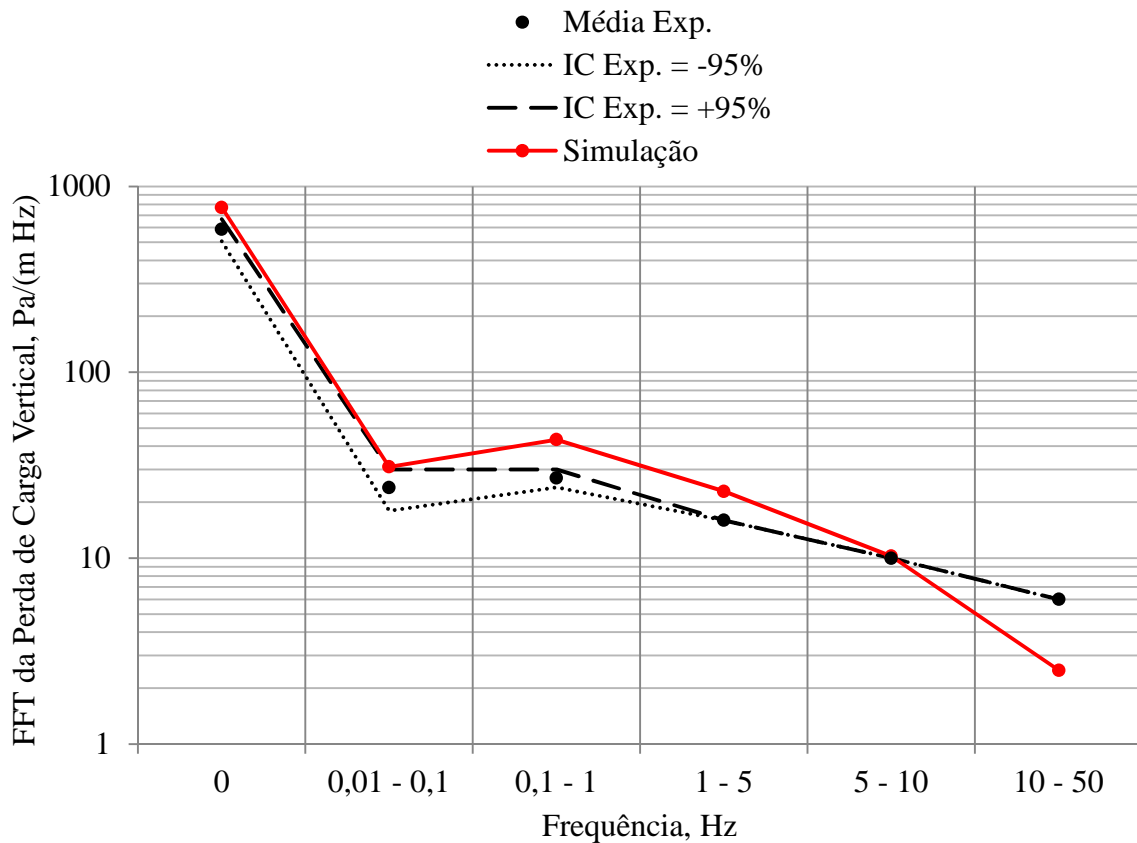


Figura 3.10 - Comparação entre os dados experimentais com intervalos de confiança de 95% e os dados obtidos na simulação para o perfil espectral da flutuação de pressão.

3.1.7 Outras Considerações

3.1.7.1 Distribuição Horizontal de Massa Específica de Sólidos

Conforme esperado para um regime núcleo anular em um LFC, foi observado o perfil horizontal de massa específica de sólidos mostrado na Fig. 3.11, onde se pode verificar claramente a região central de transporte em fase diluída e a região anular de fase densa. A espessura relativa da camada anular também se encontra em semelhança aos resultados encontrados por Hartge et al. (2009).

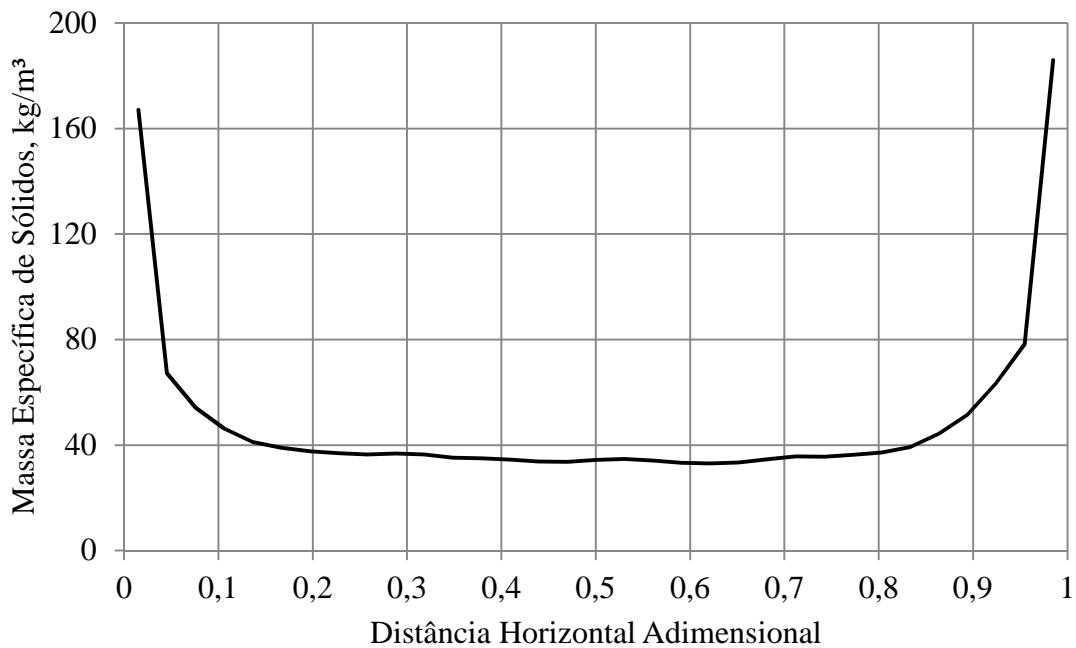


Figura 3.11 - Perfil horizontal de massa específica de sólidos fornecido pela simulação na altura de 8,88 m.

3.1.7.2 Distribuição Vertical de Fração Volumétrica de Gás

O perfil vertical da fração volumétrica de gás no leito assumiu uma distribuição semelhante à prevista pelo modelo de Yang (1999), porém apresentando um mínimo na altura de, aproximadamente, 10 até 12 m (Fig. 3.12). Esse comportamento observado, apesar de não ser previsto pelo modelo, não é um comportamento completamente inesperado. Em algumas configurações operacionais de um LFC Thober (1995) observou tais perfis, especialmente em pequenos valores de velocidade superficial do gás ou grandes valores de fluxo mássico de sólidos. Tal comportamento também foi verificado por Kim et al. (2004).

Podem-se identificar na Fig. 3.12 cinco regiões na coluna ascendente. A primeira, região A, está compreendida entre o distribuidor e a alimentação de sólido, com um aumento praticamente linear da concentração média de sólidos, provavelmente devido à descida de aglomerados de partículas abaixo da entrada de sólidos, em direção ao distribuidor. A segunda região, B, está localizada entre a alimentação de sólidos até uma altura de aproximadamente 4 m, caracterizada inicialmente pela aceleração dos sólidos até o estabelecimento de um escoamento plenamente desenvolvido. A terceira região, C, a partir do estabelecimento de um escoamento plenamente desenvolvido até a saída de sólidos, é caracterizada por pouca variação na concentração de sólidos. Há ainda uma quarta região, intermediária (D). Uma

quinta região ainda pode ser identificada entre a saída de sólidos e o limite superior da coluna ascendente, caracterizada pela alta concentração de sólidos, a saber, a região de intensa formação dos aglomerados de partículas.

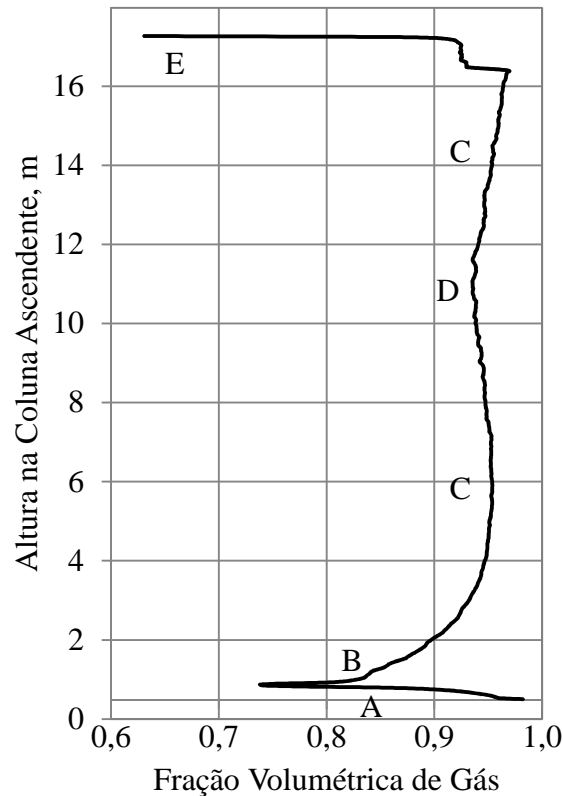


Figura 3.12 - Perfil vertical da média horizontal da fração volumétrica de gás fornecido pela simulação: (A) região de descida de aglomerados de partículas, (B) região de aceleração dos sólidos, (C) região de escoamento plenamente desenvolvido (D) região intermediária com leve diminuição da fração volumétrica de gás, (E) região de formação dos aglomerados de sólidos.

3.1.7.3 Distribuição Horizontal do Fluxo Mássico de Sólidos em Pequena Altura

Em pequenas elevações verticais, nos resultados numéricos do leito, foi possível prever a existência de uma distribuição horizontal bimodal para o fluxo mássico de sólidos, sendo esse um perfil já verificado em simulações bidimensionais de LFCs por Benyahia, Arastoopour e Knowlton (2002), Chalermssinsuwan, Piumsomboon e Gidaspow (2009) e experimentalmente por Zhu e Zhu (2008). No presente trabalho, provavelmente, esse perfil deve ser majoritariamente causado pela posição simétrica das entradas de sólidos. A Fig. 3.13 exibe o perfil horizontal do fluxo mássico de sólidos em uma elevação de 0,96 m a partir da entrada do ar primário.

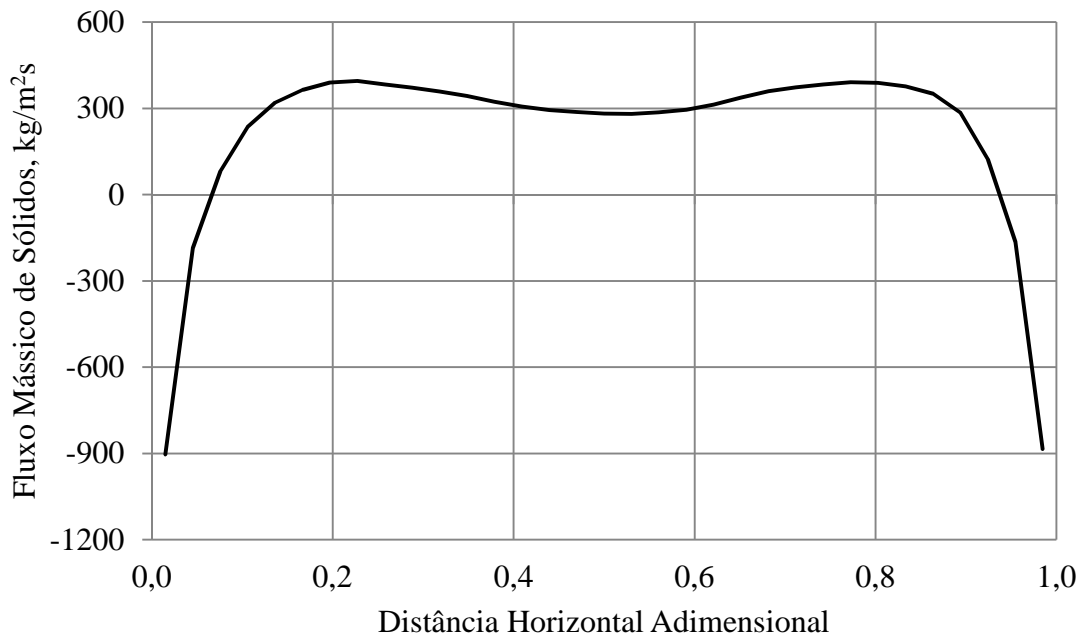


Figura 3.13 - Perfil horizontal de fluxo mássico de sólidos fornecido pela simulação na altura de 0,96 m.

3.1.7.4 Perfil Global da Velocidade de Sólidos

A Fig. 3.14 mostra um corte vertical de aproximadamente 60 cm, em três elevações no leito, os resultados obtidos na simulação para o perfil de velocidade vertical e a direção de movimentação dos sólidos. Na região próxima à entrada de sólidos, é possível observar o escoamento descendente de sólidos nas proximidades das paredes e a região de aceleração a partir da entrada de sólidos. Na elevação de 6 m, verifica-se imediatamente após as paredes uma região de fluxo descendente de sólidos, seguida por regiões de pequenas velocidades ascendentes até a região central com a máxima velocidade ascendente. No limite superior da coluna ascendente, uma região de fluxo descendente de maior espessura pode ser observada, caracterizando a região de formação dos aglomerados de partículas descendentes. Esses resultados estão de acordo com o comportamento esperado para um LFC operando em regime núcleo anular, conforme Yang (1999), Kunii e Levenspiel (1996) e Rao, Narsaiah e Reddyb (2011)

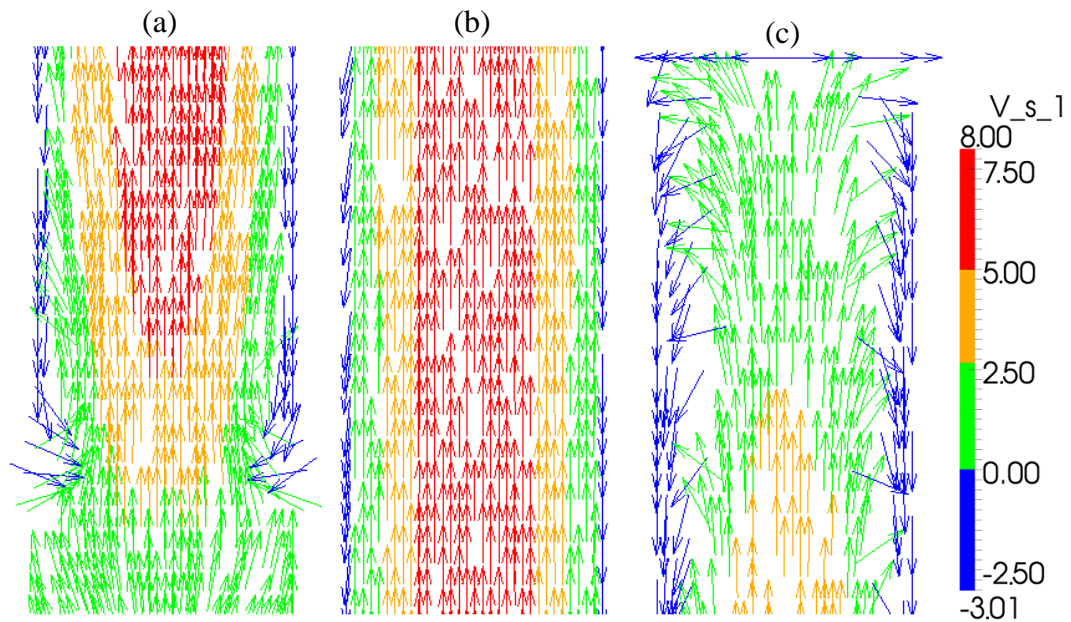


Figura 3.14 - Caracterização da direção da velocidade dos sólidos pelo ângulo das setas e velocidade vertical pelas cores (m/s), em três regiões da coluna ascendente. Próximo da entrada de sólidos (a), 6 m acima do distribuidor (b) e na região superior (c).

3.1.7.5 Caracterização Global da Distribuição de Fração Volumétrica de Gás

A Fig. 3.15 mostra o gráfico de cores representando a fração volumétrica de gás entre 0,90 e 0,97 no leito. Na imagem, a direção vertical foi reduzida em um fator de cinco em relação à horizontal, para facilitar a visualização. Pode-se observar, qualitativamente, a região com maior fração volumétrica de sólidos na base, diminuindo em direção ao topo da coluna ascendente. Adicionalmente, se verifica a distribuição núcleo anular bem definida, com uma maior fração volumétrica de sólidos nas imediações das paredes laterais diminuindo rapidamente em direção ao centro. Também se pode observar a região superior com uma grande massa específica de sólidos, sendo essa a região de formação dos aglomerados de partículas. Tais resultados se encontram em acordo qualitativo com os reportados por Hartge et al. (2009), Li, Dietiker e Shahnam (2012) e Chen (2013), utilizando diferentes modelos de CFD.

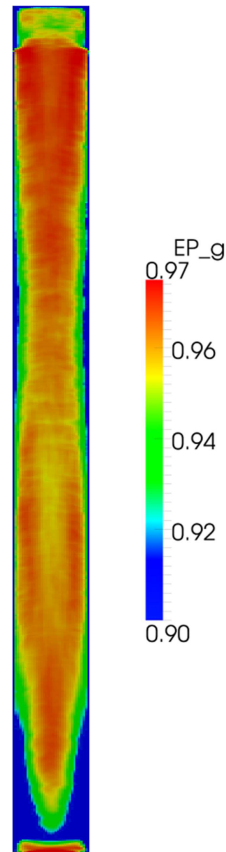


Figura 3.15 - Gráfico de cores representando a distribuição da fração volumétrica de gás no leito (direção vertical em escala 1:5 em relação à horizontal).

3.2 MODELOS COMPUTACIONAIS EM ESCALA REDUZIDA

O modelo em escala reduzida para a simulação computacional foi construído em uma escala geométrica de 1:4, onde todas as medidas espaciais do leito em escala 1:1, inclusive as entradas e saídas, foram reduzidas por um fator de quatro. Adicionalmente, todos os ângulos foram preservados de forma a atender completamente a similaridade geométrica, conforme a Fig. 3.16. Com essa restrição de dimensionamento do leito, foi atendido o parâmetro DL e os demais parâmetros operacionais foram derivados a partir da correspondência integral com os parâmetros adimensionais do conjunto simplificado das leis de escalonamento de Glicksman, conforme a Eq. 2.101.

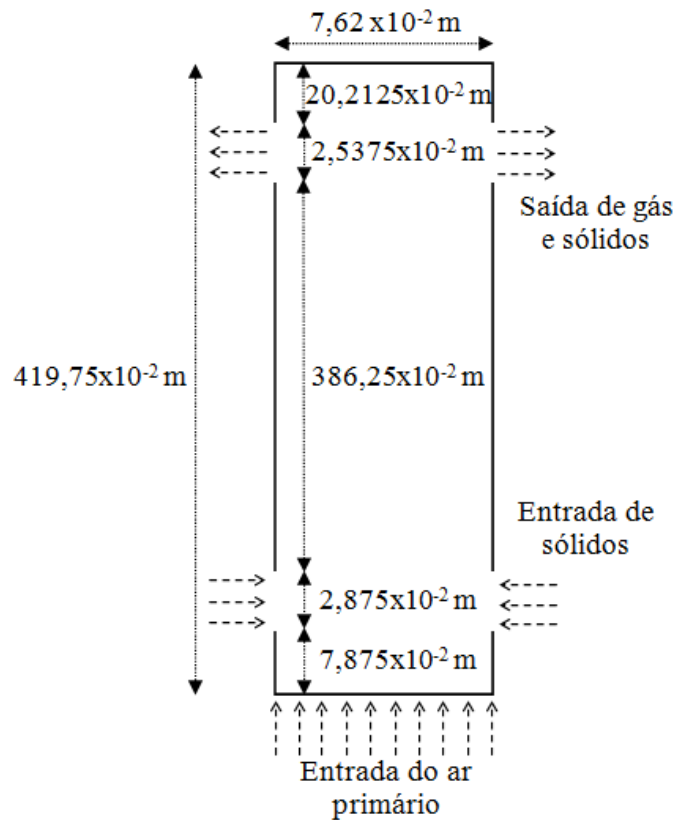


Figura 3.16 - Desenho esquemático simplificado do modelo geométrico para a escala reduzida implementada no MFIX (fora de escala).

Como no modelo numérico para a escala real as partículas foram consideradas com apenas um diâmetro, ou seja, não há um perfil de distribuição de tamanhos de partículas, o parâmetro de DTP pode ser desprezado. Para a esfericidade foi tomado

$$\varphi_{\text{real}} = \varphi_{\text{escala}} \quad (3.2)$$

De forma a atender o segundo parâmetro da Eq. 2.101, a massa específica do sólido foi mantida constante e, em atenção ao modelo numérico implementado para o gás, a massa molar foi mantida invariante. Dadas as pequenas variações de pressão envolvidas, esse procedimento permite obter uma boa correspondência para as massas específicas do gás entre as escalas. Sendo assim, a equivalência

$$\left. \frac{\rho_s}{\rho_g} \right|_{\text{real}} = \left. \frac{\rho_s}{\rho_g} \right|_{\text{escala}} \quad (3.3)$$

é atendida.

Mantendo invariante a aceleração gravitacional, com a alteração da escala geométrica do leito, para a manutenção do primeiro parâmetro adimensional da Eq. 2.101 é necessário alterar a velocidade superficial do gás. Ou seja, para manter

$$\left. \frac{u_0^2}{gD} \right|_{\text{real}} = \left. \frac{u_0^2}{gD} \right|_{\text{escala}} \quad (3.4)$$

invariante entre as escalas, é necessário tomar

$$u_0|_{\text{escala}} = \frac{u_0|_{\text{real}}}{2} \quad (3.5)$$

Com a alteração da velocidade superficial do gás, para obter a correspondência do terceiro parâmetro adimensional da Eq. 2.101 entre as escalas, faz-se necessário alterar a velocidade de mínima fluidização. Ou seja, para manter

$$\left. \frac{u_0}{u_{mf}} \right|_{\text{real}} = \left. \frac{u_0}{u_{mf}} \right|_{\text{escala}} \quad (3.6)$$

idêntico nas escalas, é necessário fazer

$$u_{mf}|_{\text{escala}} = \frac{u_{mf}|_{\text{real}}}{2} \quad (3.7)$$

A alteração da velocidade de mínima fluidização para o leito em escala reduzida, tomando a correlação da Eq. 2.17 como base, poderia ser obtida a partir da modificação dos parâmetros aceleração gravitacional, massa específica do sólido ou do gás, viscosidade do gás ou diâmetro da partícula para o leito reduzido. Porém, a aceleração gravitacional já foi tomada constante na Eq. 3.4 e o mesmo para as massas específicas do gás e do sólido na Eq. 3.3. Ainda poderia ser obtida essa condição aumentando a viscosidade do gás em mais de duas vezes, porém isso exigiria modelar essa fase com uma propriedade exótica, a saber: ar com uma viscosidade maior que o dobro do valor real. Sendo assim, o parâmetro escolhido foi o diâmetro da partícula. Dessa forma, a partir da Eq. 2.17, o diâmetro da partícula para a escala reduzida foi obtido da Eq. 3.8:

$$u_{mf}|_{\text{escala}} = \frac{\left[(\rho_s - \rho_g) g \right]^{0,934} (d_p|_{\text{escala}})^{1,8}}{1111 \mu^{0,87} \rho_g^{0,06}} \quad (3.8)$$

Por fim, de forma a atender ao quarto parâmetro adimensional da Eq. 2.101, a condição definida pela Eq. 3.9 deve ser atendida entre as escalas:

$$\left. \frac{G_s}{\rho_s u_0} \right|_{\text{real}} = \left. \frac{G_s}{\rho_s u_0} \right|_{\text{escala}} \quad (3.9)$$

ou seja,

$$G_s|_{\text{escala}} = \frac{G_s|_{\text{real}}}{2} \quad (3.10)$$

Como também há uma vazão de ar entrando no leito pelas entradas de sólidos, o valor para a velocidade desse ar foi escalonado na mesma proporção das velocidades, ou seja, pelo

fator de 1/2. A Tab. 3.5 apresenta os valores aproximados para os parâmetros adimensionais. Adicionalmente, as variáveis adimensionais independentes definidas pela Eq. 2.68, Eq. 2.75 e Eq. 2.76 também devem ser observadas.

Tabela 3.5 - Valores aproximados para os parâmetros adimensionais utilizados.

Parâmetro	Valor
$\frac{u_0^2}{gD}$	19,2215
$\frac{\rho_s}{\rho_g}$	725,5
$\frac{u_0}{u_{mf}}$	50,87
$\frac{G_s}{\rho_s u_0}$	$2,589 \times 10^{-2}$
φ	1

Os procedimentos descritos anteriormente permitiram obter um leito em escala com completa correspondência ao conjunto simplificado das leis de escalonamento de Glicksman. Porém, devido ao modelo numérico implementado, as propriedades mecânicas que caracterizam a colisão de sólidos também devem ser invariantes, de forma a garantir a correspondência com as relações constitutivas da KTGF, além da resolução da malha utilizada. Esses parâmetros são os coeficientes de colisão partícula-partícula, partícula-parede e especular (DETAMORE et al., 2001). A Tab. 3.6 exibe o detalhamento dos parâmetros e variáveis utilizadas nos leitos, conforme a entrada de dados para a simulação, onde $t_{\text{máx}}$ é o tempo real máximo da simulação.

Tabela 3.6 - Parâmetros e variáveis da simulação numérica para os leitos real e escalonado em conformidade com o conjunto simplificado de Glicksman.

Variável / Parâmetro	Leito Real	Leito Escalonado
d_p	802×10^{-6} m	$545,7 \times 10^{-6}$ m
u_s	0,3326 m/s	0,1663 m/s
u_{gs}	0,5340 m/s	0,2670 m/s
u_{ge}	7,58 m/s	3,79 m/s
e_w	0,7	0,7
e	0,8	0,8
$NVCt$	22539	22539
$t_{\text{máx}}$	110 s	55 s

De forma a quantificar o ERM em função das variáveis operacionais do leito quando em não conformidade com as leis de escalonamento, os valores para o diâmetro da partícula, velocidade de entrada de gás no distribuidor e na entrada de sólidos e a velocidade de entrada das partículas serão individualmente alterados no leito escalonado. A Tab. 3.7 mostra os valores para os leitos escalonados com variáveis operacionais modificadas. De posse desses resultados, foi possível estimar a relevância dessas variáveis na determinação das condições operacionais do leito escalonado. Os valores alterados para mais e para menos do valor previsto pelo conjunto simplificado foram determinados pela respectiva adição e subtração de metade da diferença entre os valores desses parâmetros entre o leito em escala real e o leito escalonado pelo conjunto simplificado das leis de escalonamento de Glicksman.

Tabela 3.7 - Valores aproximados dos parâmetros operacionais para os leitos escalonados em não correspondência com o conjunto simplificado das leis de escalonamento de Glicksman

Nome do Leito	d_p	u_{ge}	u_{gs}	u_s
Leito 1	$673,85 \times 10^{-6}$ m	3,79 m/s	0,2670 m/s	0,1663 m/s
Leito 2	$417,55 \times 10^{-6}$ m	3,79 m/s	0,2670 m/s	0,1663 m/s
Leito 3	$545,7 \times 10^{-6}$ m	5,685 m/s	0,4005 m/s	0,1663 m/s
Leito 4	$545,7 \times 10^{-6}$ m	1,895 m/s	0,1335 m/s	0,1663 m/s
Leito 5	$545,7 \times 10^{-6}$ m	3,79 m/s	0,2670 m/s	0,24945 m/s
Leito 6	$545,7 \times 10^{-6}$ m	3,79 m/s	0,2670 m/s	0,08315 m/s

Além dos leitos mencionados na Tab. 3.7 foi construído um modelo numérico de um leito em correspondência com o conjunto completo das leis de escalonamento de Glicksman.

De forma a manter as medidas geométricas do leito escalonado e a velocidade superficial do gás iguais as do conjunto simplificado e simultaneamente atender os parâmetros número de Reynolds da partícula e razão entre diâmetro da partícula e diâmetro do leito, existentes no conjunto completo, o diâmetro da partícula foi reduzido por um fator de 4 e a viscosidade do gás reduzida por um fator de 8 em relação ao leito real. A Tab. 3.8 exhibe os valores dos parâmetros adimensionais utilizados.

Tabela 3.8 - Parâmetros adimensionais empregados para o escalonamento do leito conforme o conjunto completo das leis de escalonamento de Glicksman.

Parâmetro	Valor
$\frac{u_0^2}{gD}$	19,2215
$\frac{\rho_s}{\rho_g}$	725,5
$\frac{u_0 \rho_g d_p}{\mu}$	401,9
$\frac{d_p}{D}$	$2,6312 \times 10^{-3}$
$\frac{G_s}{\rho_s u_0}$	$2,589 \times 10^{-2}$
φ	1

4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

4.1 INDEPENDÊNCIA DE MALHA DO LEITO ESCALONADO

Para avaliação dos erros devido à utilização de malhas discretas para os leitos em escala reduzida foi efetuado um estudo estatístico de independência de malha. Simulações numéricas foram executadas sobre três malhas de diferentes tamanhos e sempre que foi necessário efetuar correspondência de valores em pontos diferentes a interpolação linear entre pontos adjacentes foi utilizada. A Tab. 4.1 detalha os parâmetros utilizados. Dada a necessidade de manutenção do número total de volumes de controle entre as simulações efetuadas na escala real e na escala reduzida (DETAMORE et al., 2001) e a redução em um quarto nas dimensões do leito, os volumes de controle tornaram-se quatro vezes menores para a escala reduzida.

Tabela 4.1 - Detalhamento dos parâmetros construtivos das malhas utilizadas para a escala reduzida.

Nome da Malha	Δx (m)	Δy (m)	<i>NVCx</i>	<i>NVCy</i>	<i>NVCt</i>	<i>r</i>
Malha 3	$0,40 \times 10^{-2}$	$1,04 \times 10^{-2}$	19	403	7657	
Malha 2	$0,30 \times 10^{-2}$	$0,80 \times 10^{-2}$	25	525	13125	$\approx 1,31$
Malha 1	$0,23 \times 10^{-2}$	$0,61 \times 10^{-2}$	33	683	22539	

A variável utilizada para a análise de convergência de malha escolhida foi a velocidade de sólidos, ao longo de seu perfil horizontal na altura de 2,09 m, ou seja, a região central ao longo da vertical. A Fig. 4.1 mostra os resultados obtidos para essa variável nas três malhas. Qualitativamente se pode observar que as duas malhas mais refinadas, Malhas 1 e 2, apresentam maior correlação entre si do que em relação ao resultado da malha de menor refino, Malha 3.

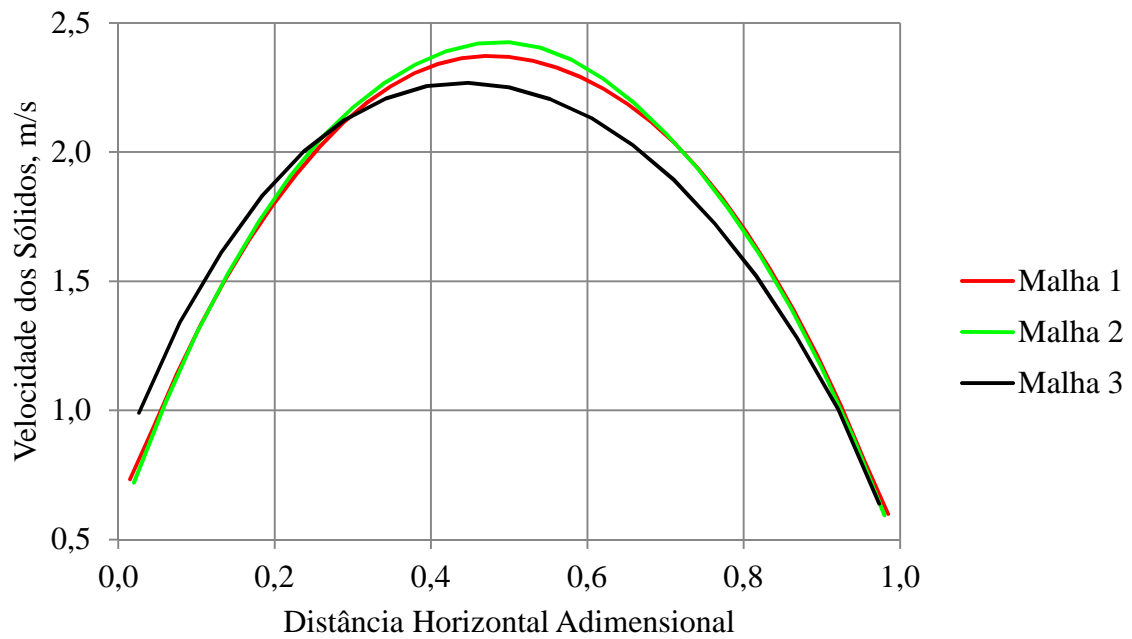


Figura 4.1 - Comparação entre os resultados para o perfil horizontal de velocidade vertical de sólidos em uma altura de 2,09 m no leito em escala reduzida para as três malhas analisadas.

A avaliação quantitativa da independência de malha foi efetuada através do método de convergência de malha (CELIK et al., 2008). Na Fig. 4.2 os resultados para a Malha 1 são apresentados juntamente com as barras de erro de discretização obtidas através do ICM aplicado na mesma malha (ROACHE, 1998).

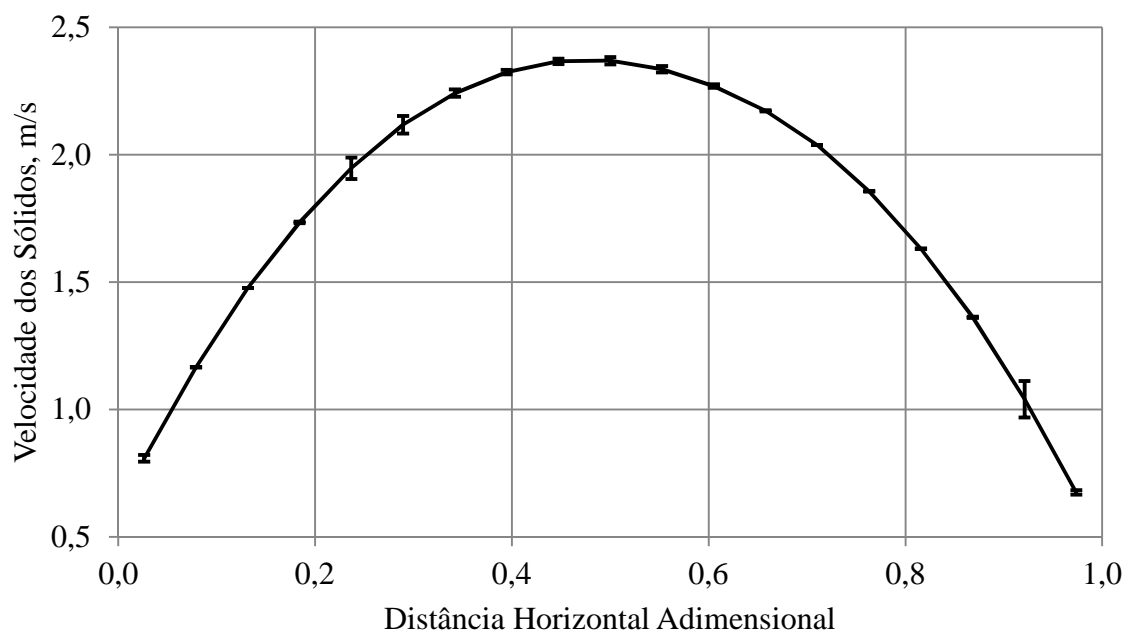


Figura 4.2 - Perfil horizontal da velocidade vertical de sólido para a malha mais refinada (Malha 1) com barras de erros de discretização pelo ICM.

A ordem local de precisão p variou entre 0,9 e 17,8 com uma média global de 6,6. Convergência oscilatória foi verificada em 42,1% dos 19 pontos. O ICM variou entre 0,0% e 7,1% com uma média global de 1,3%. Observou-se que, em relação aos resultados obtidos para a análise de convergência de malha na simulação do leito em escala real, houve uma redução do ICM em 55,5% e no percentual de pontos com convergência oscilatória de 93,1%. Essa redução é esperada, pois conforme mencionado anteriormente, houve uma diminuição em quatro vezes no tamanho dos volumes de controle em relação ao leito em escala real, enquanto o diâmetro da partícula reduziu para, aproximadamente, 40%. Dessa forma, pode-se considerar que nesse processo de escalonamento ocorreu um refino da malha, dado que a razão entre as dimensões dos volumes de controle e o tamanho da partícula também reduziram (ANDREWS IV; LOEZOS; SUNDARESAN, 2005).

4.2 ANÁLISE DO LEITO ESCALONADO PELO CONJUNTO SIMPLIFICADO

Nesta subseção serão comparados os perfis operacionais dos leitos em escala real (1-1), escalonado segundo o conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e leitos escalonados com parâmetros alterados, de forma a não atender completamente ao conjunto simplificado (Leitos numerados de 1 à 6, conforme Tab. 3.7). Todos os perfis horizontais foram tomados em uma elevação de 50% da altura total dos leitos e todas as variáveis foram adimensionalizadas.

4.2.1 Perfil Horizontal de Fração Volumétrica de Gás

Na Fig. 4.3 o perfil horizontal da fração volumétrica de gás foi avaliado entre o leito em escala real, o leito escalonado pelo conjunto simplificado e os Leitos 1 e 2 (variando o diâmetro da partícula). Qualitativamente, observa-se uma maior similaridade entre os resultados para o leito em escala real e o leito escalonado pelo conjunto simplificado do que em relação aos Leitos 1 e 2. Sendo que essa mesma análise também se aplica para os perfis expressos nas Fig. 4.4, em relação aos Leitos 3 e 4 (variando a velocidade superficial do gás) e Fig. 4.5 em relação aos Leitos 5 e 6 (variando o fluxo mássico de sólidos).

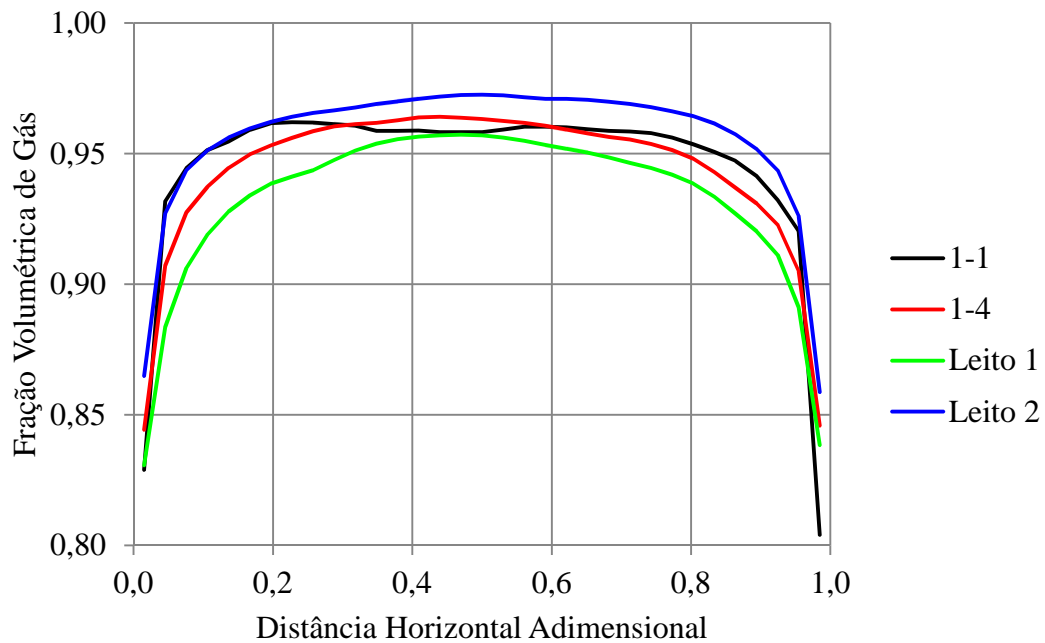


Figura 4.3 - Comparação do perfil horizontal da fração volumétrica de gás entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 1 e 2.

Observa-se claramente que a similaridade apresentou uma maior sensibilidade em relação a alteração do valor da velocidade superficial do gás do que em relação aos outros parâmetros. No caso do Leito 3, o perfil característico de um regime núcleo anular não é mais observado, devido ao considerável incremento na velocidade superficial do gás. O perfil observado sugere uma alteração de regime operacional para o regime de transporte pneumático de fase densa, caracterizado por uma maior homogeneidade da fração volumétrica de gás em todo o leito (KUNII; LEVENSPIEL, 1991).

Quanto aos resultados do Leito 4, operando com uma velocidade superficial do gás menor, 1,895 m/s, espera-se a alteração do regime operacional para turbulento. Tal afirmação confirma-se pela aplicação da Eq. 2.19 nas condições operacionais desse leito, pois essa correlação fornece uma velocidade de transporte de 2,25 m/s, ou seja, o Leito 4 está operando com uma velocidade superficial do gás um pouco inferior a velocidade mínima para estabelecimento do regime de fluidização rápida. Confirmando-se o regime de fluidização turbulenta para o caso.

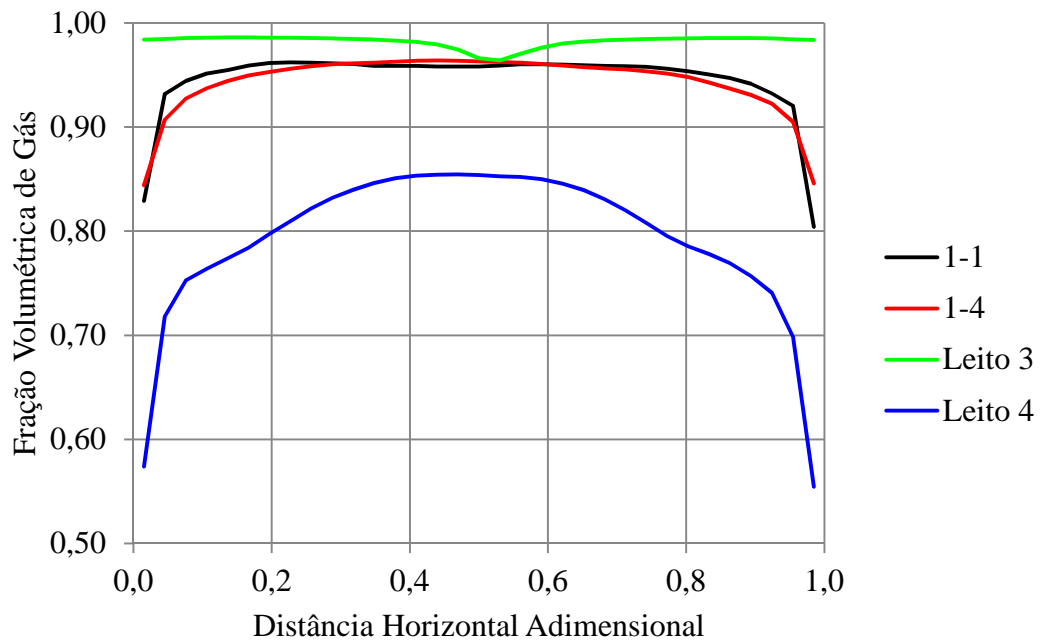


Figura 4.4 - Comparação do perfil horizontal da fração volumétrica de gás entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 3 e 4.

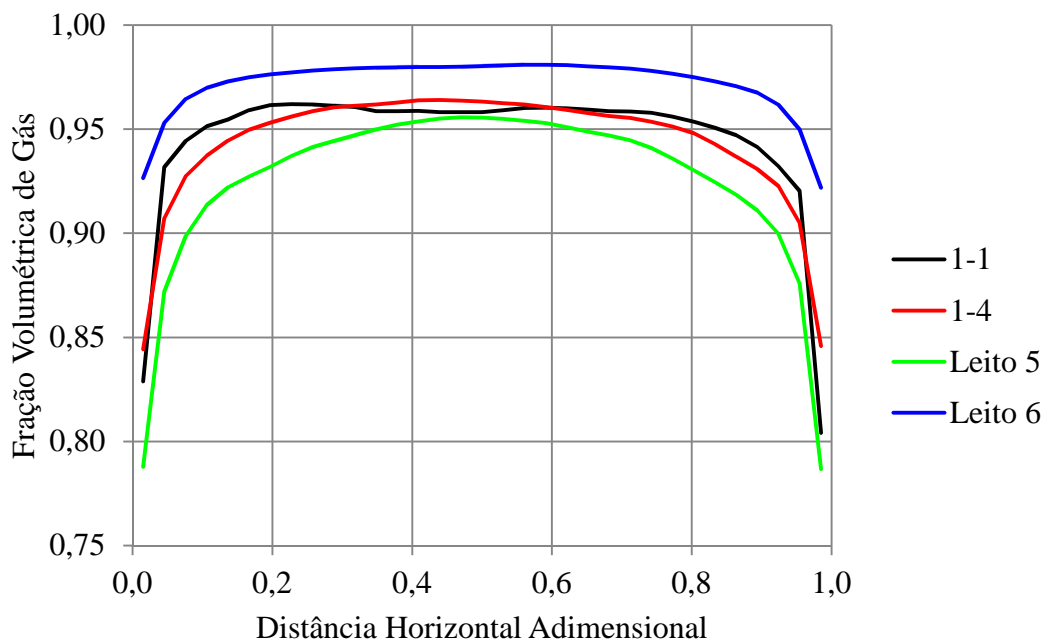


Figura 4.5 - Comparação do perfil horizontal da fração volumétrica de gás entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 5 e 6.

A Fig. 4.6 mostra o ERM obtido para cada perfil analisado em relação à média dos valores para a escala real. Confirmando-se, quantitativamente, uma forte dependência da

similaridade em relação à velocidade superficial do gás, manifestada no ERM superior evidenciado nos Leitos 3 e 4. Adicionalmente, percebe-se que qualquer alteração dos parâmetros efetuada de forma a não atender completamente ao conjunto simplificado, produz um incremento no ERM para o perfil analisado.

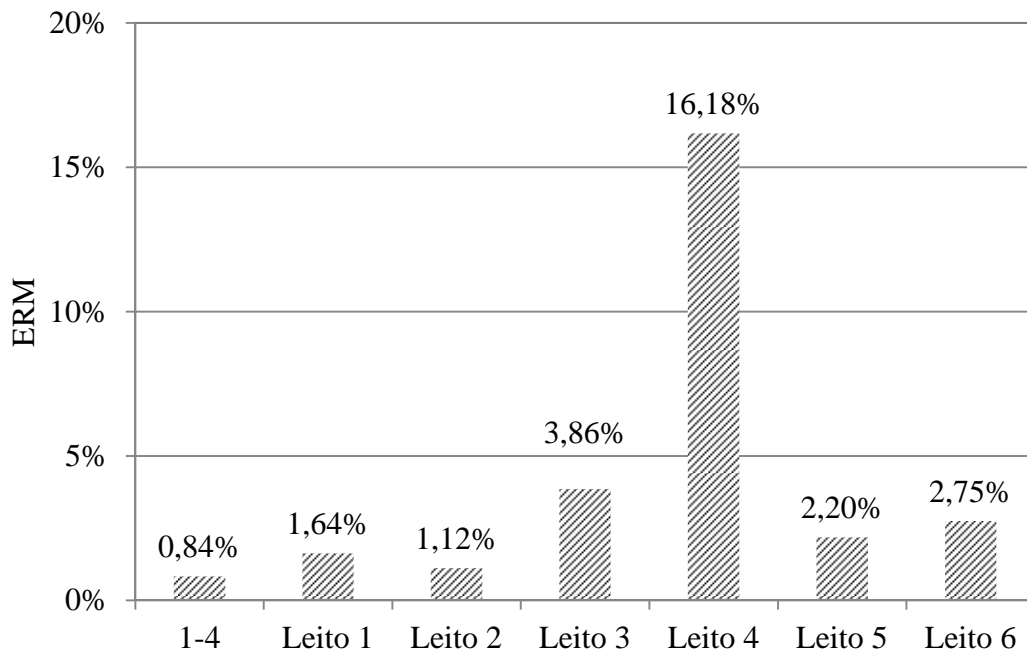


Figura 4.6 - Comparação quantitativa, através do ERM, em relação ao resultado do Leito 1-1, e os resultados obtidos pelos demais leitos analisados.

4.2.2 Perfil Horizontal da Velocidade Vertical Adimensional de Sólido

Na Fig. 4.7, o perfil horizontal da velocidade vertical de sólidos foi avaliado entre o leito em escala real, o leito escalonado pelo conjunto simplificado e os Leitos 1 e 2 (variando o diâmetro da partícula). Qualitativamente, observa-se uma maior similaridade entre os resultados para o leito em escala real e o leito escalonado pelo conjunto simplificado do que o Leito 1 (maior diâmetro de partícula), porém foi verificada uma maior semelhança em relação ao perfil do Leito 2 (menor diâmetro de partícula).

A maior similaridade observada na redução do tamanho da partícula pode estar relacionada ao fato de que um menor tamanho de partícula do que o indicado pelo conjunto simplificado das leis de escalonamento de Glicksman vai em direção ao valor indicado pelo conjunto completo, a saber $200,5 \times 10^{-6}$ m. Tais observações são condizentes com os resultados obtidos por Detamore et al. (2001), onde é indicado que há, no escalonamento de LFCs, uma forte dependência na relação d_p/D .

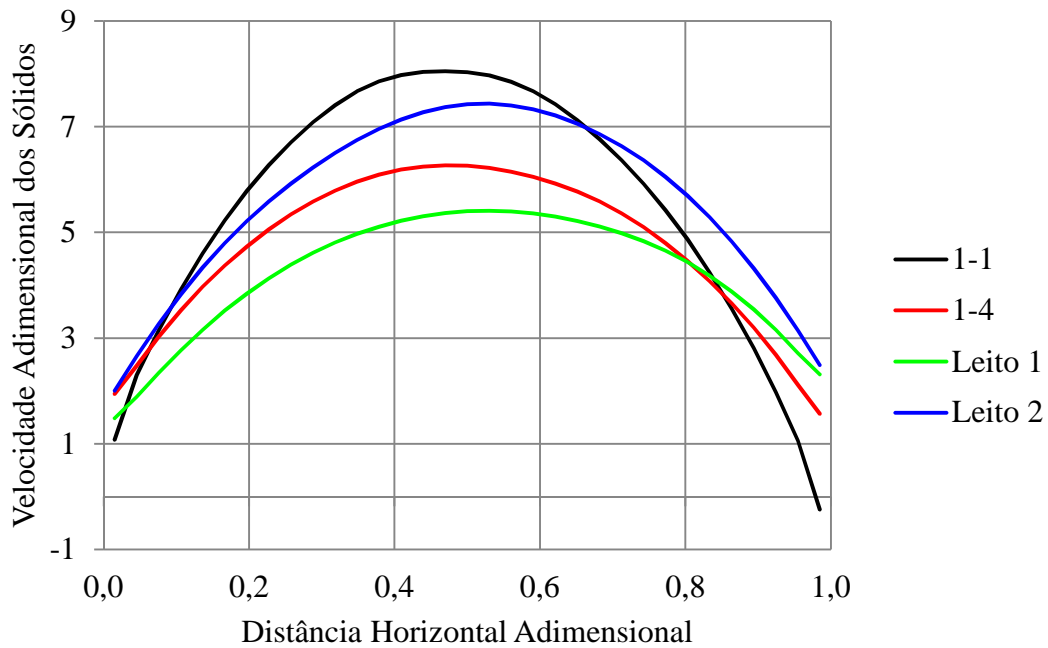


Figura 4.7 - Comparação do perfil horizontal da velocidade vertical dos sólidos entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 1 e 2.

Na Fig. 4.8 o perfil horizontal da velocidade vertical de sólidos foi avaliado entre o leito em escala real, o leito escalonado pelo conjunto simplificado e os Leitos 3 e 4 (variando o diâmetro da partícula). Qualitativamente, observa-se claramente uma maior similaridade entre os resultados para o leito em escala real e o leito escalonado pelo conjunto simplificado do que os Leitos 3 e 4. Sendo que o perfil referente ao Leito 3 (maior velocidade superficial) sugere novamente uma alteração de regime operacional para o regime de transporte pneumático em fase densa, dada a alteração da curvatura do perfil, sugerindo a inexistência da região anular característica do regime operacional esperado para o caso (KUNII; LEVENSPIEL, 1991).

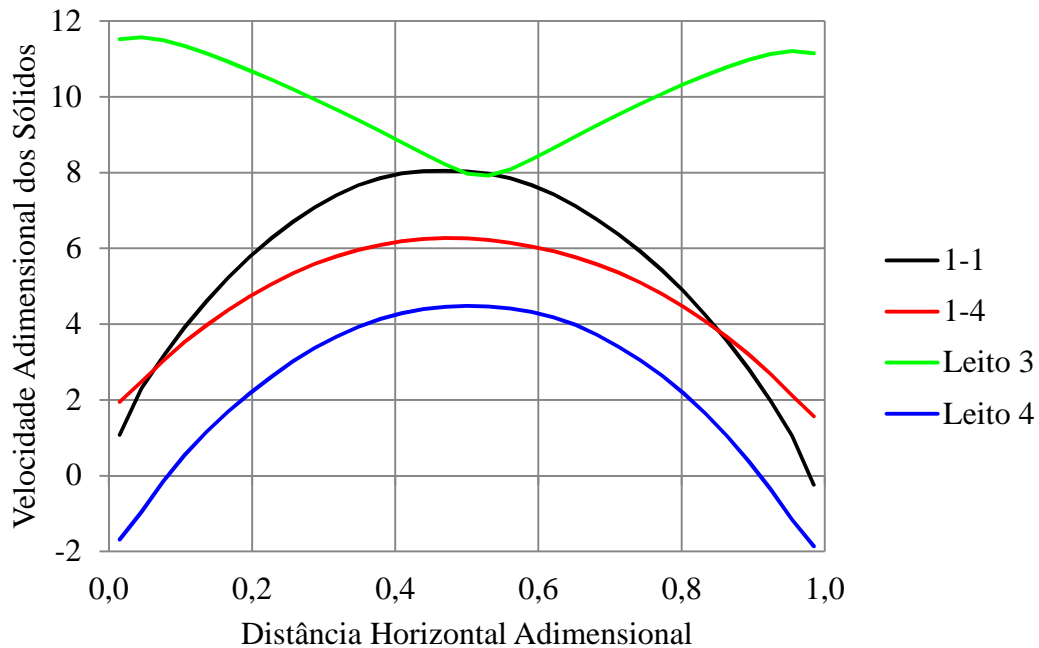


Figura 4.8 - Comparação do perfil horizontal da velocidade vertical dos sólidos entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 3 e 4.

Na Fig. 4.9 o perfil horizontal da velocidade vertical de sólidos foi avaliado entre o leito em escala real, o leito escalonado pelo conjunto simplificado e os Leitos 5 e 6 (variando o fluxo mássico de sólidos). Qualitativamente, observa-se uma maior similaridade entre os resultados para o leito em escala real e o leito escalonado pelo conjunto simplificado do que o Leito 6 (menor fluxo mássico de sólidos), porém foi verificado uma maior semelhança em relação ao perfil do Leito 5 (maior fluxo mássico de sólidos). Tal observação, por se tratar de um achado isolado e por não se repetir em nenhum outro perfil sugere apenas que, devido ao perfil fornecido pelo leito escalonado pelo conjunto simplificado ter subestimado as velocidades na região central o incremento no valor do fluxo mássico de sólidos, eventualmente, produziu um aumento na velocidade vertical de sólidos na região central. Esse comportamento foi observado por.

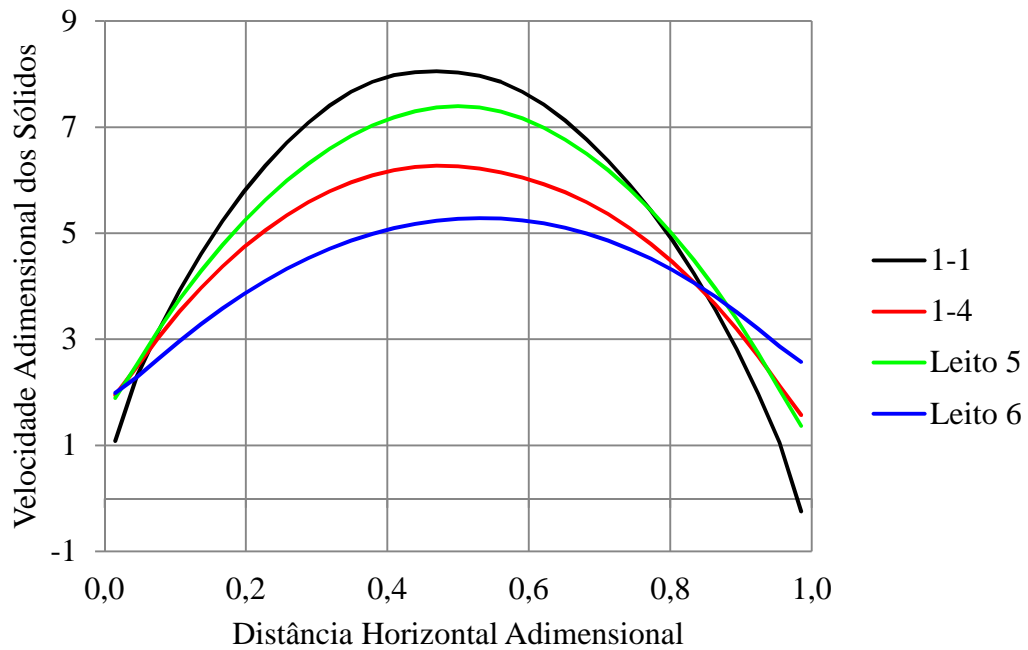


Figura 4.9 - Comparação do perfil horizontal da velocidade vertical dos sólidos entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 5 e 6.

A Fig. 4.10 exibe o ERM obtido para cada perfil analisado em relação a média do valores para a escala real. Confirmando-se, quantitativamente, uma forte dependência da similaridade em relação à velocidade superficial do gás, manifestada no ERM superior evidenciado nos Leitos 3 e 4. Adicionalmente, observa-se que o aumento do diâmetro da partícula (Leito 1) ou a diminuição do fluxo mássico de sólidos (Leito 6), implica em um incremento do ERM, porém a redução do tamanho da partícula (Leito 2) ou o aumento do fluxo mássico de sólidos (Leito 5) implicaram em uma considerável redução no ERM. Confirma-se uma forte dependência da velocidade superficial no escalonamento do leito pelo valor do ERM dos Leitos 3 e 4 serem muitos superiores aos valores dos demais leitos.

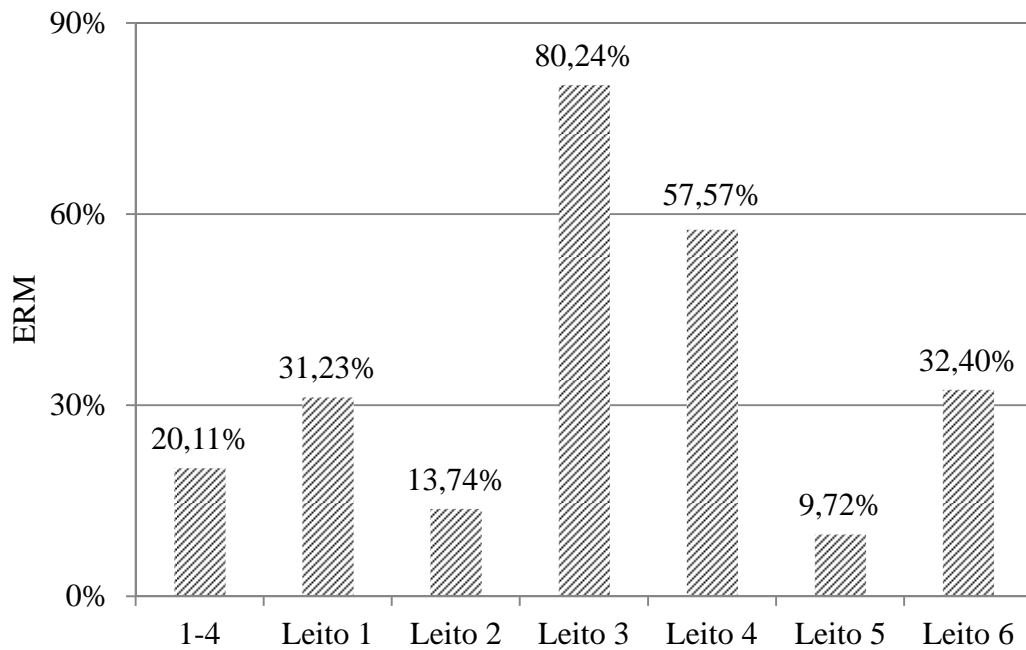


Figura 4.10 - Comparação quantitativa, através do ERM, em relação ao resultado do Leito 1-1, e os resultados obtidos pelos demais leitos analisados.

4.2.3 Perfil Horizontal do Fluxo Mássico Adimensional de Sólidos

Nas Fig. 4.11, Fig. 4.12 e Fig. 4.13 observa-se que tanto o leito escalonado conforme o conjunto simplificado quanto os Leitos de 1 até 6 foram incapazes de reproduzir qualitativamente o perfil horizontal do fluxo mássico de sólidos. Ademais, apenas a análise quantitativa dos valores médios da variável é capaz de fornecer algum potencial de comparação para esses dados. Referente à Fig. 4.12, a drástica alteração do perfil do Leito 4, provavelmente, deve-se ainda a modificação para o regime operacional de fluidização turbulenta.

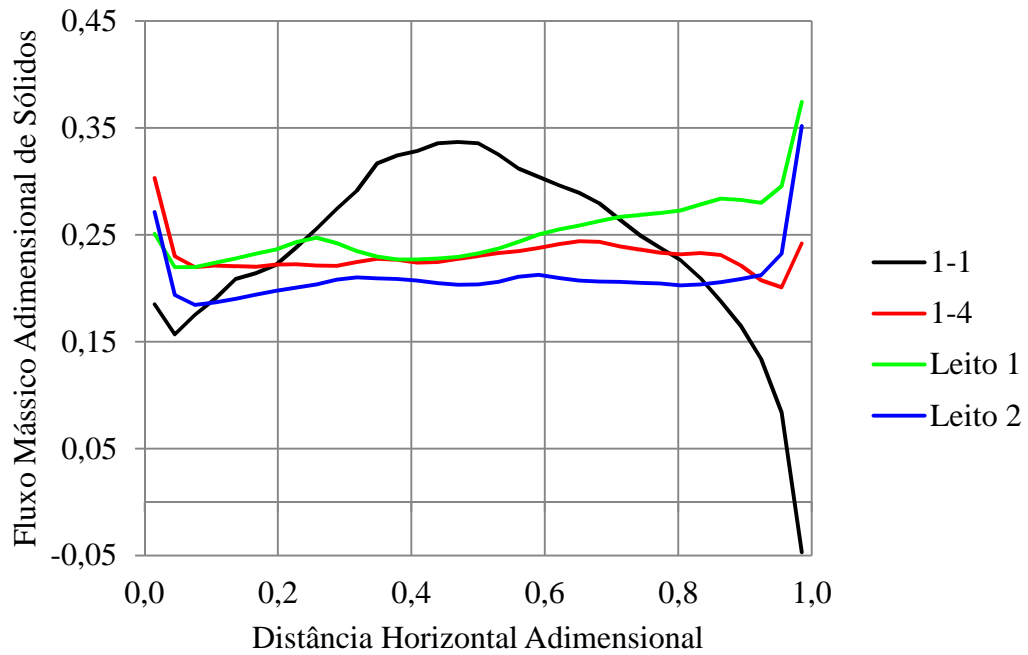


Figura 4.11 - Comparação do perfil horizontal do fluxo mássico adimensional dos sólidos entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 1 e 2.

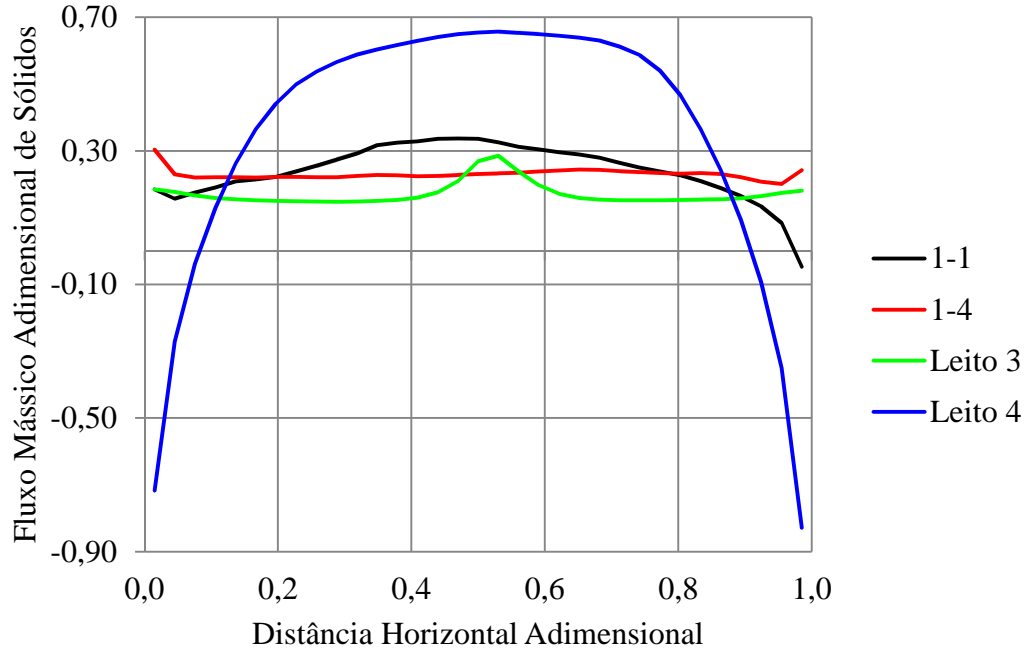


Figura 4.12 - Comparação do perfil horizontal do fluxo mássico adimensional dos sólidos entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 3 e 4.

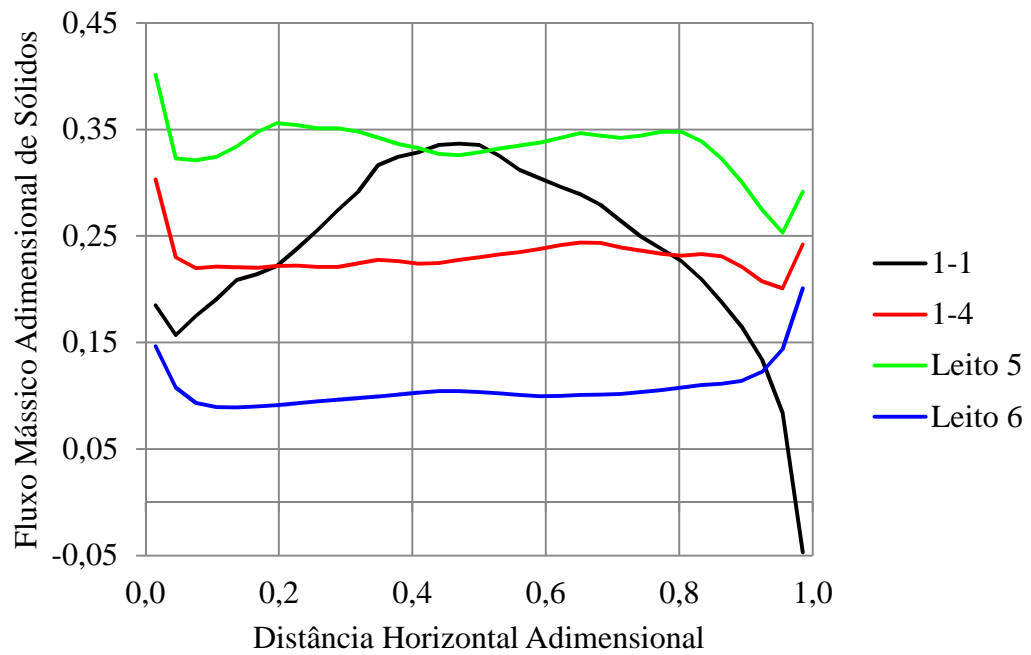


Figura 4.13 - Comparação do perfil horizontal do fluxo mássico adimensional dos sólidos entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 5 e 6.

A Fig. 4.14 exibe o ERM obtido para cada perfil analisado em relação a média dos valores para a escala real, confirmando-se quantitativamente a incapacidade dos modelos em reproduzir os resultados do leito em escala real com um ERM inferior a 20%.

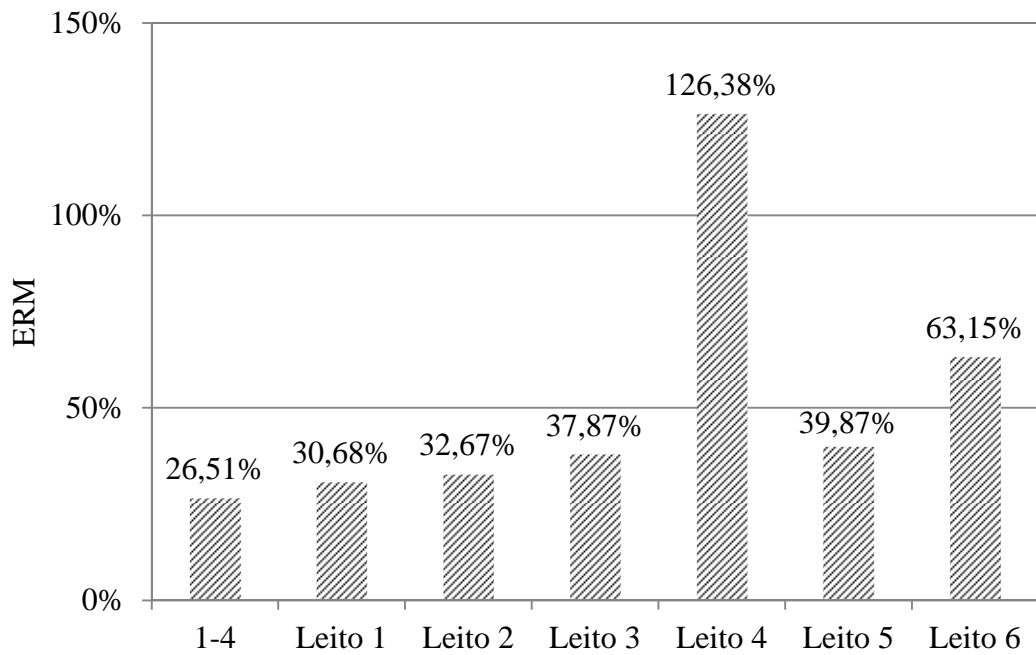


Figura 4.14 - Comparação quantitativa, através do ERM, em relação ao resultado do Leito 1-1, e os resultados obtidos pelos demais leitos analisados.

4.2.4 Perfil Vertical da Fração Volumétrica de Gás

As Fig. 4.15, Fig. 4.16 e Fig. 4.17 exibem o perfil vertical da fração volumétrica de gás para o leito real, o leito escalonado pelo conjunto simplificado e os leitos com parâmetros alterados. Devido à complexidade dos perfis, nenhuma análise qualitativa é possível. Com exceção da Fig. 4.16, onde novamente pode ser observado que as alterações na velocidade superficial do gás implicam em uma grande alteração nos perfis operacionais.

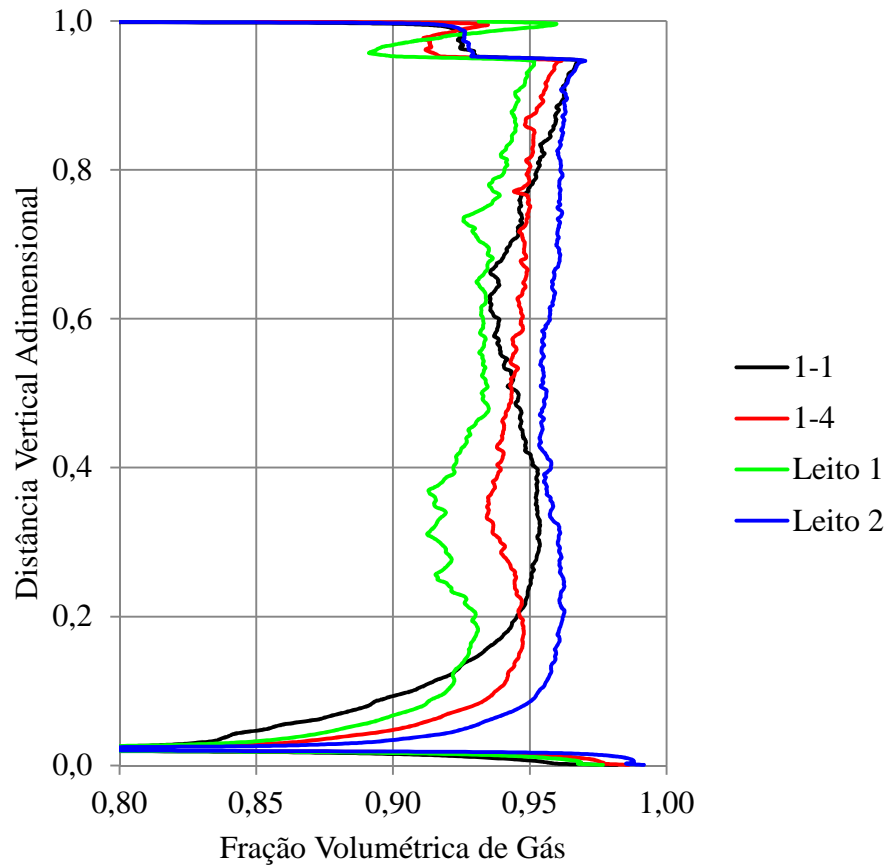


Figura 4.15 - Comparação do perfil vertical da fração volumétrica de gás entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 1 e 2.

Conforme já mencionado, e em correspondência com os perfis do modelo de Yang (1999), o perfil para o Leito 3 sugere que houve uma transição para o regime de transporte pneumático em fase densa e o Leito 4 para fluidização turbulenta.

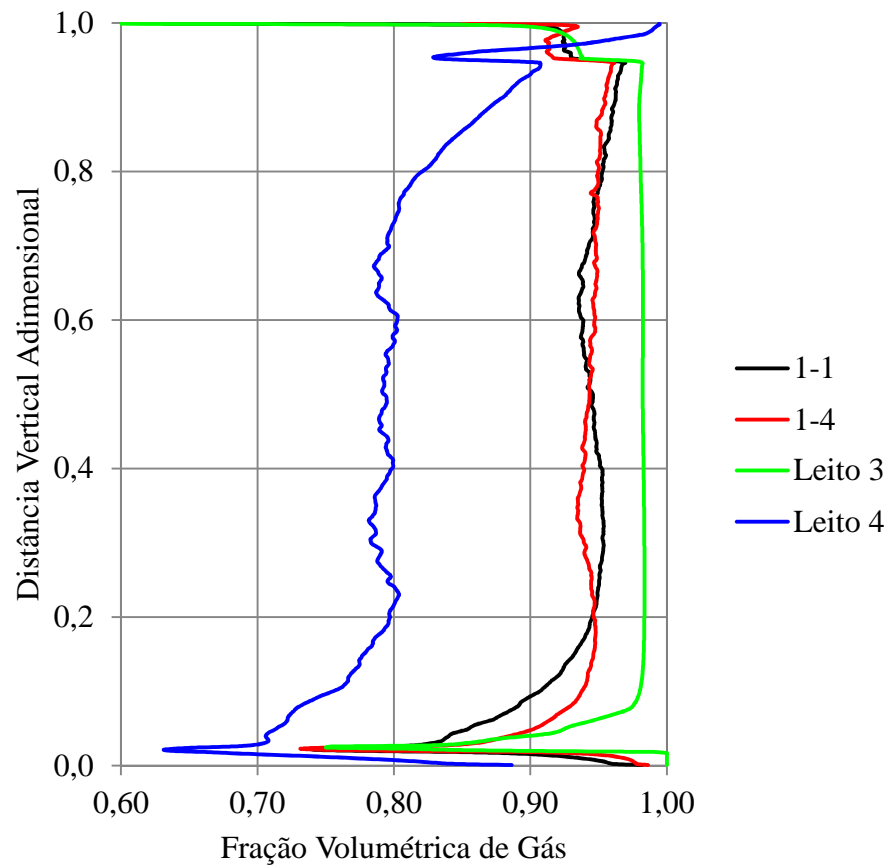


Figura 4.16 - Comparação do perfil vertical da fração volumétrica de gás entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 3 e 4.

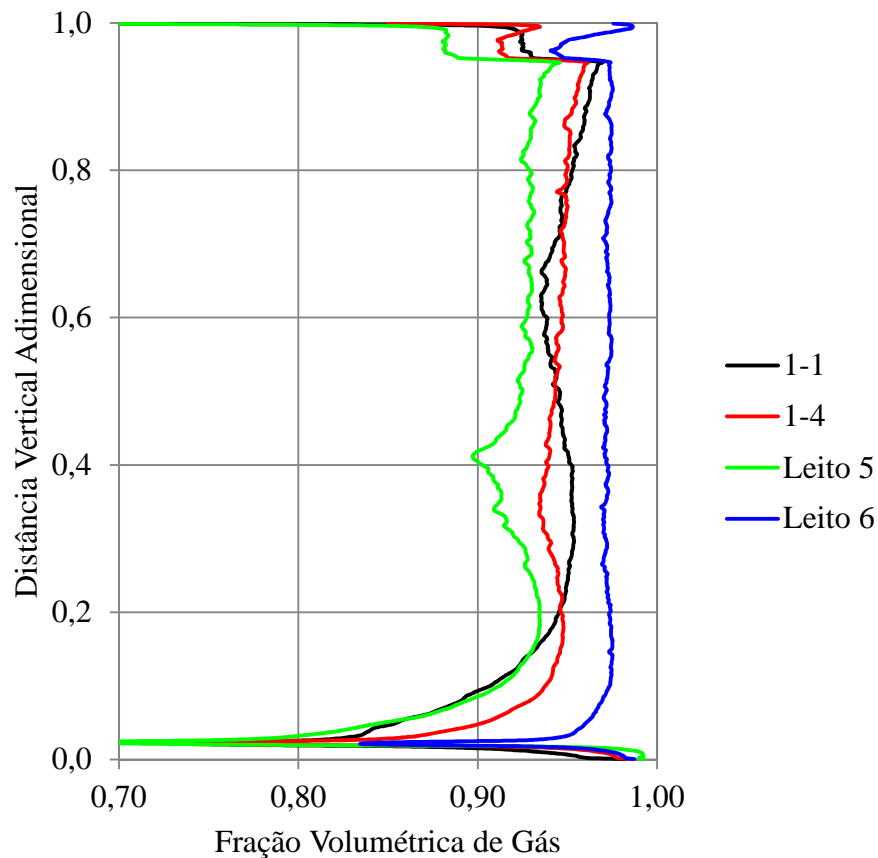


Figura 4.17 - Comparação do perfil vertical da fração volumétrica de gás entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 5 e 6.

A Fig. 4.18 exibe a análise quantitativa dos perfis, onde pode ser verificado que todos os perfis apresentaram um maior ERM do que o obtido pelo leito escalonado conforme o conjunto simplificado. Em especial, os Leitos 3 e 4, com os maiores valores para o ERM, sustentado na provável alteração de regime operacional.

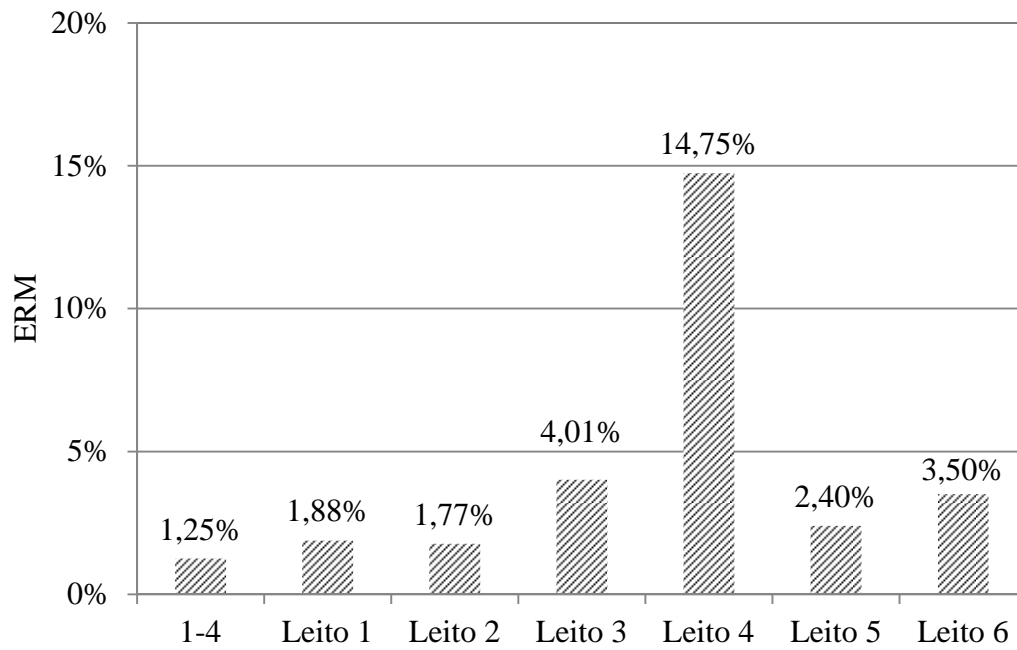


Figura 4.18 - Comparação quantitativa, através do ERM, em relação ao resultado do Leito 1-1, e os resultados obtidos pelos demais leitos analisados.

4.2.5 Perfil Vertical da Perda de Carga

As Fig. 4.19, Fig. 4.20 e Fig. 4.21 exibem o perfil vertical da perda de carga para o leito real, o leito escalonado pelo conjunto simplificado e os Leitos com parâmetros alterados. Novamente, devido à complexidade dos perfis, nenhuma análise qualitativa é possível. Sendo exceção apenas a Fig. 4.20.

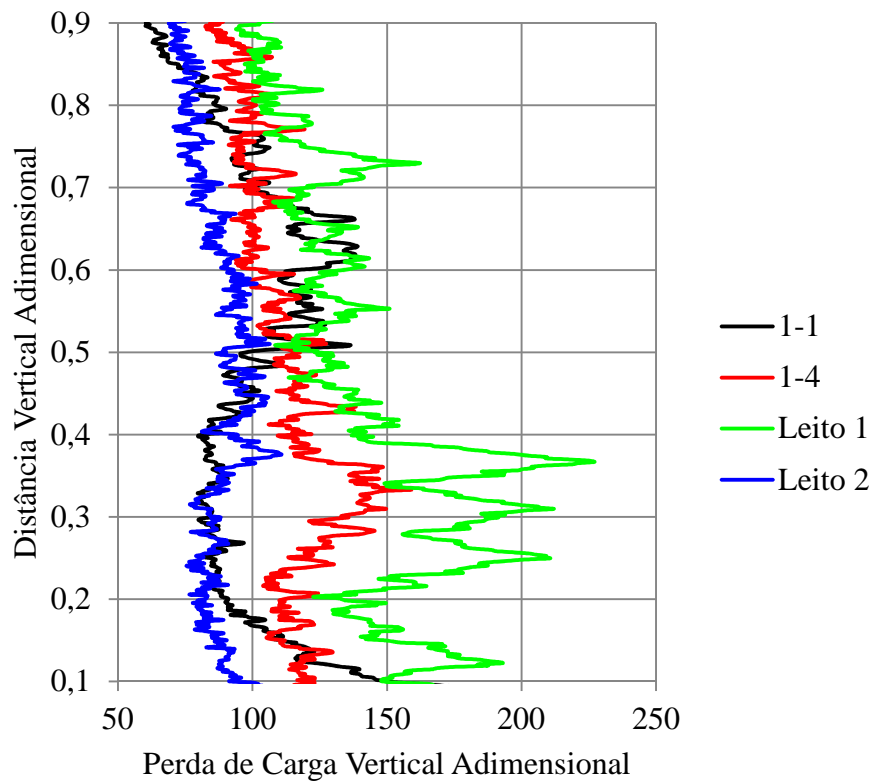


Figura 4.19 - Comparação do perfil vertical da perda de carga entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 1 e 2.

Na Fig. 4.20 novamente pode ser observado que as alterações na velocidade superficial do gás implicam em uma significativa alteração no perfil, justificada pela mudança do regime operacional. Para o Leito 3, a alteração para o regime de transporte pneumático reduz a perda de carga pelo leito por tratar-se de uma fase mais diluída. Em oposição, o Leito 4, operando em regime turbulento, apresenta uma elevada perda de carga, por se tratar de uma fase mais densa.

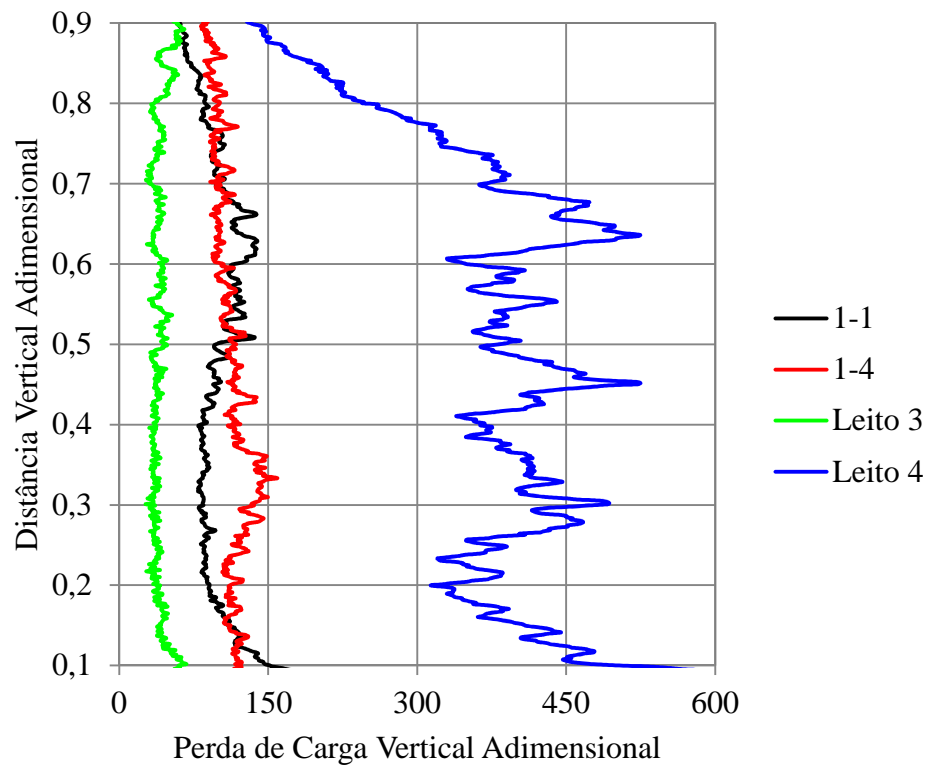


Figura 4.20 - Comparação do perfil vertical da perda de carga entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 3 e 4.

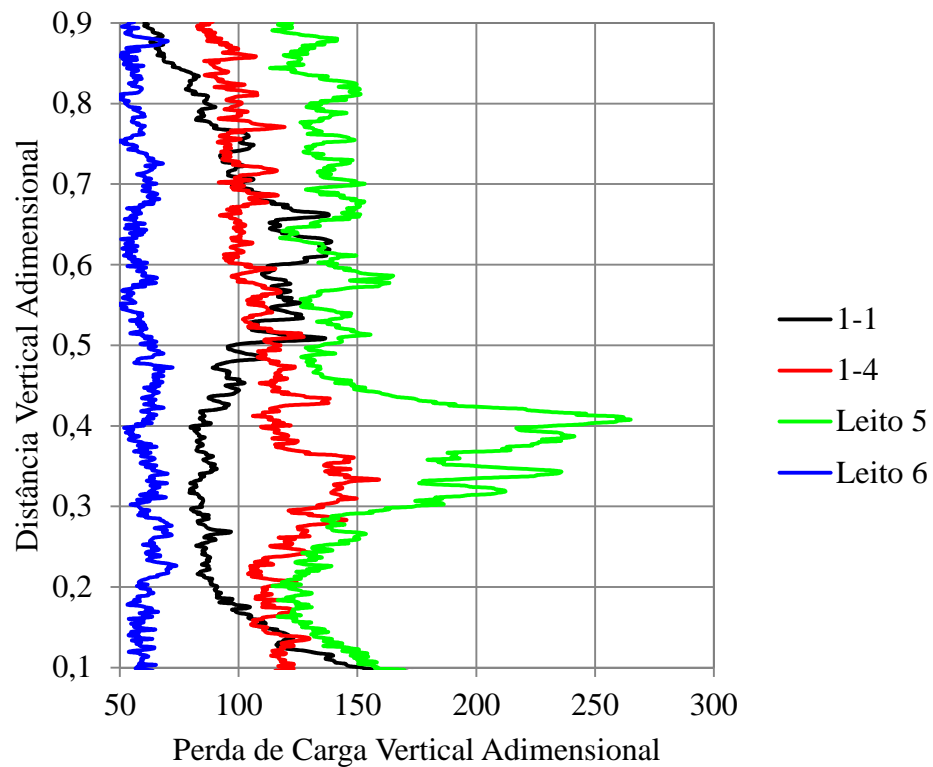


Figura 4.21 - Comparação do perfil vertical da perda de carga entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 5 e 6.

A Fig. 4.22 exibe a análise quantitativa dos perfis, onde pode ser verificado que todos, exceto o Leito 2 (partícula menor), apresentaram um maior ERM do que o obtido pelo leito escalonado conforme o conjunto simplificado. Em destaque, observa-se o ERM do Leito 4 assumindo um valor muito elevado, devido a alteração para o regime de fluidização turbulenta.

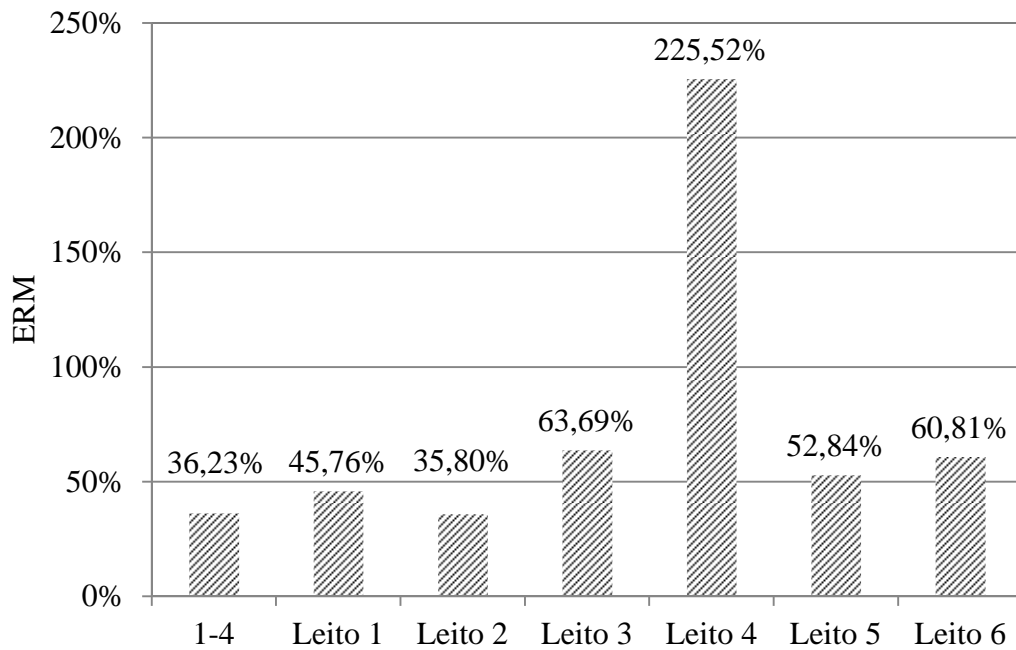


Figura 4.22 - Comparação quantitativa, através do ERM, em relação ao resultado do Leito 1-1, e os resultados obtidos pelos demais leitos analisados.

4.2.6 Evolução Temporal da Fração Volumétrica de Gás Média

Também foi analisada, entre os leitos, a evolução temporal da fração volumétrica de gás média. As Fig. 4.23, Fig. 4.24 e Fig. 4.25 exibem esses perfis. Pode-se observar a acentuada semelhança do perfil obtido pelo leito escalonado pelo conjunto simplificado e o leito em escala real, bem como o considerável desvio para os leitos com parâmetro alterado.

Na Fig. 4.23, pode-se destacar que o aumento no diâmetro da partícula (Leito 1) implicou em uma diminuição na fração volumétrica de gás no leito, assim como uma diminuição no diâmetro da partícula (Leito 2) implicou em um aumento na fração volumétrica de gás no leito em relação aos resultados obtidos pelo conjunto simplificado. Tal resultado encontra-se em conformidade com a literatura (KUNII; LEVENSPIEL, 1991) e diretamente relacionado com a dependência da fração volumétrica de gás em mínima fluidização e o diâmetro das partículas.

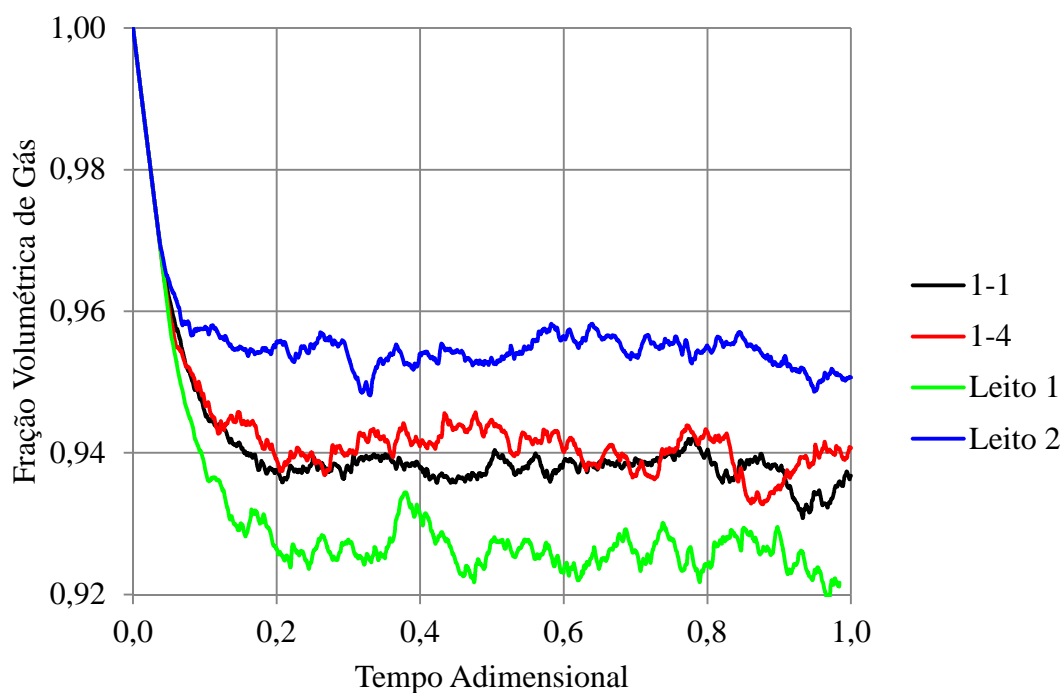


Figura 4.23 - Comparação da evolução temporal da fração volumétrica de gás média entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 1 e 2.

Na Fig. 4.24 observa-se que o aumento na velocidade superficial do gás (Leito 3) implicou em um acentuado incremento na fração volumétrica de gás no leito, assim como uma diminuição na velocidade superficial do gás (Leito 4) implicou em uma diminuição na fração volumétrica de gás no leito em relação aos resultados obtidos pelo conjunto simplificado. Aplicam-se aqui as mesmas observações anteriores referentes à mudança do regime operacional para os Leitos 3 e 4, onde o Leito 3, por estar operando em regime de transporte pneumático em fase densa, apresenta uma fração volumétrica de gás maior a medida que se estabelece um regime estatisticamente estacionário e mais estável. Já o Leito 4, por operar em regime turbulento, apresenta uma maior latência até o estabelecimento do regime estatisticamente estacionário e, quando alcançado, a fração volumétrica de gás assume um valor muito inferior.

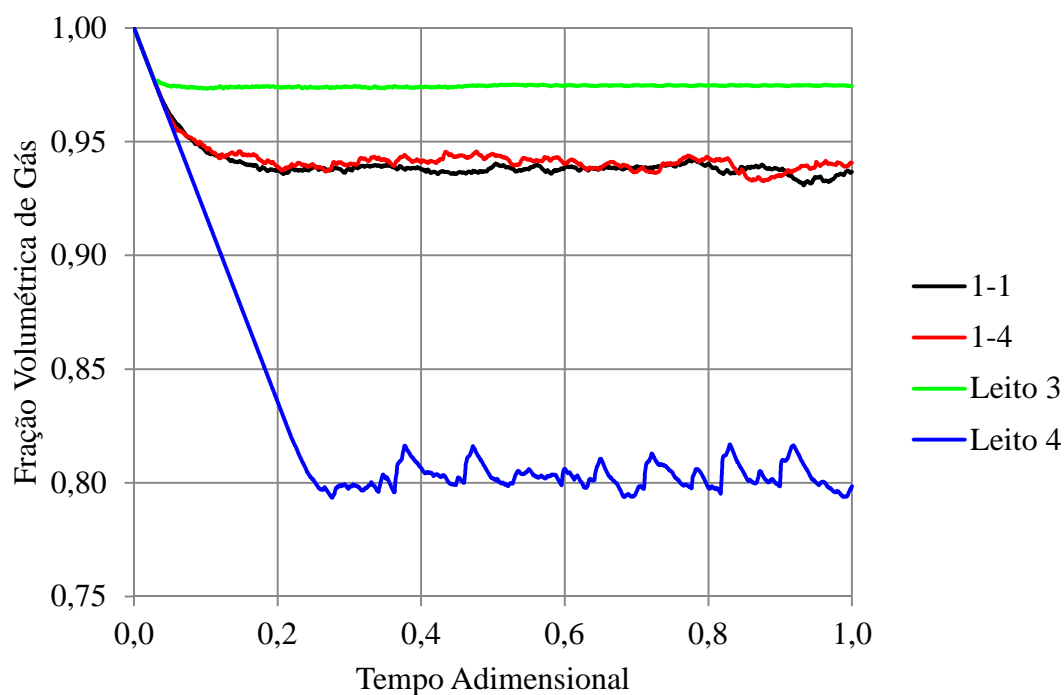


Figura 4.24 - Comparação da evolução temporal da fração volumétrica de gás média entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 3 e 4.

Na Fig. 4.25 observa-se que um aumento no fluxo mássico de sólidos (Leito 5) implicou em considerável diminuição na fração volumétrica de gás no leito, assim como uma diminuição fluxo mássico de sólidos (Leito 6) implicou em um incremento na fração volumétrica de gás no leito em relação aos resultados obtidos pelo conjunto simplificado. Esses resultados eram esperados, visto que com a maior entrada de partículas e manutenção da velocidade superficial do gás a tendência é de que aumente a concentração de sólidos no leito.

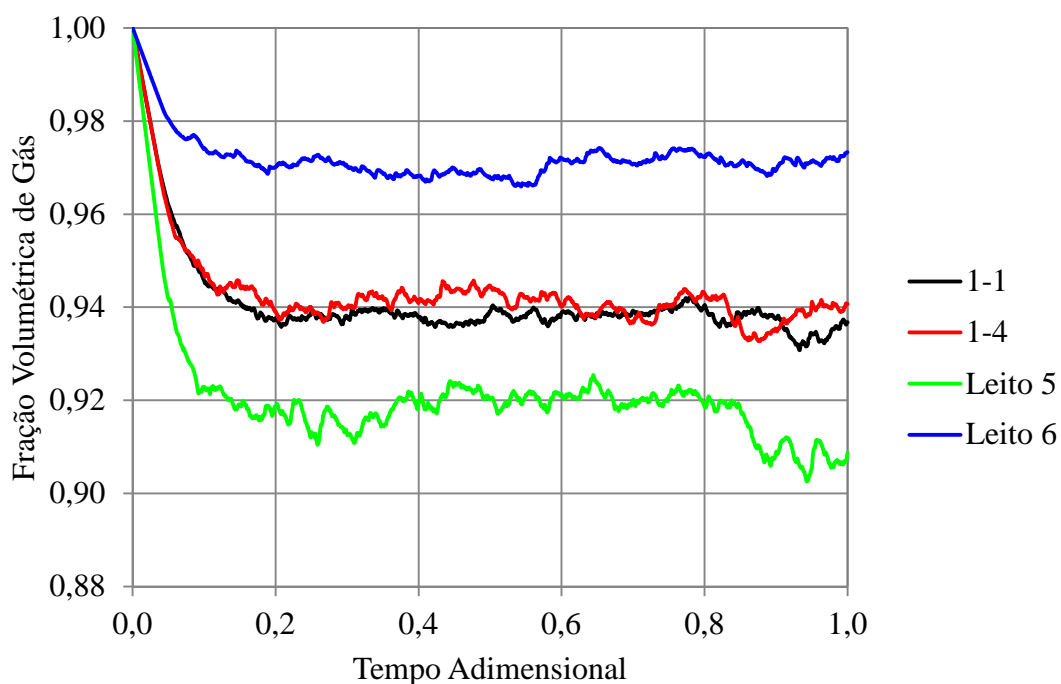


Figura 4.25 - Comparação da evolução temporal da fração volumétrica de gás média entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e Leitos 5 e 6.

A Fig. 4.26 exibe a análise quantitativa dos perfis, onde pode ser verificado que todos os perfis apresentaram um ERM maior do que o obtido pelo leito escalonado conforme o conjunto simplificado. Destacam-se os leitos que operaram com alteração do valor da velocidade superficial do gás que assumiram os maiores valores para o ERM, justificado pela provável alteração do regime operacional.

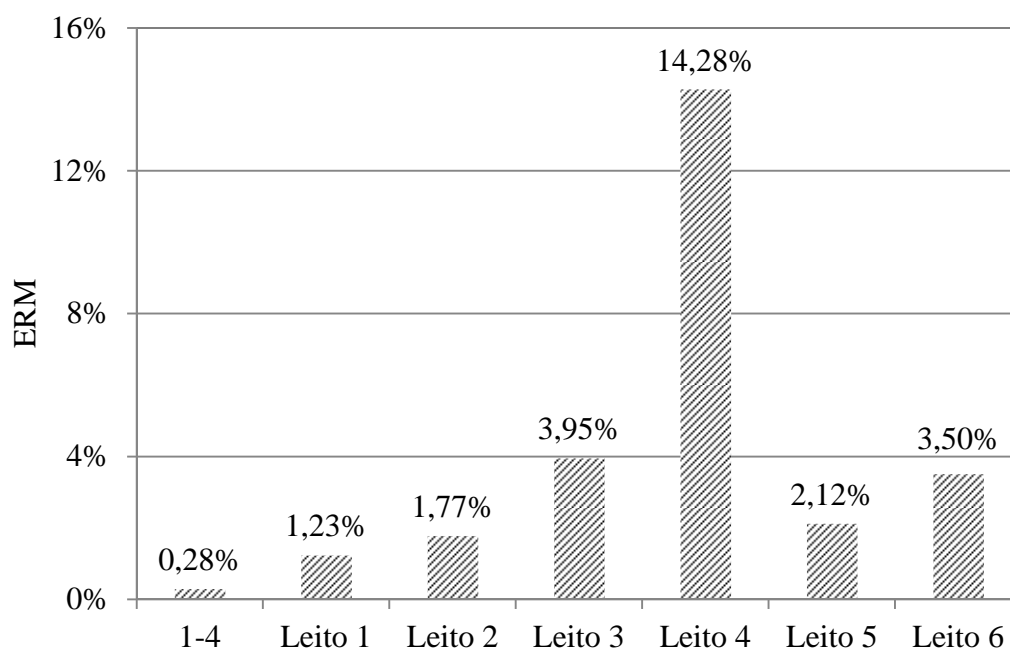


Figura 4.26 - Comparação quantitativa, através do ERM, em relação ao resultado do Leito 1-1, e os resultados obtidos pelos demais leitos analisados.

A Fig. 4.27 exibe a síntese da análise quantitativa de todos os perfis através da média do ERM ponderada. Destaca-se que, apesar de alguns perfis dos leitos com parâmetros alterados terem apresentado um ERM inferior ao apresentado pelo leito escalonado em total conformidade com o conjunto simplificado, na média de todos os perfis analisados nenhum desses leitos apresentou um ERM inferior.

Observa-se que o erro apresentado pelo Leito 2 (partícula menor) é muito semelhante ao apresentado pelo leito escalonado pelo conjunto simplificado. Essa aproximação, reforçada pela existência de perfis específicos onde o ERM para Leito 2 foi inferior ao obtido pelo leito escalonado pelo conjunto simplificado, sugere que a dependência do parâmetro d_p/D no escalonamento pode ser um fator relevante, justificado pelo fato do Leito 2 apresentar um diâmetro de partícula mais próximo desse parâmetro que é inexistente no conjunto simplificado, mas presente no conjunto completo.

No extremo, onde há os maiores valores para o ERM, encontram-se os Leitos onde foi alterada a velocidade superficial do gás. Conforme já mencionado anteriormente, o Leito 4, pela alteração da velocidade superficial do gás, passou a operar em regime de fluidização turbulenta, enquanto o Leito 3 indicou, ao longo da análise dos perfis operacionais, que passou a operar em regime de transporte pneumático de fase densa.

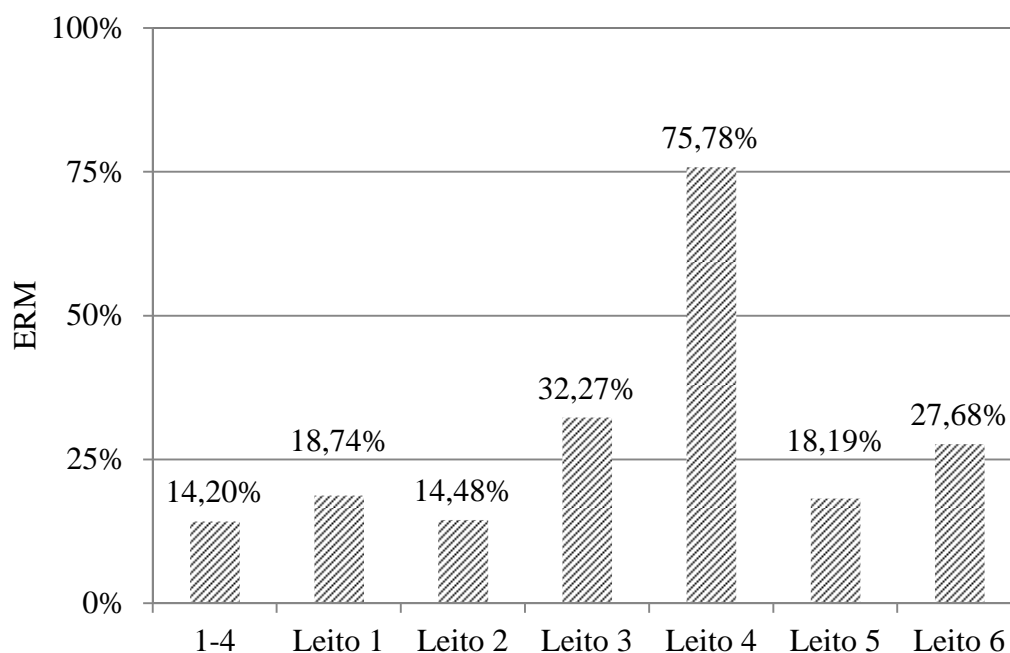


Figura 4.27 - Comparação quantitativa, através do ERM, em relação ao resultado do Leito 1-1, e os resultados obtidos pelos demais leitos analisados ponderado em todos os perfis.

A análise qualitativa ponderada sobre todos os perfis sugere que o conjunto simplificado das leis de escalonamento de Glicksman consegue prever com boa semelhança os perfis operacionais do LFC, destacando-se os perfis horizontal e vertical da fração volumétrica de gás no leito, o perfil horizontal da velocidade vertical de sólidos e a evolução temporal da fração volumétrica de gás no leito. No outro extremo, o perfil horizontal do fluxo mássico de sólidos não pôde ser previsto pelo leito escalonado pelo conjunto simplificado ou pelos leitos com parâmetros alterados. O perfil vertical de perda de carga, pela complexidade, não permite uma análise qualitativa direta do resultado apresentado pelo leito escalonado em conformidade com o conjunto simplificado, exceto que os resultados desse demonstraram maior semelhança com os resultados do leito em escala real do que os apresentados pelos leitos com parâmetros alterados.

Igualmente, a análise quantitativa, ponderada sobre todos os perfis aponta um ERM de 14,2%, que é um valor tipicamente inferior ao próprio erro das medidas experimentais localizados no intervalo de confiança de 95%, para a maioria dos perfil da validação. Esse valor foi inferior ao de todos os outros leitos com parâmetros alterados. Confirma-se também o melhor desempenho para os mesmos leitos da análise qualitativa, exceto o perfil horizontal da velocidade vertical dos sólidos. Esse perfil apresentou um valor superior para o ERM do que o obtido por outros dois leitos escalonados com parâmetros alterados. O perfil vertical da

perda de carga apresentou o pior resultado quantitativo, com um ERM acima de 35% para todos os casos.

Destaca-se que mesmo para a análise quantitativa ponderada sobre todos os perfis, o ERM referente ao Leito 2 apresentou um valor muito semelhante ao apresentado pelo leito escalonado em conformidade com o conjunto simplificado das leis de escalonamento de Glicksman. Tal resultado reforça a hipótese de Detamore et al (2001), de que há uma forte dependência do parâmetro d_p/D no escalonamento de LFCs.

4.3 ANÁLISE DO LEITO ESCALONADO PELO CONJUNTO COMPLETO

Nesta subseção, serão apresentados os resultados obtidos para o leito escalonado pelo conjunto simplificado das leis de escalonamento de Glicksman (1-4) e os obtidos pelo leito escalonado segundo o conjunto completo (1-4 CC) em relação aos resultados da simulação do leito em escala real (1-1).

4.3.1 Perfil Horizontal da Fração Volumétrica de Gás

Na Fig. 4.28 pode ser observado, qualitativamente, que tanto o perfil obtido pelo conjunto simplificado quanto o obtido pelo conjunto completo para a fração volumétrica de gás são bastante semelhantes ao perfil do leito em escala real. Ambos conseguem prever a forma esperada para esse perfil em um LFC operando em regime núcleo anular com excelente semelhança.

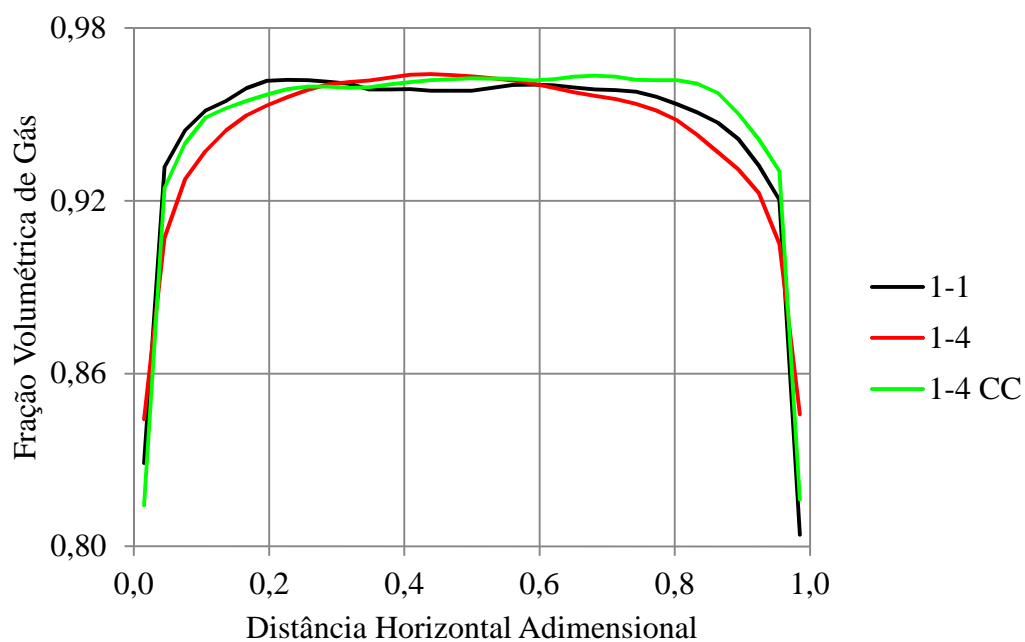


Figura 4.28 - Comparação do perfil horizontal da fração volumétrica de gás entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado das leis de Glicksman (1-4) e o leito escalonado pelo conjunto completo de Glicksman (1-4 CC).

4.3.2 Perfil Horizontal da Velocidade Vertical dos Sólidos

Na Fig. 4.29 pode ser observado, qualitativamente, que o perfil fornecido pelo conjunto completo apresentou resultados muito semelhantes aos dados do leito em escala real, em especial quando comparado ao perfil fornecido pelo leito escalonado pelo conjunto simplificado para a velocidade vertical de sólidos, sendo que o conjunto simplificado subestimou o valor para as regiões intermediárias e superestimou os valores nas imediações das paredes.

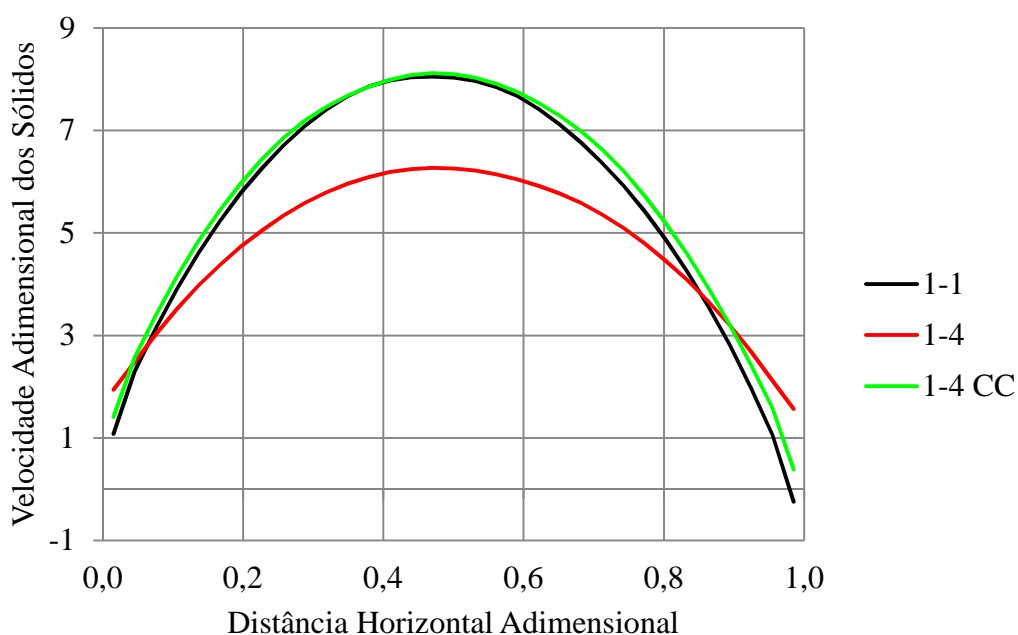


Figura 4.29 - Comparação do perfil horizontal da velocidade vertical dos sólidos entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado (1-4) e o leito escalonado pelo conjunto completo das leis de escalonamento de Glicksman (1-4 CC).

4.3.3 Perfil Horizontal do Fluxo Mássico de Sólidos

Para o perfil horizontal do fluxo mássico de sólidos, na Fig. 4.30, pode-se observar que, diferentemente do resultado apresentado pelo leito escalonado pelo conjunto simplificado, o leito escalonado pelo conjunto completo das leis de escalonamento de Glicksman reproduziu com boa semelhança o perfil horizontal do fluxo mássico de sólidos, incluindo a assimetria nas regiões próximas as paredes.

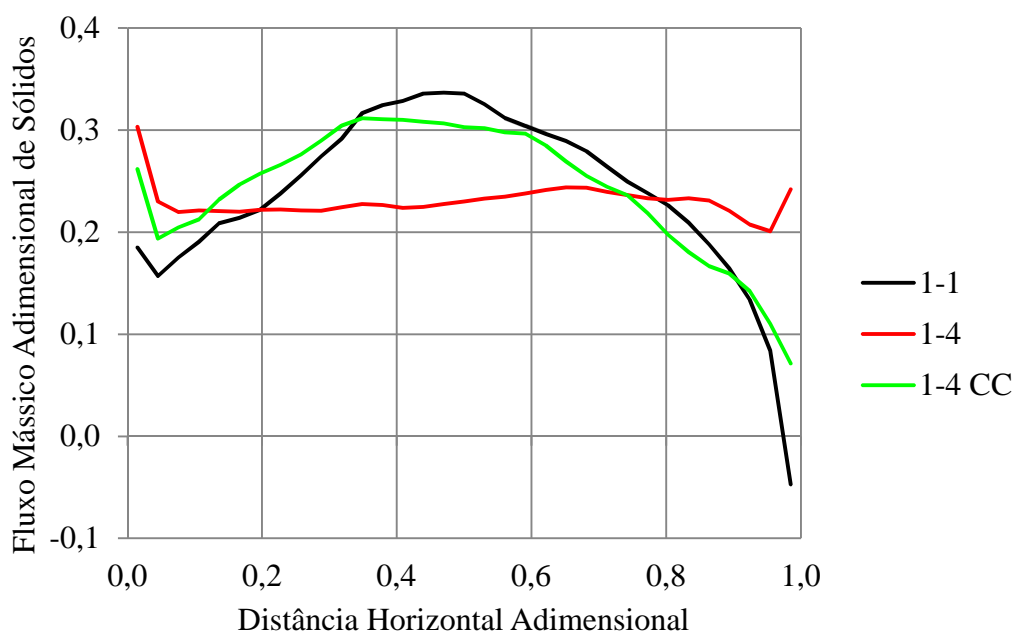


Figura 4.30 - Comparação do perfil horizontal do fluxo mássico de sólidos entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado (1-4) e o leito escalonado pelo conjunto completo das leis de escalonamento de Glicksman (1-4 CC).

4.3.4 Perfil Vertical da Fração Volumétrica de Gás

O perfil vertical da fração volumétrica de gás mostrado na Fig. 4.31 permite observar, de forma semelhante ao resultado para ao perfil horizontal, uma excelente correspondência entre o leito em escala real e o leito escalonado pelo conjunto completo de Glicksman. Especialmente se comparado ao perfil oferecido pelo leito escalonado pelo conjunto simplificado que, apesar de apresentar uma razoável semelhança não consegue prever a localização vertical do mínimo da fração volumétrica de gás, deslocando-o para uma região inferior.

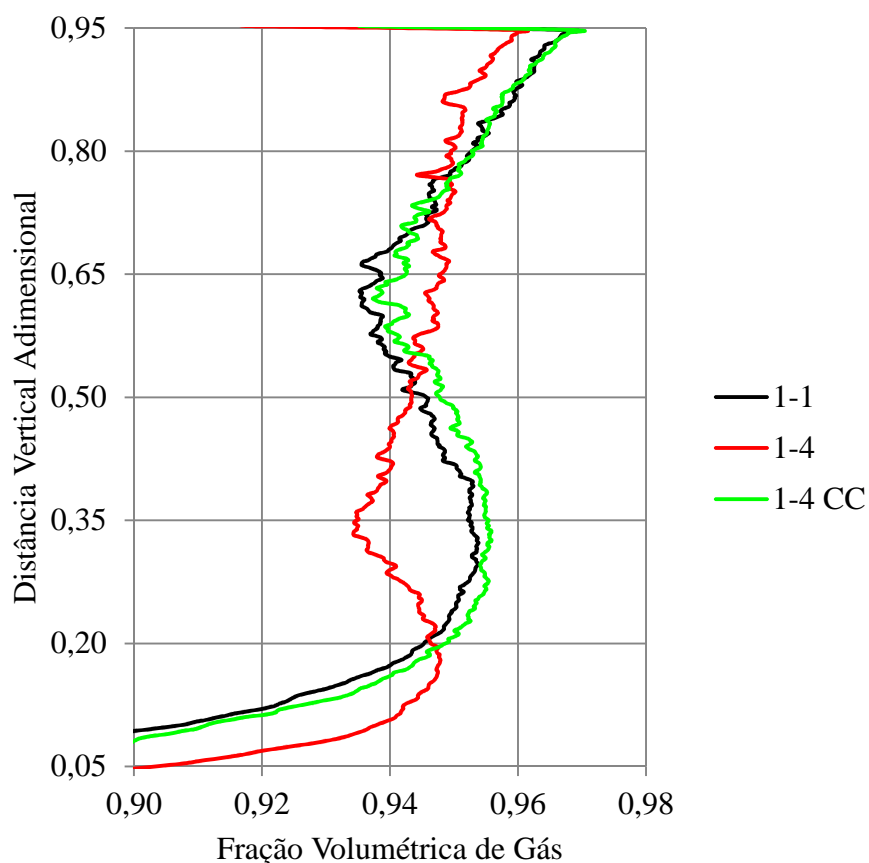


Figura 4.31 - Comparação do perfil vertical da fração volumétrica de gás entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado (1-4) e o leito escalonado pelo conjunto completo das leis de escalonamento de Glicksman (1-4 CC).

4.3.5 Perfil Vertical da Perda de Carga

Seguindo a tendência apresentada pelos perfis da fração volumétrica de gás, o perfil da perda de carga vertical mostrado na Fig. 4.32 apresentou uma excelente correspondência entre o leito em escala real e o leito escalonado pelo conjunto completo de Glicksman, especialmente se comparado com o resultado obtido pelo leito escalonado pelo conjunto simplificado que, em atenção ao mesmo resultado apresentado no perfil vertical da fração volumétrica gás, apresentou um máximo de perda de carga em regiões inferiores.

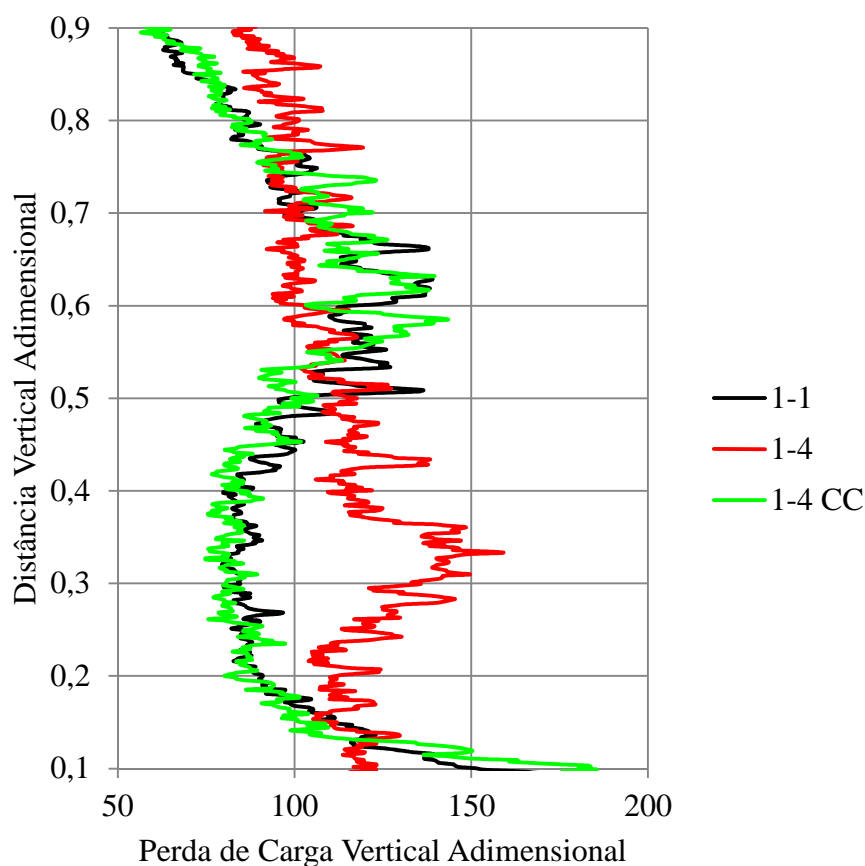


Figura 4.32 - Comparação do perfil vertical da perda de carga entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado (1-4) e o leito escalonado pelo conjunto completo das leis de escalonamento de Glicksman (1-4 CC).

4.3.6 Evolução Temporal da Fração Volumétrica de Gás

Diferentemente dos resultados obtidos para os outros perfis, a evolução temporal da fração volumétrica de gás média no leito, Fig. 4.33, em uma análise qualitativa da similaridade, apresenta semelhança tanto para os resultados apresentados pelo conjunto completo quanto os apresentados pelo conjunto simplificado. Quantitativamente o erro relativo para a média temporal da fração volumétrica de gás nos leito escalonados em relação ao leito real foi de 0,28% para o leito escalonado pelo conjunto simplificado e 0,38% para o leito escalonado pelo conjunto completo.

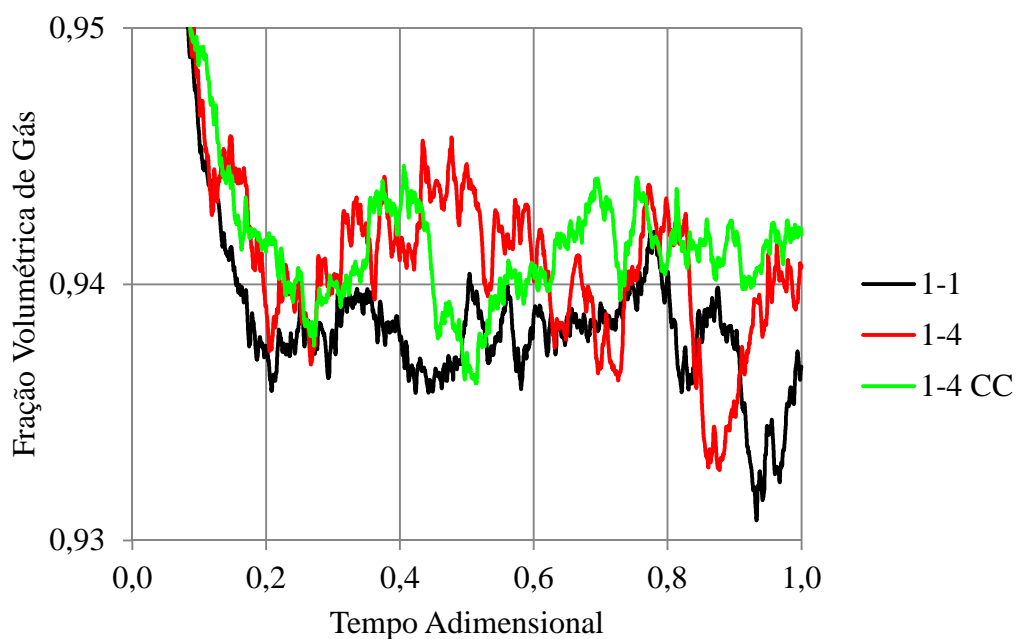


Figura 4.33 - Comparação da evolução temporal da fração volumétrica de gás média entre os leitos em escala real (1-1), em escala reduzida pelo conjunto simplificado (1-4) e o leito escalonado pelo conjunto completo das leis de escalonamento de Glicksman (1-4 CC).

4.3.7 Análise Quantitativa

A Fig. 4.33 mostra um comparativo entre os ERMs obtidos pelo conjunto simplificado e completo das leis de escala de Glicksman em relação ao leito em escala real. Observa-se que, para a maioria dos perfis analisados, o ERM para o leito escalonado pelo conjunto completo foi menos da metade do fornecido pelo leito escalonado pelo conjunto simplificado.

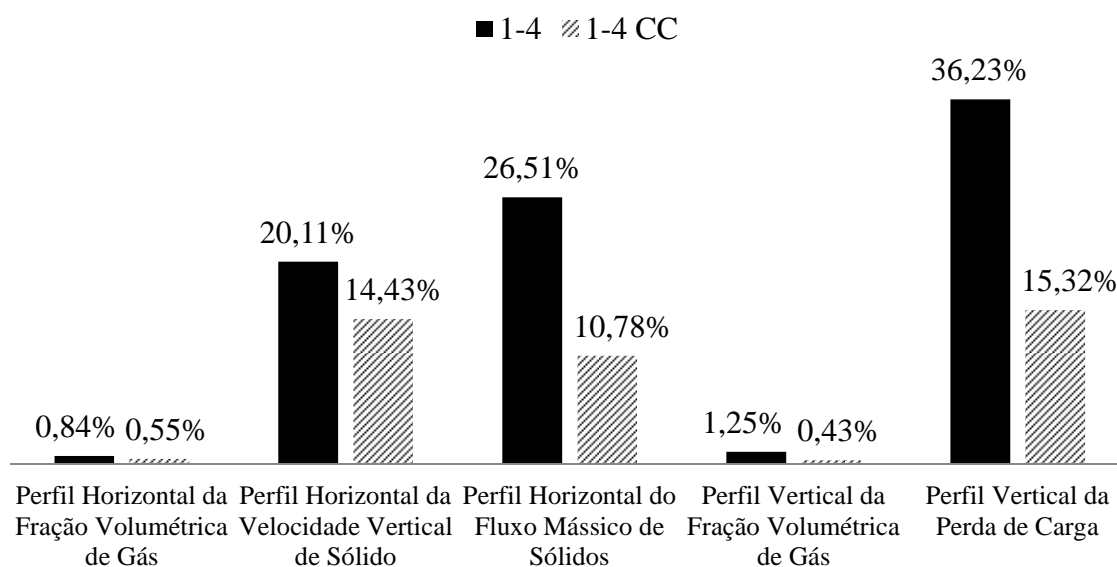


Figura 4.34 - Comparação quantitativa, através do ERM, em relação ao resultado do Leito 1-1 e os resultados obtidos pelos leitos escalonados pelo conjunto simplificado (1-4) e conjunto completo das leis de escalonamento de Glicksman (1-4 CC).

A média do erro para todos os perfis analisados para o ERM fornecido pelo leito escalonado em conformidade com o conjunto completo das leis de escalonamento de Glicksman assumiu um valor de 6,98%, enquanto para o conjunto simplificado o valor foi de 14,2%, aproximadamente o dobro. A maior correspondência entre os resultados do conjunto completo em relação aos resultados do conjunto simplificado é esperada devido ao erro intrínseco no coeficiente de arrasto adimensional existente no escalonamento pelo conjunto simplificado, quantificado através da Eq. 2.105 e Eq. 2.106. Para o caso analisado, esse ER assume um valor de 8,9%, sendo que para a determinação desse erro foi considerado que a diferença entre as velocidades adimensionais do sólido e do gás entre o leito real e em escala se mantém idêntica.

4.3.8 Comparação Global da Distribuição de Fração Volumétrica de Gás

A Fig. 4.35 mostra o gráfico de cores representando a fração volumétrica de gás no leito em escala real (i), escalonado pelo conjunto simplificado das leis de escala de Glicksman (ii) e escalonado pelo conjunto completo das leis de escala de Glicksman (iii). Na imagem, a direção vertical foi reduzida em um fator de cinco em relação à horizontal, para facilitar a visualização. Pode-se observar, qualitativamente, que algumas microestruturas características

existentes no leito em escala real não foram reproduzidas no leito escalonado pelo conjunto simplificado, porém foram observadas no leito escalonado pelo conjunto completo.

Podemos destacar as duas regiões com grandes valores para a fração volumétrica de gás média nos extremos superior direito e esquerdo do leito (a), região na elevação intermediária com uma diminuição de espessura da região central e aumento da região anular (b), região inferior com dois máximos da fração volumétrica de gás imediatamente após a região anular e um núcleo com leve diminuição da fração volumétrica de gás (c) e o perfil cônico bem definido da região de aceleração dos sólidos (d).

Apesar da melhor correspondência observada para o leito escalonado pelo conjunto completo, de uma forma geral, o leito escalonado pelo conjunto simplificado reproduziu a mesma estrutura básica apresentada pelo leito em escala real, excetuando-se os pontos mencionados anteriormente.

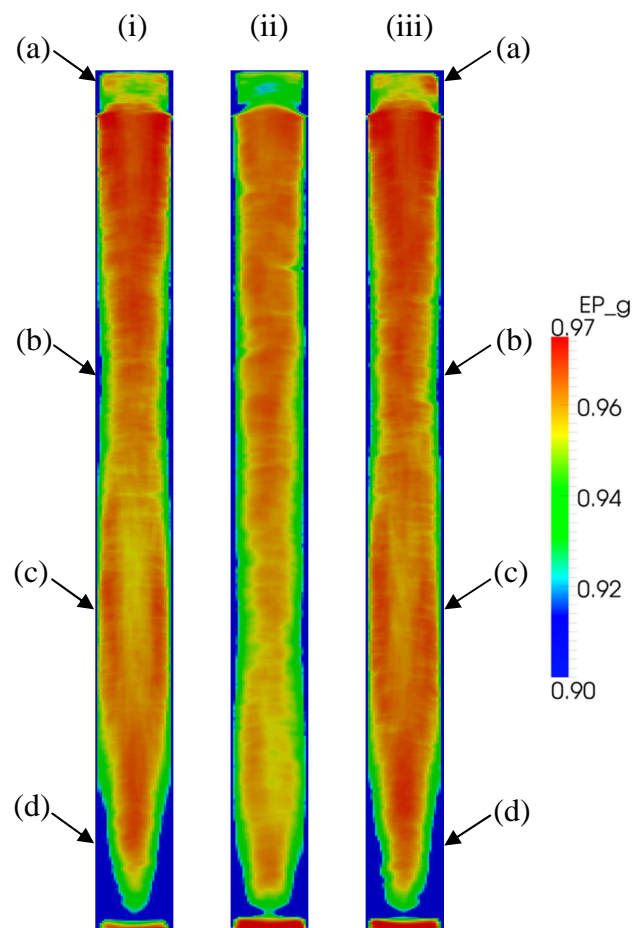


Figura 4.35 - Comparação global da distribuição da fração volumétrica de gás nos leitos 1-1, 1-4 e 1-4 CC.

5 CONSIDERAÇÕES FINAIS

O objetivo deste estudo foi estudar a similaridade fluidodinâmica entre os resultados numéricos de um LFC validado experimentalmente e um LFC escalonado pelo conjunto simplificado das leis de escalonamento de Glicksman. Adicionalmente, avaliar a influência da variação de parâmetros operacionais relevantes para o escalonamento e comparar os resultados numéricos obtidos pelo conjunto simplificado com os resultados fornecidos pelo conjunto completo.

Com isso, foi possível verificar que na modelagem numérica de uma escala reduzida, a partir do conjunto simplificado, com a manutenção do número de volumes de controle da escala real, ocorre uma redução nos erros associados à discretização espacial em relação à escala real. Isto é evidenciado na diminuição do ICM e na quantidade de pontos em convergência oscilatória. Tal comportamento é justificado e esperado no escalonamento pelo conjunto simplificado, devido à diminuição do valor da razão entre o diâmetro da partícula e as dimensões dos volumes de controle. É uma redução que ocorre apenas no escalonamento através do conjunto simplificado, pois nesse o diâmetro da partícula e as dimensões do leito não escalonam de forma igual. Pelo contrário, o diâmetro da partícula reduz em uma proporção menor que as dimensões do leito.

Qualitativamente, todos os perfis operacionais fornecidos pelo leito escalonado através do conjunto simplificado reproduziram com boa semelhança os perfis observados no leito em escala real, excetuando-se o perfil de fluxo mássico adimensional de sólidos, sendo esse perfil uma função da velocidade vertical adimensional dos sólidos e da fração volumétrica de gás. Quantitativamente os três perfis relativos à fração volumétrica de gás apresentaram os melhores resultados e os perfis de perda de carga vertical adimensional e fluxo mássico adimensional de sólidos os menos próximos. A média do erro ponderado sobre todos os perfis apresentou um valor de 14,2%, aceitável para esse tipo de sistema.

Para os perfis dos leitos construídos com variação proposital de parâmetros operacionais, de forma a não efetuarem correspondência completa com o conjunto de parâmetros adimensionais do conjunto simplificado, foi observado uma forte dependência em relação ao parâmetro velocidade superficial do gás cuja variação, inclusive, alterou o regime operacional. Entretanto, a diminuição do diâmetro das partículas, em alguns dos perfis analisados, implicou em uma diminuição ou equivalência com o valor do ERM obtido pelos resultados do conjunto simplificado. Esse resultado vai ao encontro do esperado pela dependência explícita do parâmetro d_p/D , contido no conjunto completo das leis de

escalonamento de Glicksman, que implica em uma redução do valor do diâmetro da partícula em relação ao conjunto simplificado. Na média do erro analisado para todos os perfis, confirma-se que o resultado apresentado pelo conjunto simplificado é inferior a qualquer dos resultados dos leitos escalonados com parâmetros alterados.

Em relação à comparação dos resultados obtidos pelo conjunto simplificado e completo das leis de escalonamento de Glicksman, confirma-se o esperado – uma maior correspondência para o leito escalonado pelo conjunto completo, destacando-se inclusive a previsão do perfil horizontal do fluxo mássico adimensional de sólidos.

Dessa forma, considera-se que o conjunto simplificado das leis de escala de Glicksman, dentro de suas limitações intrínsecas, fornece uma boa aproximação para o escalonamento de LFCs através da simulação numérica Euler-Granular, utilizando a correlação de arrasto de Gidaspow, tendo como principal motivador a maior flexibilidade no estabelecimento dos parâmetros operacionais, pois, apesar da maior correspondência obtida pelo conjunto completo, esse foi construído com parâmetros operacionais exóticos, de difícil obtenção através de métodos experimentais.

De forma a aperfeiçoar os resultados numéricos em relação aos experimentais, sugere-se que, no futuro, a velocidade de mínima fluidização seja determinada numericamente; os parâmetros numéricos coeficiente de restituição e coeficiente especular sejam avaliados em diversos valores de forma a otimizar o resultado da simulação; a média temporal seja tomada ao longo de minutos da simulação, em correspondência ao intervalo de medição para a média experimental e sejam utilizadas malhas mais refinadas.

Por fim, sugere-se que estudos semelhantes sejam realizados utilizando simulações tridimensionais; incluindo modelos de turbulência para a fase gasosa, com a determinação dos parâmetros de turbulência a partir dos parâmetros escalonados; avaliado para múltiplas escalas - 1:4, 1:16, 1:32, 4:1, 16:1 e 32:1; escalonando leitos quentes; modelando mais de uma fase sólida para análise do parâmetro DTP no escalonamento e caracterizando o comportamento dos aglomerados de partículas no escalonamento.

REFERÊNCIAS

- AGÊNCIA NACIONAL DE ENERGIA ELÉTRICA. **Atlas de Energia Elétrica do Brasil**. CEDOC, 2008. Disponível em: <<http://www.aneel.gov.br/arquivos/PDF/atlas3ed.pdf>>. Acesso em: 16 jan. 2013.
- ANDREWS IV, A. T.; LOEZOS, P. N.; SUNDARESAN, S. Coarse-Grid Simulation of Gas-Particle Flows in Vertical Risers. **Industrial & Engineering Chemistry Research**, v. 44, p. 6022-6037, 2005.
- ANTHONY, E.J.; GRANATSTEIN, D.L. Sulfation phenomena in fluidized bed combustion systems. **Progress in Energy and Combustion Science**, v. 27, p. 215-236, 2001.
- BENYAHIA, S.; ARASTOPOUR, H.; KNOWLTON, T. M. Two-Dimensional Transient Numerical Simulations of Solids and Gas Flow in the Riser Section of a Circulating Fluidized Bed. **Chemical Engineering Communications**, v. 189, p. 510-527, 2002.
- BENYAHIA, S.; ARASTOPOUR, H.; KNOWLTON, T. M.; MASSAH, H. Simulation of particles and gas flow behavior in the riser section of a circulating fluidized bed using the kinetic theory approach for the particulate phase. **Powder Technology**, v. 112, p. 24-33, 2000.
- BENYAHIA, S.; SYAMLAL, M.; O'BRIEN, T.J. **Summary of MFIx Equations 2012-1**. 2009. Disponível em: <<https://mfix.netl.doe.gov/documentation/MFIxEquations2012-1.pdf>>. Acesso em 20 mar. 2010.
- BENYAHIA, S.; PANNALA, S.; FINNEY, C. E. A.; SYAMLAL, M. DOW, S. C.; O'BRIEN, T. Computational Validation of the Glicksman Scaling Laws Using Gas/Solids Fluidized Bed Simulations. In: **AIChE Annual Meeting**, 2005, Cincinnati. Disponível em: <<http://www3.aiche.org/Proceedings/Abstract.aspx?PaperID=30636>>. Acesso em: 26 jan. 2013.
- BI, H. T., GRACE, J. R., ZHU, J. Regime transitions affecting gás-solids suspensions and fluidized beds. **Chemical Engineering Research and Design**, v. 73, p. 154-161, 1995.
- BRICOUT, V.; LOUGE, M. A verification of Glicksman's reduced scaling under conditions analogous to pressurized circulating fluidized bed. **Chemical Engineering Science**, v. 59, p. 2633-2638, 2004.
- CABEZAZ-GÓMEZ, L.; SILVA, R. C.; MILIOLI, F. E. Some Modeling and Numerical Aspects of the Two-Fluid Simulation of the Gas-Solids Flow in a CFB Riser. **Brazilian Journal of Chemical Engineering**, v. 23, p. 487-496, 2006.
- 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**, v. 130, p. 1-4, 2008.

CENTRO DE GESTÃO DE 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: 23 abr. 2013.

CHALLENGE. 2010. Disponível em: <https://mfix.netl.doe.gov/challenge/index_2010.php>.

Acesso em: 2 jan. 2013.

CHALERMSINSUWAN, B.; CHANCHUEY, T.; BUAKHAO, W.; GIDASPOW, D.; PIUMSOMBOON, P. Computational fluid dynamics of circulating fluidized bed downer: Study of modeling parameters and system hydrodynamic characteristics. **Chemical Engineering Journal**, v. 189-190, p. 314-335, 2012.

CHALERMSINSUWAN, B.; PIUMSOMBOON, P.; GIDASPOW, D. Kinetic theory based computation of PSRI riser: Part I – Estimate of mass transfer coefficient. **Chemical Engineering Science**, v. 25, p. 1195-1211, 2009.

CHEN, C.; WERTHER, J.; HEINRICH, S.; QI, H.-Y.; HARTGE, E.-U. CPFD simulation of circulating fluidized bed risers. **Powder Technology**, v. 235, p. 238-247, 2013.

COLUSSI, J. Autorização de uso de carvão para energia destrava projetos de R\$ 10 bilhões. **Zero Hora**, Porto Alegre, 19 mar. 2013. Disponível em:

<<http://zerohora.clicrbs.com.br/rs/economia/noticia/2013/03/autorizacao-de-uso-de-carvao-para-energia-destrava-projetos-de-r-10-bilhoes-4079513.html>>. Acesso em: 13 abr. 2013.

DETAMORE, M. S.; SWANSON, M. A.; FRENDRER, K. R.; HRENYA, C. M. A kinetic-theory analysis of the scale-up of circulating fluidized beds. **Powder Technology**, v. 116, p. 190-203, 2001.

DIDWANIA, A. K.; CATTOLICA, R. J. CFD Simulation scale-up of a dual-fluidized bed gasifier for biomass. In: **Seventh International Conference on CFD in the Minerals and Process Industries**, 2009, Melbourne. Disponível em:

<http://www.cfd.com.au/cfd_conf09/PDFs/159DID.pdf>. Acesso em: 26 jan. 2013.

ERGUN, S. Fluid Flow Through Packed Columns. **Chemical Engineering Progress**, v. 48, p. 89-94, 1952.

GAO, X.; WANG, L.-J.; WU, C.; CHENG, Y.-W.; LI, X. Steady-state simulation of core-annulus flow in a circulating fluidized bed (CFB) riser. **Chemical Engineering Science**, v. 78, p. 98-110, 2012.

GELDART, D. Types of Gas Fluidization. **Powder Technology**, v. 7, p. 285-292, 1973.

GELDART, D.; ABRAHAMSEN, A. R. Homogeneous Fluidization of Fine Powders Using Various Gases and Pressures. **Powder Technology**, v. 19, p. 133-136, 1978.

GIDASPOW, D. Hydrodynamics of fluidisation and heat transfer: Supercomputer modeling. **Applied Mechanics Reviews**, v. 39, p. 1-23, 1983.

GIDASPOW, D. **Multiphase Flow and Fluidization: Continuum and Kinetic Theory Descriptions**. London: Academic Press, 1994.

GIDASPOW, D.; JUNG, J.; SINGH, R. K. Hydrodynamics of fluidization using kinetic theory: an emerging paradigm 2002 Flour-Daniel lecture. **Powder Technology**, v. 148, p. 123-141, 2004.

GLICKSMAN, L. R. Scaling Relationship for Fluidized Beds. **Chemical Engineering Science**, v. 39, p. 1373-1379, 1984.

GLICKSMAN, L. R.; HYRE, M.; WOLOSHUN, K. Simplified scaling Relationships for fluidized beds. **Powder Technology**, v. 77, p. 177-199, 1993.

GLICKSMAN, L. R.; HYRE, M. R.; FARREL, P. A. Dynamic Similarity in Fluidization. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 20, p. 331-386, 1994.

GLICKSMAN, L. R. Fluidized Bed Scaleup. In: YANG, Wen-Ching. **Fluidization, Solid Handling and Process**. Westwood: Noyes Publications, 1999. p. 348-383.

GRACE, J. R.; TAGHIPOUR, F. Verification and validation of CFD models and dynamic similarity for fluidized beds. **Powder Technology**, v. 139, p. 99-110, 2004.

GUENTER, C.; SYAMLAL, M. The effect of numerical diffusion on simulation of isolated bubbles in a gas–solid fluidized bed. **Powder Technology**, v. 116, p. 142-154, 2001.

GUPTA, S. K., AGARWAL, V. K., SINGH, S. N., SESHADRI, V., MILLS, D., SINGH, J., PRAKASH, C. Prediction of minimum fluidization velocity for fine tailings materials. **Powder Technology**, v. 196, p. 263-271, 2009.

HAIDER, A.; LEVENSPIEL, O. Drag Coefficient and Terminal Velocity of Spherical and Nonspherical Particles. **Powder Technology**, v. 58, p. 63-70, 1989.

HARTGE, E.-U.; RATSCHOW, L.; WISCHNEWSKI, R. WERTHER, J. CFD-simulation of a circulating fluidized bed riser. **Particuology**, v. 7, p. 283-296, 2009.

HOFFMANN, B. S. **O Ciclo combinado com gaseificação integrada e a captura de CO₂: Uma solução para mitigar as emissões de CO₂ em termelétricas a carvão em larga escala no curto prazo?** 2010. 143 f. Dissertação (Mestrado em Planejamento Estratégico) – COPPE - UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, 2010.

HORIO, M.; NONAKA, A.; SAWA, Y.; MUCHI, I. A new similarity rule for fluidized bed scale-up. **AIChE Journal**, v. 32, p. 1466-1482, 1986.

JACKSON, R. Fluid Mechanical Theory. In: DAVIDSON, J. F.; HARRISON, D. **Fluidization**. London: Academic Press, 1971, p. 65-119.

JOHNSON, P.C.; JACKSON, R. Frictional-collisional constitutive relations for granular materials, with applications to plane shearing. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 176, p. 67-93, 1987.

JUNG, J.; GAMWO, I. K. Multiphase CFD-based models for chemical looping combustion process: Fuel reactor modeling. **Powder Technology**, v. 183, p. 401-409, 2008.

KARPPANEN, E. **Advanced Control of an Industrial Circulating Fluidized Bed Boiler Using Fuzzy Logic**. 2000. 134 f. Dissertação (Process Engineering) - Faculty of Technology, University of Oulu, Oulu, 2000.

KIM, S. W.; KIRBAS, G.; BI, H.; LIM, J.; GRACE, J. R. Flow behavior and regime transition in a high-density circulating fluidized bed riser. **Chemical Engineering Science**, v. 59, p. 3955-3963, 2004.

KNOWLTON, T.M.; KARRI, S.B.R.; ISSANGYA, A. Scale-up of Fluidized-Bed Hydrodynamics. **Powder Technology**, v. 150, p. 72-77, 2005.

KOTTAKOTA, G. K., SUNTHAR, P. Studies of Stability and Scale-up of Fluidized beds using CFD. In: **Asian Particle Technology Symposium**, Nova Deli, 2009.

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

KUNII, D.; LEVENSPIEL, O. Circulating fluidized-bed reactors. **Chemical Engineering Science**, v. 52, p. 2471-2482, 1996.

LI, T. High-Resolution Simulations of Coal Injection in a Gasifier. **Industrial & Engineering Chemistry Research**, v. 49, p. 10767-10779, 2010.

LI, T.; DIETIKER, J.-F.; SHAHNAM, M. MFX Simulation of NETL/PSRI challenge problem of circulating fluidized bed. **Chemical Engineering Science**, v. 84, p. 746-760, 2012.

MATSEN, J. M. Scale-up of fluidized bed processes: principle and practice. **Powder Technology**, v. 88, p. 237-244, 1996.

MILIOLI, C. L. C. C. **Simulações de Escoamentos Gás-Sólido Reativos em Leitos Fluidizados Circulantes**. 2006. 109 f. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) - Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo, São Carlos, SP, 2006.

MUKADI, L.; GUY, C.; LEGROS, R. Prediction of Gas Emissions in an Internally Circulating Fluidized Bed Combustor for Treatment of Industrial Solid Wastes. **Fuel**, v. 79, p. 1125-1136, 2000.

NAMKUNG, W.; KIM, S. W.; KIM, S. D. Flow regimes and vertical pressure profiles in a circulating fluidized bed. **Chemical Engineering Journal**, v. 72, p. 245-252, 1999.

NIEUWLAND, J. J.; MEIJER, R.; KUIPERS, J. A. M.; SWAAIJ, W. P. M. Measurements of solids concentration and axial solids velocity in gas-solid two-phase flows. **Powder Technology**, v. 87, p. 127-139, 1996.

NICASTRO, M. T., GLICKSMAN, L. R. Experimental Verification of Scaling Relationships for Fluidized Bed. **Chemical Engineering Science**, v. 39, p. 1381-1391, 1984.

OKA, S. N. **Fluidized Bed Combustion**. Ottawa: Marcel Dekker, 2003.

OMMEN, J. R.; TEULING, M.; NIJENHUIS, J.; WACHEM, B. G. M. Computational validation of the scaling rules for fluidized bed. **Powder Technology**, v. 163, p. 32-40, 2006.

QUINTERO, J. A. T.; MORITA, E. S.; REIS, E.; PÉCORÁ, A. A. B. Characterization of Flow Regimes in a Circulating Fluidized Bed. In: 20TH INTERNATIONAL CONGRESS OF MECHANICAL ENGINEERING, 2009, Gramado. **Proceedings of COBEM 2009**. Gramado: ABCM, 2009.

RAO, V. V. B.; NARSAIAHA, T. B.; REDDYB, B. V. Prediction of Falling Solids Film Thickness near the Wall in Circulating Fluidized Bed Risers. **International Journal of Chemical Engineering and Applications**, v. 2, p. 84-90, 2011.

RICHARDSON, L. F. The Approximate Arithmetical Solution by Finite Differences of Physical Problems Involving Differential Equations, With an Application to the Stresses in a Masonary Dam. **Philosophical Transactions of the Royal Society A**, v. 210, p. 307-357, 1910.

RICHARDSON, L. F.; GAUNT, J. A. The Deferred Approach to the Limit. **Philosophical Transactions of the Royal Society A**, v. 226, p. 299-361, 1927.

ROACHE, P.J. **Verification and Validation in Computational Science and Engineering**. Albuquerque: Hermosa Publishers, 1998.

RÜDISÜLI, M.; SCHILDHAUER, T. J.; BIOLLAZ, S. M. A.; OMMEN, J. R. Scale-up of bubbling fluidized bed reactor – A review. **Powder Technology**, v. 217, p. 21-38, 2012.

SAMUELSBERG, A.; HJERTAGER, B. H. An Experimental e Numerical Study of Flow Patterns in a Circulating Fluidized Bed Reactor. **International Journal of Multiphase Flow**, v. 22, p. 575-591, 1996.

SANDERSON, J.; WANG, X. S.; RHODES, M. J.; LIM, K. S. An investigation of fluidized bed scaling laws by DEM simulation. In: **The 12th International Conference on Fluidization - New Horizons in Fluidization Engineering**, 2007, Vancouver. Disponível em: < http://dc.engconfintl.org/cgi/viewcontent.cgi?article=1026&context=fluidization_xii>. Acesso em: 26 jan. 2013.

SCHAEFFER, D.G. Instability in the evolution equations describing incompressible granular flow. **Journal of Differential Equations**, v. 66, p. 19–50, 1987.

STEWART, P. S. B.; DAVIDSON, J. F. Slug flow in fluidized bed. **Powder Technology**, v. 1, p. 61-80, 1967.

SUN, B.; GIDASPOW, D. Computation of Circulating Fluidized-Bed Riser Flow for the Fluidization VIII Benchmark Test. **Industrial & Engineering Chemistry Research**, v. 38, p. 787-792, 1999.

SYAMLAL, M., ROGERS, W., O'BRIEN, T. **MFIX documentation: theory guide**. Technical Note, DOE/METC-94/1004, U.S. Department of Energy, 1993.

THOBER, C. W. A. **Fluidodinâmica do Leito Fluidizado Circulante para Partículas do Grupo B**. 1995. 168 f. Tese (Doutorado em Engenharia Química) - Faculdade de Engenharia Química, Universidade Estadual de Campinas - UNICAMP, Campinas, SP, 1995.

WALSH, J. J. **Comparison of a Fluidized Bed Combustor and its Scale Model**. 1980. 38 f. Trabalho de Conclusão de Curso (Bacharelado em Ciências) – Departamento de Engenharia Mecânica, Massachusetts Institute of Technology - MIT, Massachusetts, MA, 1980.

WEN, Y.C., YU, Y.H. Mechanics of fluidization. **Chemical Engineering Progress Symposium Series**, v. 62, p. 100 – 111, 1966.

XIE, N., BATTAGLIA, F., PANNALA, S. Effects of using two- versus three-dimensional computational modeling of fluidized beds: Part I, hydrodynamics, **Powder Technology**, v. 182, p. 1-13, 2008.

XIE, H.-Y., GELDART, D. Fluidization of FCC powders in the bubble-free regime: effect types of gases and temperature. **Powder technology**, v. 82, p. 269, 277, 1995.

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

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

ZHU, H.; ZHU, J. Comparative study of flow structures in a circulating-turbulent fluidized bed. **Chemical Engineering Science**, v. 63, p. 2920-2927, 2008.