

**JONATHAN UTZIG**

**Dinâmica das Partículas em Leito Fluidizado  
Circulante**

**Particle Phase Dynamics in a Circulating Fluidized  
Bed Riser**



UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA  
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA

2016



**JONATHAN UTZIG**

**Dinâmica das Partículas em Leito Fluidizado  
Circulante**

**Tese** apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Uberlândia como parte dos requisitos para a obtenção do título de **DOCTOR EM ENGENHARIA MECÂNICA**.

Área de concentração: Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos.

Orientador: Prof. Dr. Francisco José de Souza

Coorientador: Prof. Dr. Henry França Meier

Uberlândia - MG

2016

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)  
Sistema de Bibliotecas da UFU, MG, Brasil.

---

U93d  
2016      Utzig, Jonathan, 1986-  
            Dinâmica das partículas em leito fluidizado circulante / Jonathan  
            Utzig. - 2016.  
            161 f. : il.

Orientador: Francisco José de Souza.  
Coorientador: Henry França Meier.  
Tese (doutorado) - Universidade Federal de Uberlândia, Programa  
de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.  
Inclui bibliografia.

1. Engenharia mecânica - Teses. 2. escoamento multifásico - Teses.  
3. Leito fluidizado (Pirometalurgia) - Teses. 4. Fluidodinâmica  
computacional - Teses. I. Souza, Francisco José de, 1973- II. Meier,  
Henry França. III. Universidade Federal de Uberlândia, Programa de  
Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. IV. Título.

---

CDU: 621

*Dedico este trabalho aos meus pais,  
Elegi e Ernani, e à minha mana Fer-  
nanda, bases da minha condição e  
razões das minhas buscas.*



# Agradecimentos

Meus mais sinceros e puros agradecimentos, como forma de meu singelo reconhecimento de suas importâncias...

... aos meus pais, Eleci Maria Zampirolo Utzig e Ernani Vito Utzig, que venceram novas barreiras e novos leões mitológicos a cada dia, foram maiores que a maior das dificuldades e me acompanharam na paixão por aprender, assim como à minha mana Fernanda Utzig, querida e amada, de jovialidade infinita, quem eu mais amo nesta vida;

... aos meus orientadores Prof. Francisco José de Souza e Prof. Henry França Meier, pelo crédito e confiança constantes, por receberem pacientes minhas suposições tantas vezes descabidas, dividirem pensamentos não apenas relativos à Física-Matemática, demonstrarem que a amizade está sempre presente e, principalmente, indicarem a trilha que leva ao conhecimento; além deles, aos quase-orientadores Waldir P. Martignoni e Prof. Aristeu da Silveira Neto, quem me levou mais longe que eu poderia esperar no entendimento da turbulência;

... às famílias Zampirolo e Utzig, incondicionalmente estiveram comigo, nas alegrias dos reencontros e nas dores das perdas; ao pequeno e amado afilhado Matheus B. Zampirolo;

... às novas famílias que conquistei em Uberlândia, amigos do peito do MFLab/UFU: João e Ká, Diegão e Lorena, Marcelão e Flátima, Pivelho e Tati, Pimentel, Mariana, Denise e Luiz, Renato e Ju, Lisita e Mariana, Léo, Millena, Sigeo, Franco, Bassan, Elias, Daniel e à Adeline;

... aos amigos colegas do LFC-LVV/FURB e aos que fugiram em busca dos seus

caminhos: Diego V., Muniz, Cabelo, Panga, Lizoel e Ká; outra vez aos Três Mosqueteiros, que se bastam sem um D'Artagnan, agora professores: Dirceu (Athos), Vini (Aramis) e Boca (Porthos); aos amigos professores do Departamento de Engenharia Química da FURB, em especial aos Profs. Laércio e Sávio; à Ivonete, quem me viu crescer pelos corredores do Campus II e nunca me deixou esquecer da irreverência;

... à De, com quem dividi incríveis momentos, quem me mostrou a grandeza de uma mulher forte, me entregou carinho, amor e cócegas intermináveis, com quem dividi cumplicidade e para quem sempre tentei dar o melhor de mim (mantendo a malvadeza controlada), meu amor e carinho; aos eternos amigos da longínqua terra amada de Mondai, especialmente ao Gordo, Rafa, Jean e Allan; (em mais um documento) aos mais que especiais amigos de Blu, Lu Rosa, Vini, Martin e Milena, tão importantes que os tenho como meus irmãos, quem sempre me acolheu e aceitou, além de Ala e Dani; àquelas que por todo tempo estiveram e estarão comigo, Cleide e Lari Poletto;

... aos Laboratórios: de Mecânica dos Fluidos da FEMEC/UFU (MFLab), de Fluidodinâmica Computacional (LFC) e de Verificação e Validação (LVV) da FURB, pela infraestrutura disponibilizada;

... ao Conselho Nacional de Pesquisa (CNPq) pela bolsa de estudos e ao Petróleo Brasileiro S.A., pela bolsa DTI-ID, sob termo de cooperação 0050.0070334.11.9, pelo apoio financeiro.

*“Varda de far polito.”*

**Nôno Toni**

*“What we call the beginning is often the end*

*And to make an end is to make a beginning*

*The end is where we start from.*

*[...]*

*We shall not cease from exploration*

*And the end of all our exploring*

*Will be to arrive where we started*

*And know the place for the first time.”*

**Thomas Stearns Eliot**

em **Little Gidding, Four Quartets**



UTZIG, J., **Dinâmica das Partículas em Leito Fluidizado Circulante** 2016. 322 f. Tese de doutorado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, Brasil.

### Resumo

A presente tese é voltada à investigação da dinâmica das partículas em um riser de leito fluidizado circulante (CFB). Os leitos fluidizados são comumente encontrados em aplicações de diversas áreas industriais, como na secagem e revestimento de partículas, na polimerização, na combustão e gaseificação de carvão ou biomassa, no craqueamento catalítico de gás-óleo. Dada a importância da compreensão fenomenológica dos mecanismos que ocorrem nestes equipamentos, este trabalho utiliza de experimentações física material e numérica para investigar, descrever e prever o escoamento gás-sólido ascendente em escala piloto. Para isso, a Unidade Piloto de Riser e Ciclones foi projetada e construída, bem como seu controle e sistema de medição óptica, a Anemometria por Efeito Doppler (PDA). O escoamento também foi avaliado por Fluidodinâmica Computacional, como um segundo pilar sobre o qual a presente tese está suportada, através da solução de um modelo matemático euleriano-lagrangeano transiente de partícula pontual, que considera colisões entre partículas e delas com paredes rugosas do riser, implementado no código UNSCYFL3D. Os resultados de ambas simulações física material e numérica dos estudos de caso propostos, evidenciaram a formação de estruturas de macro e mesoescala, derivadas de efeitos geométricos e fluidodinâmicos, respectivamente. Ocorre segregação do escoamento da fase sólida na base do riser e recirculação no topo, devido à saída em T. A PDA evidenciou: a formação da estrutura *core-annulus* desde a alimentação das partículas nos maiores carregamentos, a tendência de segregação radial e axial de diâmetros de partículas e a deposição nas regiões próximas à parede, onde as partículas têm maior flutuação de velocidade. As soluções numéricas indicaram pouca influência das forças de Saffman e Magnus, porém grande influência da rugosidade da parede e do efeito da turboforese. O modelo matemático foi comparado frente às medições físicas, mostrando bom grau de validação para concentração de partículas no centro do riser e para velocidade axial média das partículas.

*Palavras-chave: Escoamento gás-sólido, Riser, Leito Fluidizado Circulante, Fluidodinâmica Computacional, Anemometria por Efeito Doppler*



UTZIG, J., **Particle Phase Dynamics in a Circulating Fluidized Bed Riser** 2016. 322 f. PhD Thesis, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, Brasil.

### Abstract

This thesis is focused on the particle phase dynamics in a circulating fluidized bed riser (CFB). Fluidized beds are commonly encountered in many industrial applications such as drying and coating of particles, polymerizations, combustion and gasification of coal and biomass, gasoil fluid catalytic cracking. Given the importance of the physical understanding about CFBs, in this work experiments and simulations are carried out to explore, describe and predict the upward gas-solid flow in pilot scale. Therefore, the Pilot Unit of Riser and Cyclones was designed and built, as well as its control and optical measuring systems, the last one by using Phase Doppler Anemometry (PDA). Besides that, the flow was solved by Computational Fluid Dynamics, as the second pillar on which this thesis is based, through the solution of an Eulerian-Lagrangian unsteady point-particle model, with inter-particles collisions and impact on rough walls, implemented on the in-house code UNSCYFL3D. The results from both experiments and simulations have shown the macro- and meso-scale structures formation, caused by geometrical and fluid dynamics effects, respectively. Particle phase flow segregation occurs near the particle inlet and also recirculation at the top of the riser, due to the T shape outlet. The PDA results show the core-annulus structure formation from the bottom of the riser in the higher mass loadings, the tendency of radial and axial segregation of particle diameters and the particle deposition near the riser wall, where the discrete phase has higher velocity fluctuations. On the other hand, the simulation results show little influence of Saffman and Magnus forces over the particles flow, however great impact of the roughness wall model and of the turbophoresis effect. About the model validation, good agreement is found mainly to particle concentration at the riser centre and to the particle phase axial velocity.

*Keywords: Gas-solid flow, Circulating Fluidized Bed Riser, Computational Fluid Dynamics, Phase Doppler Anemometry.*



# Lista de Figuras

1.1	Unidade de Craqueamento Catalítico Fluido (FCC), Refinaria Henrique Lage - REVAP, Petróleo Brasileiro S.A.: coração das refinarias de petróleo, é uma das principais aplicações de leito fluidizado circulante. . . . .	6
2.1	Representação simplificada dos diferentes regimes de fluidização de partículas. Adaptado de Levenspiel (1999). . . . .	10
2.2	Classificação de partículas para fluidização: Diagrama de Geldart. Adaptado de Geldart (1973). . . . .	16
2.3	Regimes de escoamento gás-sólido ascendente: Diagrama de Grace. Adaptado de Crowe (2006). . . . .	17
2.4	Modos de operação em um CFB relacionados ao fluxo e velocidade de transporte das partículas (ZHANG et al., 2015). . . . .	18
2.5	Exemplos da influência de partículas sobre o escoamento: a) contornos e isosuperfícies da temperatura do gás em um escoamento gás-sólido diluído ( $\Phi_p = 0,01$ ); b) contornos da velocidade do fluido em um escoamento gás-sólido denso ( $\Phi_p = 0,4$ ). Adaptado de Tenneti e Subramaniam (2014). . . .	24
2.6	Regimes de interação entre as partículas e a turbulência. Adaptado de Elghobashi (1994). . . . .	26
2.7	Concentrações preferenciais em turbulência homogênea isotrópica: à esquerda, partículas com $St = 0,6$ ; à direita, $St = 8,1$ . Adaptado de Wood, Hwang e Eaton (2005). . . . .	26

2.8	Comportamento hipotético das partículas exclusivamente sob turboforese em um duto. Adaptado de Young e Leeming (1997).	30
2.9	Curva de deposição de partículas segundo diferentes mecanismos. Experimentos de Liu e Agarwal (1974). Adaptado de Guha (2008).	31
3.1	Representação gráfica dos modelos elencados na Tabela 3.1. Adaptado de Hoef et al. (2008).	38
4.1	Volume de controle genérico - apresentação bidimensional: centros das células, vetores e faces para organização de malhas não-estruturadas.	62
4.2	Algoritmo do método SIMPLE como implementado no UNSCYFL3D.	68
4.3	Ilustração da trajetória de uma partícula sobre malha euleriana não-estruturada. (HASELBACHER; NAJJAR; FERRY, 2007)	74
5.1	Representação virtual e principais dimensões da UPRC.	87
5.2	Fotografias da UPRC: base do riser, região de aceleração das partículas (esquerda); região central de desenvolvimento do escoamento (meio); saída do riser e seção de separação (direita).	89
5.3	Fotografias da UPRC: seção de alimentação de gás (esquerda); medidor Venturi (centro); seção de alimentação de partículas (direita).	90
5.4	Interface de monitoramento e controle da UPRC.	91
5.5	Programação gráfica para o monitoramento e controle da UPRC.	92
5.6	Aumento da diferença entre as fases das ondas com o aumento do diâmetro de partícula. Adaptado de Dantec Dynamics A/S (2011).	98
5.7	Formas de espalhamento da luz incidente sobre uma partícula esférica transparente.	99
5.8	Configuração e principais componentes de um PDA. Adaptado de Crowe et al. (2012).	100
5.9	Representação do sistema analisador de distribuição granulométrica Malvern Mastersizer 2000E (MALVERN INSTRUMENTS LTD., 2007).	102

6.1	Condições operacionais aplicadas sobre o Diagrama de Grace. Adaptado de Crowe (2006). . . . .	107
6.2	Condições operacionais localizadas no diagrama proposto por Zhang et al. (2015). . . . .	108
6.3	Distribuição granulométrica das esferas de vidro: frequência de ocorrência do diâmetro (—) e fração acumulada do diâmetro (- - -). . . . .	109
6.4	Classificação das esferas de vidro segundo o Diagrama de Geldart. Adaptado de Geldart (1973). . . . .	110
6.5	Microscopia Eletrônica de Varredura das esferas de vidro utilizadas: aproximação de 300x. . . . .	111
6.6	Detalhes da geometria e da malha numérica utilizadas para simulação computacional do riser da UPRC. . . . .	113
6.7	Disposição da PDA para medição de velocidade e concentração de partículas no riser da UPRC. . . . .	116
6.8	a) Malha de pontos para leitura na experimentação física e b) eixos de medição alinhados com a alimentação de sólidos. . . . .	117
7.1	a) Caminhos preferenciais das partículas na sua alimentação e b) na saída do riser. . . . .	122
7.2	a) Acúmulo de sólidos no topo do riser, b) vista lateral de caminhos preferenciais para retorno de partículas e c) oposta à saída. . . . .	122
7.3	a) Comprimento de influência da saída lateral e b) escoamento ascendente de partículas no corpo do riser com evidência das estruturas de mesoescala. . . . .	123
7.4	Malha com pontos de medição pelo PDA, segundo disposição em $r$ e em $\theta$ . . . . .	125
7.5	Campos para concentração média normalizada de partículas $C_p$ , para os três carregamentos mássicos e velocidade superficial do gás $U = 7m/s$ . . . . .	126
7.6	Campos para concentração média normalizada de partículas $C_p$ , para os três carregamentos mássicos e velocidade superficial do gás $U = 10m/s$ . . . . .	128

7.7	Campos para distribuição de diâmetros das partículas, segundo o diâmetro médio de Sauter ( $d_{p,32}$ ), para os três carregamentos mássicos e velocidade superficial do gás $U = 7m/s$ . . . . .	130
7.8	Campos para distribuição de diâmetros das partículas, segundo o diâmetro médio de Sauter ( $d_{p,32}$ ), para os três carregamentos mássicos e velocidade superficial do gás $U = 10m/s$ . . . . .	132
7.9	Campos da velocidade axial média das partículas $u_{p,z}$ , para os três carregamentos mássicos e velocidade superficial do gás $U = 7m/s$ . . . . .	133
7.10	Campos da velocidade axial média das partículas $u_{p,z}$ , para os três carregamentos mássicos e velocidade superficial do gás $U = 10m/s$ . . . . .	135
7.11	Campos para flutuação média da velocidade axial das partículas $u'_{p,z}$ , para os três carregamentos mássicos e velocidade superficial do gás $U = 7m/s$ . . . . .	136
7.12	Campos para flutuação média da velocidade axial das partículas $u'_{p,z}$ , para os três carregamentos mássicos e velocidade superficial do gás $U = 10m/s$ . . . . .	137
7.13	Relação entre a concentração normalizada média de partículas e sua velocidade axial média, para cada ponto de medição nas três alturas do riser da UPRC. . . . .	139
7.14	Dispersão entre o diâmetro ( $d_p$ ) e a velocidade da partícula ( $u_p$ ) de cada amostra, para o caso $U = 7m/s$ e $\eta = 1,00$ em $\theta = 0^\circ$ : a) $r/D = 0$ e b) $r/D = 0,47$ . . . . .	140
7.15	Dispersão entre o diâmetro ( $d_p$ ) e a velocidade da partícula ( $u_p$ ) de cada amostra, para o caso $U = 10m/s$ e $\eta = 1,00$ em $\theta = 0^\circ$ : a) $r/D = 0$ e b) $r/D = 0,47$ . . . . .	143
7.16	Ocorrência do diâmetro das partículas ( $d_p$ ), para os casos com $U = 7m/s$ , em $\theta = 0^\circ$ : a) $r/D = 0$ e b) $r/D = 0,47$ . . . . .	145
7.17	Ocorrência do diâmetro das partículas ( $d_p$ ), para os casos com $U = 10m/s$ , em $\theta = 0^\circ$ : a) $r/D = 0$ e b) $r/D = 0,47$ . . . . .	146
7.18	Ocorrência da velocidade axial das partículas ( $u_p$ ), para os casos com $U = 7m/s$ , em $\theta = 0^\circ$ : a) $r/D = 0$ e b) $r/D = 0,47$ . . . . .	148

- 7.19 Ocorrência da velocidade axial das partículas ( $u_p$ ), para os casos com  $U = 10m/s$ , em  $\theta = 0^\circ$ : a)  $r/D = 0$  e b)  $r/D = 0,47$ . . . . . 149
- 7.20 Desenvolvimento axial das médias do a) diâmetro médio de Sauter  $\langle d_{p,32} \rangle$  e b) da concentração normalizada de partículas  $\langle C_p \rangle$ . Casos: (—)  $U = 7m/s$  e (- -)  $U = 10m/s$ . . . . . 151
- 7.21 Desenvolvimento axial das médias da a) velocidade axial  $\langle u_p \rangle$  e b) da flutuação de velocidade das partículas  $\langle u'_p \rangle$ . Casos: (—)  $U = 7m/s$  e (- -)  $U = 10m/s$ . . . . . 152
- 7.22 Efeito da alimentação de sólidos na simulação computacional, para o caso  $U = 10m/s$  e  $\eta = 1,00$ : a) concentração e vetor velocidade das partículas; b) velocidade axial e linhas de corrente aplicadas sobre o campo de velocidade das partículas. . . . . 156
- 7.23 Idealização do efeito de escoamento granular em uma situação física: a) vista a partir do duto de alimentação e b) vista lateral. . . . . 157
- 7.24 Diferenças na condição inicial para a fase sólida: utilização a) da velocidade terminal de uma partícula média e b) de velocidade suficiente para reproduzir o comportamento real. . . . . 159
- 7.25 Índices de convergência de malha avaliados para o Caso 1, radialmente, em  $h = 5,5m$ , segundo: a) velocidade axial gás; b) concentração normalizada de partículas; c) velocidade axial das partículas; e d) flutuação média da velocidade axial das partículas. . . . . 162
- 7.26 Comparação de soluções computacionais para o Caso 6 ( $U = 10m/s$  e  $\eta = 1,00$ ), em  $h = 5,5m$ : (—) modelo matemático de quatro-vias e (- - -) modelo duas-vias, sem colisões entre partículas. . . . . 163
- 7.27 Comparação de soluções computacionais para o Caso 6 ( $U = 10m/s$  e  $\eta = 1,00$ ), em  $h = 5,5m$ : (—) fator de rugosidade da parede  $\Delta\gamma = 1,5^\circ$ , (- - -)  $\Delta\gamma = 3,0^\circ$  e ( $\cdot\cdot\cdot$ )  $\Delta\gamma = 0,0^\circ$ . . . . . 165

- 7.28 Comparação de soluções computacionais para o Caso 6 ( $U = 10m/s$  e  $\eta = 1,00$ ), em  $h = 5,5m$ : (—) modelo completo dado pela Eq. 3.5 e (- - -) modelo sem as forças de Saffman e Magnus,  $F_{si}$  e  $F_{ri}$ . . . . . 166
- 7.29 Comparação de soluções computacionais para o Caso 6 ( $U = 10m/s$  e  $\eta = 1,00$ ), em  $h = 5,5m$ : (—) modelo completo para o fluido e (- - -) modelo sem adição de flutuação de velocidade pela equação de Langevin. . . . . 168
- 7.30 Comparação radial entre a concentração média de partículas obtida pela experimentação física (PDA) e numérica (modelos de turbulência k- $\epsilon$  e k- $\omega$ ), para os Casos a) 1 ( $U = 7m/s$  e  $\eta = 0,50$ ) e b) 3 ( $U = 7m/s$  e  $\eta = 1,00$ ). . . . . 170
- 7.31 Comparação radial entre a concentração média de partículas obtida pela experimentação física (PDA) e numérica (modelos de turbulência k- $\epsilon$  e k- $\omega$ ), para os Casos a) 4 ( $U = 10m/s$  e  $\eta = 0,50$ ) e b) 6 ( $U = 10m/s$  e  $\eta = 1,00$ ). . . . . 172
- 7.32 Comparação radial entre a velocidade axial média das partículas obtida pela experimentação física (PDA) e numérica (modelos de turbulência k- $\epsilon$  e k- $\omega$ ), para os Casos a) 1 ( $U = 7m/s$  e  $\eta = 0,50$ ) e b) 3 ( $U = 7m/s$  e  $\eta = 1,00$ ). . . . . 174
- 7.33 Comparação radial entre a velocidade axial média das partículas obtida pela experimentação física (PDA) e numérica (modelos de turbulência k- $\epsilon$  e k- $\omega$ ), para os Casos a) 4 ( $U = 10m/s$  e  $\eta = 0,50$ ) e b) 6 ( $U = 10m/s$  e  $\eta = 1,00$ ). . . . . 175
- 7.34 Comparação radial entre a flutuação média da velocidade axial das partículas obtida pela experimentação física (PDA) e numérica (modelos de turbulência k- $\epsilon$  e k- $\omega$ ), para os Casos a) 1 ( $U = 7m/s$  e  $\eta = 0,50$ ) e b) 3 ( $U = 7m/s$  e  $\eta = 1,00$ ). . . . . 177

7.35	Comparação radial entre a flutuação média da velocidade axial das partículas obtida pela experimentação física (PDA) e numérica (modelos de turbulência $k-\varepsilon$ e $k-\omega$ ), para os Casos a) 4 ( $U = 10m/s$ e $\eta = 0,50$ ) e b) 6 ( $U = 10m/s$ e $\eta = 1,00$ ).	178
7.36	Solução numérica do Caso 6 ( $U = 10m/s$ e $\eta = 1,00$ ), região da base do riser: a) campo de velocidade média do gás, b) campo de pressão e c) campo de concentração normalizada de partículas.	181
7.37	Solução dos Casos 1 e 6, região da base do riser: campos de velocidade média a) c) do gás, $u(m/s)$ , e b) d) das partículas, $u_p(m/s)$ .	183
7.38	Solução dos Casos 1 e 6, região da base do riser: campos de flutuação média da velocidade a) c) do gás, $u'(m/s)$ , e b) d) das partículas, $u'_p(m/s)$ ; e) campos de concentração normalizada de partículas em $h = 0,25m$ .	183
7.39	Solução dos Casos 1 e 6, região do topo do riser: campos de velocidade média a) c) do gás, $u(m/s)$ , e b) d) das partículas, $u_p(m/s)$ .	185
7.40	Solução dos Casos 1 e 6, região do topo do riser: campos de flutuação média da velocidade a) c) do gás, $u'(m/s)$ , e b) d) das partículas, $u'_p(m/s)$ .	186
7.41	Isovolumes aplicados sobre a concentração normalizada de partículas, intervalo para $C_p \geq 20$ , em todas as condições operacionais – Casos 1 a 6.	187
7.42	Perfis radiais do Tensor de Reynolds ( $\tau_{p,xy} = u'_{p,x} * u'_{p,y}$ ) para o escoamento da fase sólida no plano da seção transversal: Casos a) 1 ( $U = 7m/s$ e $\eta = 0,50$ ), b) 3 ( $U = 7m/s$ e $\eta = 1,00$ ), c) 4 ( $U = 10m/s$ e $\eta = 0,50$ ) e d) 6 ( $U = 10m/s$ e $\eta = 1,00$ ).	188
7.43	Perfis radiais da Energia Cinética das partículas devido à flutuação de velocidade para os Casos a) 1, b) 2, c) 3, d) 4, e) 5 e f) 6.	190
7.44	Campos da Energia Cinética das partículas devido à flutuação de velocidade: Casos a) 2 ( $U = 7m/s$ e $\eta = 0,75$ ) e b) 5 ( $U = 10m/s$ e $\eta = 0,75$ ).	191
7.45	Estruturas longitudinais devido à aglomeração de partículas: a) isosuperfície para $C_p = 1,00$ , Caso 6, e b) fotografia da operação na UPRC.	192

8.1	Configurações geométricas de topo de riser avaliadas. . . . .	214
8.2	Seção transversal e detalhe da malha numérica. . . . .	215
8.3	Campos de cores e vetores para a velocidade média do gás. . . . .	216
8.4	Campo de cores e linhas de corrente: evidência para as regiões de recirculação. . . . .	217
8.5	Campos de cores para a pressão e velocidade médias. O plano de pressão é tomado na altura de 11,7 m; o plano de velocidade, na alimentação do ciclone de 1° estágio. . . . .	218
8.6	Medidor Venturi tipo Herschel (Perry e Green, 1997). . . . .	220
8.7	Geometrias dos casos avaliados. . . . .	221
8.8	Planos de velocidade axial média para cada caso avaliado. . . . .	223
8.9	Pressão média imediatamente a jusante e a montante do medidor Venturi. . . . .	224
8.10	Esquema simplificado: a) abordagem E-L clássica, volume das partículas é desconsiderado; b) abordagem em que, devido à quantidade elevada de partículas, o volume ocupado por essa fase deve ser considerado. . . . .	230

## Lista de Tabelas

3.1	Classificação dos vários modelos utilizados para simular escoamentos gás-sólido. Adaptado de Hoef et al. (2008). . . . .	37
6.1	Propriedades características do escoamento de gás. . . . .	104
6.2	Relações entre as taxas globais das fases. . . . .	105
6.3	Propriedades características das partículas no escoamento, dadas as condições da Tab. 6.1. . . . .	106
6.4	Configurações ópticas da PDA. . . . .	116
6.5	Relação dos casos principais propostos para investigação do escoamento gás-sólido em riser de CFB. . . . .	118
8.1	Dimensões dos medidores Venturi avaliados. . . . .	220
8.2	Perdas de carga e variação de pressão para medição da vazão em cada caso.	225



# Nomenclatura

## Letras latinas

$a_i$	- vetor de forças (-)
$A_{ST}$	- área da seção transversal ( $m^2$ )
$A_\varepsilon$	- coeficiente do modelo k- $\varepsilon$ (-)
$A_\mu$	- coeficiente do modelo k- $\varepsilon$ (-)
$Ar$	- número de Arquimedes (-)
$C_D$	- coeficiente de arraste (-)
$cf_i$	- coeficiente longitudinal do modelo de Langevin (-)
$cf_gi$	- coeficiente transversal do modelo de Langevin (-)
$C_p$	- concentração normalizada de partículas (-)
$C_p^+$	- densidade média de partículas ( $kg_p/m^3$ )
$C_{ls}$	- coeficiente da força de Saffman (-)
$C_{lr}$	- coeficiente da força de Magnus (-)
$C_{\varepsilon 1}$	- coeficiente do modelo k- $\varepsilon$ (-)
$C_{\varepsilon 2}$	- coeficiente do modelo k- $\varepsilon$ (-)
$C_\mu$	- coeficiente do modelo k- $\varepsilon$ (-)
$C_r$	- coeficiente do torque (-)
$d_p$	- diâmetro da partícula ( $m$ )
$d_{p,32}$	- diâmetro médio de Sauter ( $m$ )
$D_p$	- classe de partículas com mesmo diâmetro (-)
$e$	- coeficiente de restituição normal (-)
$E$	- erro fracionado de Richardson (-)
$f_D$	- frequência Doppler ( $Hz$ )
$f_p$	- razão entre o número de partículas reais e computacionais (-)
$F_S$	- fator de segurança (-)
$F_{si}$	- força de Saffman ( $m/s^2$ )
$F_{ri}$	- força de Magnus ( $m/s^2$ )
$g$	- aceleração da gravidade ( $m/s^2$ )
$G_S$	- fluxo mássico de partículas ( $kg_p/m^2 s$ )
$\tilde{G}_k$	- termo de geração de $k$ no modelo k- $\omega$ ( $m^2/s^3$ )
$G_k$	- termo de geração de $k$ no modelo k- $\varepsilon$ ( $m^2/s^3$ )
$G_\omega$	- termo de geração de $\omega$ ( $m^2/s^3$ )
$h$	- altura ( $m$ )

$H$	- altura ( $m$ )
$I_p$	- momento de inércia ( $kg\ m^2$ )
$J_p$	- fluxo de transferência de partículas para a parede ( $s^{-1}$ )
$k$	- energia cinética turbulenta ( $m^2/s^2$ )
$K_p$	- energia cinética devido à flutuação das partículas ( $m^2/s^2$ )
$l$	- escala de comprimento característica ( $m$ )
$l_\varepsilon$	- escala de comprimento do modelo k- $\varepsilon$ (-)
$l_\mu$	- comprimento de mistura do modelo k- $\varepsilon$ (-)
$l_m$	- comprimento de mistura ( $m$ )
$L_i$	- comprimento médio da interferência do sinal ( $m$ )
$\dot{m}$	- taxa mássica ( $kg/s$ )
$m_p$	- massa da partícula ( $kg$ )
$N_{pr}$	- número de partículas reais (-)
$N_{pc}$	- número de partículas computacionais (-)
$p$	- pressão ( $Pa$ )
$P$	- termo de produção ( $m^2/s^3$ )
$r$	- direção radial do riser ( $m$ )
$R_\omega$	- coeficiente do modelo k- $\omega$ (-)
$R_{E,i}$	- correlação do campo euleriano (-)
$R_L$	- auto-correlação lagrangeana (-)
$R_k$	- coeficiente do modelo k- $\omega$ (-)
$R_{p,ui}$	- correlação para o modelo de Langevin (-)
$R$	- razão de refinamento entre malhas (-)
$RC$	- razão de carga ( $g_p/m_g^3$ )
$Re$	- número de Reynolds (-)
$Re_{mf}$	- número de Reynolds na velocidade mínima de fluidização (-)
$Re_p$	- número de Reynolds da partícula (-)
$S_\phi$	- termo fonte de $\phi$ (-)
$St$	- número de Stokes (-)
$T$	- temperatura ( $K$ )
$T_i$	- torque ( $N\ m$ )
$u$	- velocidade do gás ( $m/s$ )
$u_*$	- velocidade de cisalhamento ( $m/s$ )
$u_i$	- vetor velocidade ( $m/s$ )
$u'_i$	- vetor flutuação da velocidade ( $m/s$ )
$u_K$	- escala de velocidade de Kolmogorov ( $m/s$ )
$u_o$	- velocidade de um fluido que se aplica à suspensão de partículas ( $m/s$ )
$u_p$	- velocidade da partícula ( $m/s$ )
$U$	- velocidade superficial ( $m/s$ )
$U_{mf}$	- velocidade mínima de fluidização ( $m/s$ )
$\dot{V}$	- taxa volumétrica ( $m^3/s$ )
$V_{dep}^+$	- velocidade adimensional de deposição (-)
$V_{Riser}$	- volume do riser ( $m^3$ )
$x_i$	- vetor espacial ( $m$ )
$x_{pi}$	- vetor posição da partícula ( $m$ )

## Letras gregas

$\alpha_0^*$	-	coeficiente do modelo k- $\omega$ (-)
$\alpha_0$	-	coeficiente do modelo k- $\omega$ (-)
$\beta$	-	parâmetro da força de Saffman (-)
$\beta_\infty^*$	-	coeficiente do modelo k- $\omega$ (-)
$\beta_{i,1}$	-	coeficiente do modelo k- $\omega$ (-)
$\beta_{i,2}$	-	coeficiente do modelo k- $\omega$ (-)
$\Gamma$	-	coeficiente de difusão (-)
$\delta_{ij}$	-	delta de Kronecker (-)
$\delta_{MN}$	-	espaçamento da malha numérica (-)
$\Delta\gamma$	-	desvio padrão da distribuição Gaussiana (-)
$\Delta P$	-	variação de pressão ( $Pa$ )
$\Delta r$	-	variação de espaço ( $m$ )
$\Delta t$	-	variação de tempo ( $s$ )
$\Delta V$	-	variação de volume ( $m^3$ )
$\varepsilon$	-	taxa de dissipação da energia cinética turbulenta ( $m^2/s^3$ )
$\eta$	-	carregamento mássico ( $kg_p/kg_g$ )
$\theta$	-	direção azimutal do riser ( $^\circ$ )
$\kappa_{col}$	-	frequência de colisão entre partículas (-)
$\lambda_\varepsilon$	-	função de mistura do modelo k- $\varepsilon$ (-)
$\lambda_K$	-	escala de comprimento de Kolmogorov ( $m$ )
$\mu$	-	viscosidade dinâmica ( $Pa\ s$ )
$\mu_d$	-	coeficiente de atrito dinâmico (-)
$\mu_t$	-	viscosidade turbulenta ( $Pa\ s$ )
$\nu$	-	viscosidade cinemática ( $m^2/s$ )
$\xi$	-	ângulo provindo da distribuição Gaussiana ( $^\circ$ )
$\rho$	-	massa específica do gás ( $kg/m^3$ )
$\rho_p$	-	massa específica da partícula ( $kg/m^3$ )
$\sigma_k$	-	coeficiente do modelo k- $\varepsilon$ (-)
$\sigma_\varepsilon$	-	coeficiente do modelo k- $\varepsilon$ (-)
$\sigma_\omega$	-	coeficiente do modelo k- $\omega$ (-)
$\sigma_\omega 2$	-	coeficiente do modelo k- $\omega$ (-)
$\sigma_\omega 1$	-	coeficiente do modelo k- $\omega$ (-)
$\tau^+$	-	tempo adimensional de relaxação da partícula (-)
$\tau_e$	-	tempo de resposta do gás ( $s$ )
$\tau_K$	-	escala de tempo de Kolmogorov ( $s$ )
$\tau_L$	-	escala de tempo integral ( $s$ )
$\tau_p$	-	tempo de relaxação da partícula ( $s$ )
$\tau_p^{col}$	-	tempo médio de colisão (-)
$\tau_{p,xy}$	-	tensor de Reynolds para o campo de velocidade da fase sólida na direção x,y ( $m^2/s^2$ )
$\phi$	-	variável genérica conservável (-)
$\Phi_p$	-	fração volumétrica de partículas (-)
$\chi$	-	número randômico de distribuição Gaussiana (-)
$\Psi$	-	esfericidade (-)
$\omega$	-	taxa específica de dissipação de energia cinética turbulenta ( $m^2/s^3kg$ )
$\omega_{pi}$	-	vetor velocidade angular da partícula ( $m/s$ )

**Siglas**

CFB	- Leito Fluidizado Circulante ( <i>Circulating Fluidized Bed</i> )
CFD	- Fluidodinâmica Computacional ( <i>Computational Fluid Dynamics</i> )
DDPM	- <i>Dense Discrete Phase Model</i>
DPM	- Modelo de fase discreta ( <i>Discrete Phase Model</i> )
DNS	- Simulação Numérica Direta ( <i>Direct Numerical Simulation</i> )
ECT	- Tomografia por Capacitância Elétrica ( <i>Electrical Capacitance Tomography</i> )
E-E	- Abordagem euleriana-euleriana
E-L	- Abordagem euleriana-lagrangeana
EMMS	- Método <i>Energy Minimization Multi-Scale</i>
GCI	- Método Índice de Convergência de Malha ( <i>Grid Convergence Index</i> )
LDA	- Anemometria por Efeito Doppler – Medição de Velocidade ( <i>Laser Doppler Anemometry</i> )
LES	- Simulação de Grandes Escalas ( <i>Large-Eddy Simulation</i> )
L-L	- Abordagem lagrangeana-lagrangeana
MEV	- Microscopia Eletrônica de Varredura
MP-PIC	- Método <i>Multiphase Particle-in-Cell</i>
MVF	- Método dos Volumes Finitos
NS	- Equações de Navier-Stokes
PDA	- Anemometria por Efeito Doppler – Medição de Velocidade e Diâmetro ( <i>Phase Doppler Anemometry</i> )
PEPT	- Rastreamento de Partícula por Emissão de Pósitrons ( <i>Positron Emission Particle Tracking</i> )
PID	- Método Proporcional-Integral-Derivativo
PIV	- Velocimetria por Imagem de Partícula ( <i>Particle Image Velocimetry</i> )
RANS	- Equações de Navier-Stokes Médias de Reynolds ( <i>Reynolds Averaged Navier-Stokes</i> )
RPT	- Rastreamento Radioativo de Partículas ( <i>Radioactive Particle Tracking</i> )
RSM	- Modelo das Tensões de Reynolds ( <i>Reynolds Stress Model</i> )
SIMPLE	- Método <i>Semi-Implicit Pressure-Linked Equations</i>
SST	- Modelo <i>Shear Stress Transport</i>
TFM	- Modelo de dois fluidos ( <i>Two-Fluid Model</i> )
TKE	- Energia Cinética Turbulenta ( <i>Turbulent Kinetic Energy</i> )
UPRC	- Unidade Piloto de Riser e Ciclones
UNSCYFL3D	- Simulador <i>Unsteady Cyclon Flow 3D</i>
URANS	- Equações de Navier-Stokes Médias de Reynolds Transientes ( <i>Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes</i> )

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
1.1	Prolegômenos . . . . .	1
1.2	Motivação pelo tema . . . . .	4
1.3	Objetivos de pesquisa . . . . .	6
1.4	Escopo da Tese . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Escoamentos gás-sólido</b>	<b>9</b>
2.1	A fluidodinâmica em risers de CFBs . . . . .	9
2.2	Interações entre as fases no escoamento gás-sólido . . . . .	23
2.3	Fenomenologia da fluidização sob turbulência . . . . .	28
<b>3</b>	<b>Estrutura matemática</b>	<b>35</b>
3.1	Modelagem matemática da conservação . . . . .	35
3.1.1	Equação geral . . . . .	39
3.1.2	Modelo para fase gasosa . . . . .	40
3.1.3	Modelo para fase sólida . . . . .	40
3.2	O problema do fechamento do modelo da turbulência . . . . .	45
3.2.1	$k-\varepsilon$ duas-camadas . . . . .	50
3.2.2	$k-\omega$ SST . . . . .	53
3.3	Modelos para as interações entre as fases . . . . .	55
<b>4</b>	<b>Estrutura numérica</b>	<b>59</b>

4.1	Metodologia numérica do UNSCYFL3D . . . . .	60
4.1.1	Métodos para solução da fase contínua . . . . .	60
4.1.2	Métodos para solução da fase discreta . . . . .	67
4.2	Metodologia para verificação da discretização espacial: Índice de Convergência de Malha – GCI . . . . .	75
4.3	Metodologia para avaliação dos dados de experimentação física . . . . .	78
<b>5</b>	<b>Estrutura física</b>	<b>85</b>
5.1	A Unidade Piloto de Riser e Ciclones - UPRC . . . . .	85
5.1.1	Sistema de aquisição e controle . . . . .	89
5.2	Técnicas de medição de partículas . . . . .	91
5.2.1	Anemometria por Efeito Doppler . . . . .	95
5.2.2	Análise granulométrica . . . . .	101
<b>6</b>	<b>Estudo de casos</b>	<b>103</b>
6.1	Configuração fluidodinâmica e regimes de escoamento . . . . .	103
6.1.1	Caracterização das partículas . . . . .	108
6.2	Procedimentos experimentais . . . . .	111
6.2.1	Set-up numérico . . . . .	112
6.2.2	Set-up experimental . . . . .	115
6.3	Síntese dos casos . . . . .	117
<b>7</b>	<b>Resultados e discussões</b>	<b>119</b>
7.1	O leito circulante na UPRC: observações do comportamento geral . . . . .	120
7.2	Experimentos físicos: principais resultados . . . . .	124
7.2.1	Dinâmica macroscópica das partículas no riser: campos médios . . . . .	125
7.2.2	Relações de ocorrência: velocidade, concentração e diâmetro das partículas . . . . .	138
7.2.3	Desenvolvimento axial do escoamento particulado . . . . .	150
7.3	Experimentos numéricos: principais resultados . . . . .	153

7.3.1	A condição de alimentação das partículas . . . . .	154
7.3.2	Testes de sensibilidade dos métodos numéricos e modelos matemáticos	160
7.3.3	Validação dos modelos matemáticos frente aos dados experimentais	167
7.3.4	Predição do escoamento gás-sólido em riser de CFB . . . . .	179
<b>8</b>	<b>Conclusões e perspectivas</b>	<b>195</b>
8.0.1	Conclusões da tese . . . . .	196
8.0.2	Perspectivas sobre o tema e trabalhos futuros . . . . .	199
8.0.3	Considerações finais . . . . .	200
	<b>Trabalhos publicados</b>	<b>201</b>
	<b>Referências</b>	<b>203</b>
	<b>Apêndices</b>	<b>213</b>



# CAPÍTULO I

## Introdução

### 1.1 Prolegômenos

Pensadores, inovadores, empreendedores de soluções, é dos engenheiros a coragem para investir frente à Natureza e usá-la para o bem da humanidade. Sua aplicação sobre as Ciências Naturais na busca pelo entendimento do mundo material, carrega o dever de transformar teorias em realidade prática e, com isso, traduzir o idioma de Deus.

A sugestão de que a Natureza é constituída por elementos indivisíveis, partículas minúsculas que unidas dão forma a tudo, é tanto antiga como atual e se mostra verdadeira. Desde o conceito atomista de Demócrito de Abdera (460-371 a.C.), discípulo de Leucipo e contemporâneo de Sócrates, até os mais modernos achados no presente momento, como o do bóson de Higgs, a ideia fundamental permanece: o tecido do espaço-tempo é composto de quantidades mínimas e unitárias, algo que hoje sabemos serem diferentes formas de energia. Esta ideia permeia o conhecimento da Natureza, de átomos a galáxias, avaliados cada qual pelo referencial Físico-Matemático conveniente.

Entre as menores e as maiores estruturas materiais conhecidas, nos encontramos observando e refletindo sobre cada uma delas. Nesta dimensão, o espaço-tempo nos é familiar, palpável, sensível; reside na lacuna entre aglomerados de partículas fundamentais

cuja sinfonia se reflete em elementos químicos e aglomerados de galáxias que compõe o Universo. O mundo prático, terreno, acontece em escalas perceptíveis pelo ser humano regular, embora ele saiba que as florestas também se movem em uma escala de tempo que só percebem os olhos demorados.

Portanto, este é o local da Engenharia, aquele em que se é capaz de manipular a Natureza para um fim desejado e direcionado ao bem-estar da sociedade humana. Enquanto navegou no oceano do tempo, o Homem construiu castelos e máquinas, produziu alimentos artificiais e lançou sondas além do sistema solar. Para tanto, a compreensão dos mecanismos que produzem os fenômenos naturais é condição primária e é alcançada pelo uso sistemático da razão que, auxiliada pela emoção, elabora os conceitos que compõe as disciplinas da Filosofia Natural: a Física e a Matemática. Produto delas é a Engenharia, que porventura requer ainda visitar a Química e a Biologia.

Grande maioria das aplicações de engenharia se fazem no domínio do contínuo, uma hipótese simplificadora adotada para permitir a descrição da matéria sem variação ou perda de propriedades ao ser infinitamente dividida. Sobre este princípio, o engenheiro-cientista escreve modelos matemáticos que representam com maior ou menor nível de detalhamento a realidade física. Este processo é uma transposição de realidades, em que equações matemáticas podem representar, em um mundo virtual, um fenômeno que ocorre no mundo material, tal qual a ideia platônica que difere o mundo das formas imperfeitas daquele das formas perfeitas, o mundo das ideias.

O papel desta ciência aplicada deve ser medido dada a contextualização do espaço geográfico no qual está inserida, considerando sua responsabilidade promotora de desenvolvimento tecnológico. Sua contribuição para o bem-estar social, neste aspecto, deve se basear na mais adequada interação com os recursos naturais, através de aplicações eficientes e pouco agressivas ao meio-ambiente. Mundialmente os esforços de engenheiros-cientistas seguem nesta direção, investigando a fenomenologia natural através de experimentos e soluções de modelos matemáticos.

Entre os problemas frequentes e desafiadores da Engenharia, estão os que envolvem escoamentos multifásicos – aqueles em que mais de uma fase da matéria está presente

durante o transporte, sejam misturas de gases e líquidos, líquidos e sólidos, gases e sólidos ou os três simultaneamente. Nestes casos, comuns em processos industriais, os mecanismos de transferência de energia e de massa são complexos, especialmente se o escoamento estiver em estado de turbulência, se houver mudança de estado físico e ocorrência de reações químicas. A fenomenologia por trás de alguns destes efeitos, como a turbulência e a mudança de fase, reside em uma área da Física que ainda é dada como sem solução, porém na Engenharia, é inescapável lidar com eles.

A classe dos escoamentos de misturas entre gases e sólidos na forma de partículas – elementos discretos de formas geométricas variadas, com dimensões frequentes entre micrômetros e milímetros – é alvo da presente tese. Nos processos industriais, normalmente são transportadas por escoamento turbulento de gás, com transferência térmica e ocorrência de reações químicas. A descrição matemática do transporte de partículas, no entanto, segue sendo desenvolvida mais profundamente ao longo das últimas seis décadas e atualmente recebe basicamente dois tratamentos matemáticos distintos e visam ambos descrevê-lo.

Para ilustrar este fundamento da investigação do movimento das partículas, imagine-se uma ampulheta em posição tal que a massa de partículas esteja na metade superior e, pela ação do campo gravitacional, precipitam através do estrangulamento que divide a ampulheta. Ao observá-la a certa distância, alguém que a desconhece poderia supor que o escoamento ocorrendo entre os dois vasos cônicos é o de um líquido bastante viscoso ou com uma viscosidade especial. No entanto, ao se aproximar e observá-la com cuidado, pode perceber que são corpos separados e, ainda, se pudesse ter a visão a partir de cada grão de areia, veria a si mesmo em queda desde o compartimento superior. O tratamento matemático que utiliza do primeiro ponto de vista para descrever o movimento das partículas, o faz como se o todo delas está interligado e evolui sobre um campo estático; o último, trata cada partícula separadamente conforme se desloca. Ambos, porém, se dedicam à viabilização do entendimento e mais próxima representação da dinâmica real das partículas em escoamento.

Desde as partículas que viajam do Saara à Amazônia, àquelas que catalisam reações

químicas em processos industriais, o comportamento do escoamento gás-sólido deve ser compreendido para ser previsto. A previsão dos fenômenos naturais, assim, é como podemos falar a mesma linguagem da Natureza, este é o ideal do engenheiro-cientista.

## 1.2 Motivação pelo tema

O tema do escoamento gás-sólido tem sido extensivamente estudado nas últimas décadas, principalmente por suas importantes aplicações nas indústrias química e do petróleo. Nesse tempo, experimentações físicas e numéricas<sup>1</sup> ampliaram o entendimento sobre os mecanismos do escoamento, através do desenvolvimento e solução de avançados modelos matemáticos baseados em princípios ordenadores da Natureza e de equações empíricas, muitas vezes necessárias para fechamento dos modelos. Por um lado, simulações físicas do escoamento gás-sólido permitem o levantamento de informações sobre o comportamento real das fases presentes na mistura, e por outro, simulações numéricas em princípio utilizam estas informações para comprovar a eficiência de seus modelos e, posteriormente, extrapolar as condições operacionais e espaço-temporais para aplicações diversas.

Neste contexto, a investigação da física fundamental presente em escoamentos turbulentos de mistura gás-sólido constitui uma atividade importante para a otimização de processos industriais, posto que sua fenomenologia ainda não é totalmente compreendida. Particularmente na indústria de refino do petróleo, este tipo de escoamento é relevante e se faz presente no transporte pneumático em dutos, na separação em ciclones, em reatores de leito fluidizado, entre outras situações.

Este cenário revela que a constituição de modelos matemáticos fiéis à Natureza é dependente de simulações físicas que orientem a sua validade. Quanto mais complexa for a representação virtual, mais importante é a confirmação de que o modelo descreve corretamente a realidade. Embora relevante comunidade dedicada aos sistemas particu-

---

<sup>1</sup>No presente trabalho, a nomenclatura de “experimentação/simulação física/material” se refere a estudos realizados em unidades reais, onde se executa medições com sondas e equipamentos; “experimentação/simulação numérica/computacional”, por outro lado, se refere ao estudo virtual, produzido através de modelos matemáticos e métodos de solução numérica.

lados tenha se desenvolvido no Brasil (MASSARANI, 2002; FREIRE; SILVEIRA, 2009), há escassez de estudos avançados – de alta resolução espacial e temporal, não intrusivos – que componham uma base empírica sobre escoamentos multifásicos em leitos fluidizados, fundamentais para validação e constituição de modelos matemáticos da fluidodinâmica tridimensional, transiente e de fases resolvidas. Isso é particularmente evidente para escala piloto e sistemas com geometria complexa, uma vez que o domínio de escoamento é um dos fatores relevantes para estudos de validação. Risers<sup>2</sup> de Leito Fluidizado Circulante (CFB, *Circulating Fluidized Bed*) fazem parte desta demanda, especialmente em dimensões físicas e operacionais que ampliem os efeitos das maiores escalas da turbulência – como em escala piloto – inexistentes em unidades de escala laboratorial. Desta forma, aproxima-se a análise das condições de aplicação e se obtém maior confiabilidade para generalizações. Um exemplo clássico de riser de CFB é o reator que compõe as Unidades de Craqueamento Catalítico Fluido (UFCCs), conhecidas como o coração das refinarias de petróleo, Fig. 1.1<sup>3</sup>.

Além de atuarem como catalisadoras de reações químicas, as partículas em reatores de leito fluidizado promovem eficiente mistura de espécies químicas e assim transferência de massa, e excelente distribuição de temperatura, com relativamente baixa perda de carga. Por isso, têm sido aplicados em diversos processos, como também na combustão de carvão, na conversão termoquímica de biomassa, na indústria farmacêutica e de alimentos. A necessidade de modelar matematicamente com acurácia o escoamento gás-sólido destes processos é crucial para seu projeto, otimização e ampliação de escala.

Entre as abordagens matemáticas adotadas para isso, a de dois-fluidos ou euleriana-euleriana e a euleriana-lagrangeana são as mais utilizadas e vêm recebendo uma série de aprimoramentos, como apresentam Li, Dietiker e Shadle (2014) e Capecelatro, Pepiot e Desjardins (2014), respectivamente. A solução de cada modelagem para os escoamentos multifásicos é realizada por um conjunto de métodos numéricos que assim formam a

---

<sup>2</sup>Equipamento em que ocorre escoamento ascendente confinado, mono ou multifásico, isotérmico ou não-isotérmico, com ou sem reação química; a palavra será usada ao longo da presente tese sem indicação do estrangeirismo.

<sup>3</sup>Fotografia tomada por Henry França Meier, em Março de 2016.



Figura 1.1: Unidade de Craqueamento Catalítico Fluido (FCC), Refinaria Henrique Lage - REVAP, Petróleo Brasileiro S.A.: coração das refinarias de petróleo, é uma das principais aplicações de leito fluidizado circulante.

Fluidodinâmica Computacional (CFD), a qual tem se tornado nas últimas décadas uma das principais referências para aplicações de engenharia. Naturalmente, a aplicabilidade e confiabilidade de seus modelos deve ser comprovada frente a medições materiais e, assim, as experimentações física e numérica, além de elaborações teóricas, se complementam para construção de conhecimento relativo ao tema.

### 1.3 Objetivos de pesquisa

A questão principal da presente tese é o comportamento das partículas em um riser de leito fluidizado circulante, em escala piloto, decorrente da dinâmica da fase e de sua

interação com a fase contínua. Os objetivos para esta investigação, dos quais este trabalho é resultado, são:

- investigar a distribuição espacial das partículas em um riser de CFB, bem como sua dinâmica via análise matemática e por experimentação física, de forma que ambas se complementem;
- projetar e construir uma unidade para experimentação física de leito fluidizado circulante, em escala piloto, que permita a análise do escoamento gás-sólido ascendente por técnicas ópticas;
- desenvolver um sistema de controle e aquisição de dados da unidade física tal que permita sua operação com segurança e a distância;
- viabilizar um sistema de medição e aplicar a técnica de Anemometria por Efeito Doppler para medição em alta frequência da concentração e velocidade das partículas no riser de CFB em escala piloto;
- validar a modelagem euleriana-lagrangeana transiente, com força-pontual e acoplamento de quatro-vias, considerando-se paredes rugosas, sob as Equações de Navier-Stokes Médias de Reynolds frente aos dados de experimentação física coletados na presente tese;
- analisar o comportamento fluidodinâmico das partículas em um leito fluidizado de CFB, com ênfase à identificação da formação de estruturas de macro e mesoescala, à influência de efeitos geométricos e ao desenvolvimento da estrutura *core-annulus*.

## 1.4 Escopo da Tese

A presente tese é organizada em oito capítulos, incluso o atual. No **Capítulo II**, são apresentadas características fenomenológicas dos escoamentos gás-sólido e de leitos fluidizados circulantes, sua fundamentação e descrições de como as fases interagem, bem como o estado-da-arte da literatura especializada no tema. Em seguida, o **Capítulo III**

dispõe o embasamento teórico da modelagem matemática proposta para a experimentação numérica, considerando a abordagem euleriana-lagrangeana, modelos para a turbulência e para as interações entre as fases. Os métodos para solução deste equacionamento são dados no **Capítulo IV**, além de metodologias para sua verificação e para manipulação dos dados adquiridos na experimentação física. Esta última é executada na Unidade Piloto de Riser e Ciclones – UPRC, descrita no **Capítulo V**, onde também são discutidas as técnicas de medição. Apresentados os dois pilares sobre os quais a presente tese está suportada, o numérico e o físico, o **Capítulo VI** relaciona os estudos de caso sugeridos para investigação do escoamento gás-sólido em riser de CFB, cujos resultados e sua discussão constam no **Capítulo VII**. Por fim, o **Capítulo VIII** revisa os resultados, apresenta conclusões e perspectivas a respeito das investigações sobre o tema e nos **Apêndices**, os estudos para desenvolvimento de projeto orientado por Fluidodinâmica Computacional, bem como as plantas dimensionais da UPRC estão disponíveis.

# CAPÍTULO II

## Escoamentos gás-sólido

O presente capítulo visa elencar sucintamente conceitos fundamentais a respeito do escoamento turbulento de gás com presença de partículas em leitos fluidizados circulantes, bem como o estado da arte deste tema na forma de revisão bibliográfica. A fenomenologia do escoamento é revisada como matéria de interesse da presente tese. Por fim, são elencadas as particularidades que requerem atenção e que são discutidas nos capítulos seguintes.

### 2.1 A fluidodinâmica em risers de CFBs

Estudar escoamentos dos fluidos tem sido uma prática que acompanha o pensamento naturalista desde seus primeiros dias. Como parte importante da Ciência moderna, este tema colabora para o avanço de diversos processos industriais. O conhecimento sobre escoamentos de uma única fase é bem estabelecido, embora o problema da turbulência permaneça em aberto. Diferentes situações podem ocorrer, entretanto, quando o escoamento transporta uma outra fase dispersa no fluido, seja na forma de bolhas, gotículas ou partículas. A existência desta segunda fase modifica o comportamento da primeira, a contínua, tal que há troca de influências entre ambas. Genericamente, os escoamentos em

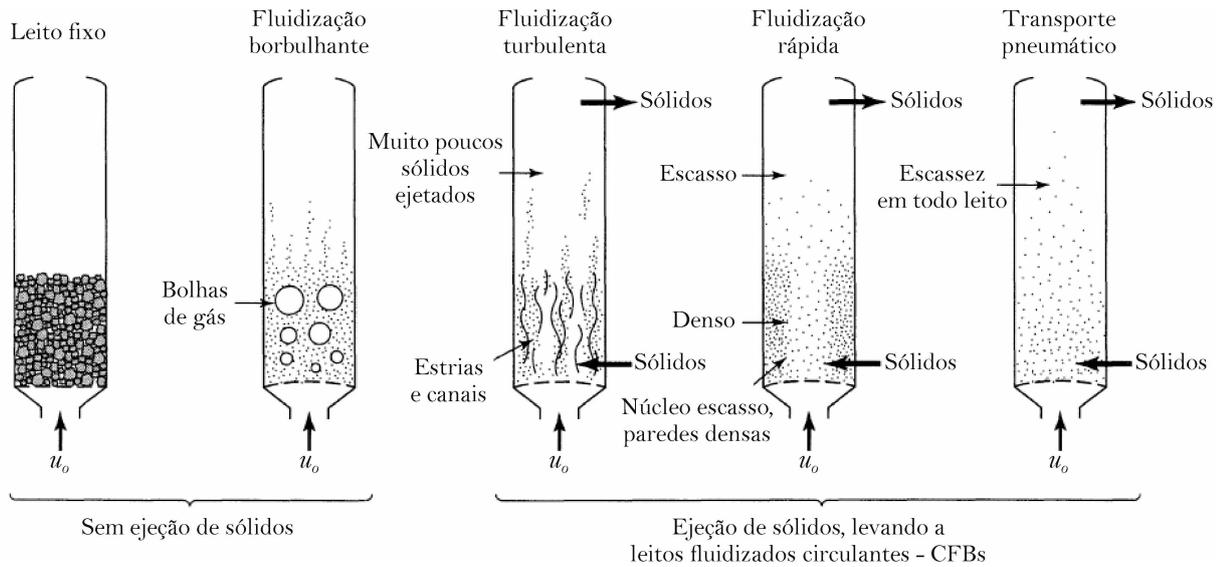


Figura 2.1: Representação simplificada dos diferentes regimes de fluidização de partículas. Adaptado de Levenspiel (1999).

que ocorre a presença de mais de uma fase são chamados multifásicos e sua investigação atrai a atenção de dezenas de grupos de pesquisa por todo o mundo.

A mistura gás-sólido é uma condição multifásica em que partículas sólidas estão dispersas e são carregadas por uma corrente de gás, podendo aglomerarem-se em regiões com maior densidade de partículas ou não. Este tipo de escoamento tem vasta aplicação em processos industriais: na secagem de sprays para produção de pós; na remoção de poluentes; na catálise de reações químicas; na conversão de energia em combustores. Uma operação importante ocorre nos leitos fluidizados, equipamentos de escoamento majoritariamente vertical contendo partículas em que uma fase gasosa é alimentada na base. A corrente gasosa suspende as partículas, causando diferentes regimes de fluidização<sup>1</sup>, conforme apresenta a Fig. 2.1. Os regimes se diferenciam pela velocidade do fluido  $u_o$ : quanto maior for, mais suspensão e arraste de partículas ocorre através do leito, gerando variados comportamentos até que as partículas sejam ejetadas do equipamento, condição em que o leito passa a ser fluidizado e circulante, se for reintroduzido na base do sistema.

Observamos acima que há regiões do escoamento em que maior número de partículas

<sup>1</sup>Condição em que as partículas são levadas a ter um comportamento similar ao de fluido por meio de sua suspensão por um gás ou líquido.

está presente. Elas impactam sobre o escoamento de diferentes formas se tiverem diferentes diâmetros e massas específicas. Assim, percebe-se que os escoamentos gás-sólido são mais difíceis de se caracterizar em comparação aos monofásicos: o escoamento de um gás pode ser bem descrito pelo número de Reynolds,  $Re$  – a razão entre as forças inerciais e viscosas,

$$Re = \frac{\rho_g l u_g}{\mu_g}, \quad (2.1)$$

onde  $u_g$ ,  $l$ ,  $\rho_g$  e  $\mu_g$  são uma velocidade característica, uma escala de comprimento característica, a massa específica e a viscosidade dinâmica do gás, respectivamente. Já o número de Reynolds da partícula, pode ser dado por

$$Re_p = \frac{\rho_g d_p |u_g - u_p|}{\mu_g}, \quad (2.2)$$

onde  $d_p$  e  $u_p$  são o diâmetro e uma velocidade característica da fase sólida. Outras medidas que ajudam a caracterizar estas misturas são a fração volumétrica global de sólidos,  $\Phi_p$ , e o número de Stokes,  $St$ , razão entre o tempo de resposta das partículas,  $\tau_p$ , e uma dada escala de tempo característica do escoamento do gás,  $\tau_e$ , para a qual  $St$  é calculado:

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_e}, \quad (2.3)$$

sendo que  $\tau_p$  é escrito como

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu_g} \quad (2.4)$$

e  $\rho_p$  é a massa específica da partícula e a fração volumétrica de partículas, por sua vez,

$$\Phi_p = \frac{\dot{V}_p}{\dot{V}_p + \dot{V}_g}, \quad (2.5)$$

onde  $\dot{V}$  é a taxa volumétrica. As taxas e quantidades de cada fase também podem ser

definidas pelo carregamento mássico,  $\eta$ , pelo fluxo mássico de partículas,  $G_S$ , e pela razão de carga,  $RC [g/m^3]$ . Considerando-se a taxa mássica  $\dot{m}$  e a área da seção transversal do domínio de escoamento,  $A_{ST}$ :

$$\eta = \frac{\dot{m}_p}{\dot{m}_g}, \quad (2.6)$$

$$G_S = \frac{\dot{m}_p}{A_{ST}}, \quad (2.7)$$

$$RC = \frac{\dot{m}_p}{\dot{V}_g}. \quad (2.8)$$

Estes parâmetros podem dar ideia sobre o quanto e como as fases interagem entre si. Avaliando-se o número de Stokes, observa-se que se  $St \ll 1$ ,  $\tau_p$  é tão pequeno frente ao tempo característico do escoamento que as partículas se ajustarão instantaneamente às estruturas turbulentas, servindo como suas traçadoras. Por outro lado, se  $St \gg 1$ , o tempo de reação das partículas é muito maior que o daquelas estruturas e sua trajetória, portanto, é pouco afetada por variações de velocidade do fluido.

Outro parâmetro que mensura a relação entre partículas e fluido é o número de Arquimedes,  $Ar$ . A força exercida pelo campo gravitacional e a força de empuxo ou sustentação promovida pelo fluido são consideradas junto com as densidades das fases e o diâmetro da partícula. Como estas são forças de primeira importância na avaliação de escoamentos ascendentes, o número de Arquimedes é amplamente utilizado para caracterização operacional e consequente construção de diagramas.  $Ar$  é dado por:

$$Ar = \frac{g \rho_g (\rho_p - \rho_g) d_p^3}{\mu_g^2}. \quad (2.9)$$

O equilíbrio de forças em leitos fluidizados também motiva a proposição de uma série de outros parâmetros úteis na identificação de regimes. O principal deles, serve como ponto de partida para a fluidização e relaciona a perda de carga suficiente para a

sustentação do peso das partículas ao longo do leito

$$\Delta P_{Leito} = (\rho_p - \rho_g) (1 - \Phi_g) gH, \quad (2.10)$$

e aquela que se observa em um leito estagnado/fixo, em que ainda não ocorre sustentação das partículas, bem descrita pela equação de Ergun:

$$\Delta P_{LeitoFixo} = \frac{150\mu_g U (1 - \Phi_g)^2}{\Psi^2 d_p^2 \Phi_g^3} + \frac{1,75\rho_g U^2 (1 - \Phi_g)}{\Psi d_p \Phi_g^3}. \quad (2.11)$$

Dadas estas duas expressões para a queda de pressão e sabendo-se que haverá uma transição entre leito fixo e fluidizado com o aumento da velocidade do fluido, a velocidade mínima de fluidização,  $U_{mf}$ , pode ser obtida pela equalização do lado direito das Eqs. 2.10 e 2.11, tal que (CROWE, 2006):

$$Re_{mf} = \frac{\rho_g d_p U_{mf}}{\mu_g} = \sqrt{c_1^2 + c_2 Ar} - c_1. \quad (2.12)$$

Nas equações acima,  $\Phi_g$ ,  $H$ ,  $U$  e  $\Psi$  são respectivamente a fração volumétrica global de gás, a altura do leito em movimento, a velocidade superficial do gás ( $U = \dot{V}_g/A_{ST}$ ) e a esfericidade média das partículas. As constantes  $c_1$  e  $c_2$ , podem receber diferentes valores dependendo de cada caso e, por isso, recomenda-se que sejam definidos experimentalmente. Os valores mais usados, no entanto, são  $c_1 = 33,7$  e  $c_2 = 0,0408$ , sugeridos por Wen e Yu (1966).

Nesse contexto, outra característica preponderante na dinâmica do escoamento é a concentração de sólidos<sup>2</sup>. Crowe et al. (2012) classificam o escoamento como diluído quando o movimento das partículas é controlado apenas por forças do fluido, enquanto que no denso, é controlado por colisões ou contato contínuo com outras partículas. Analisando

---

<sup>2</sup>Analogamente à concentração de um soluto dissolvido em um solvente, a concentração de sólidos é uma forma de relacionar as quantidades das fases. Outras terminologias nesse sentido são utilizadas no presente trabalho com similar motivação. Sempre que necessário, o termo é esclarecido.

a razão entre  $\tau_p$  e um tempo médio de colisão,  $\tau_p^{col}$ , o escoamento é diluído se

$$\frac{\tau_p}{\tau_p^{col}} < 1, \quad (2.13)$$

pois assim as partículas têm tempo suficiente para responder ao escoamento antes de uma nova colisão – ou seja,  $\tau_p^{col}$  se refere ao tempo entre colisões –, e denso se

$$\frac{\tau_p}{\tau_p^{col}} > 1. \quad (2.14)$$

Similarmente, Hadinoto e Curtis (2004) classificam em três regimes: o macro-viscoso, em que a transferência de quantidade de movimento e energia entre as partículas se dá apenas através do fluido; o transicional, em que o movimento das partículas é influenciado tanto pelo fluido, quanto por colisões; e o inercial-granular, em que o movimento das partículas é determinado por colisões diretas e não é afetado pelo fluido intersticial. Tipicamente, considera-se a importância das colisões quando  $\Phi_p \geq 10^{-3}$ .

Sabendo-se da variação de estado das fases gasosa-sólida, distintas condições de fluidização podem ocorrer. Geldart (1973) classificou experimentalmente quatro grupos conforme as características das partículas, gerando assim subdivisões generalizadas que são amplamente utilizadas nos estudos sobre escoamentos multifásicos gás-sólido. Devido aos comportamentos apresentados, separou os Grupos C (Coesivo), A (Aerado), B (Borbulhante ou de Jorro) e D (Denso ou Granular), segundo ordem crescente de diâmetro médio da partícula e diferença entre as densidades do sólido e do fluidizante, mapeados na Fig. 2.2. Esta classificação dispõe:

- Partículas do Grupo A: tipicamente na faixa de tamanhos de  $20 - 150\mu m$ , são as que exibem uma transição do comportamento homogêneo para borbulhante quando há fluxo de gás além da condição de mínima fluidização. As bolhas produzidas mantêm-se relativamente pequenas e como resultado da expansão homogênea, a fase densa do leito borbulhante permanece aerada;
- Partículas do Grupo B: são maiores, até cerca de  $1mm$ , fluidizam de maneira mais

instável com o aumento de seu tamanho e densidade. A fase densa permanece no valor de fluidização mínima e as bolhas, que ascendem mais rapidamente que o gás intersticial, crescem rapidamente, principalmente como resultado de coalescência. Embora a ação de mistura seja mais intensa que para o Grupo A, esse aspecto positivo é normalmente compensado pelo menor contato gás-sólido resultante do aumento do tamanho das bolhas, por problemas de atrito das partículas e pela subsequente elutrição dos finos;

- o Partículas do Grupo C: são as menores, normalmente abaixo de  $30\mu m$ . No estado de empacotamento, há uma tendência para as partículas manterem-se unidas, tornando-as difíceis de fluidizar; essa aderência pode ser atribuída a efeitos como as pontes de líquido em forças capilares (para pós úmidos) ou por forças de Van der Waals. O resultado pode ser tal que o gás cria canais através do leito, no lugar de distribuir-se uniformemente. Diversos métodos têm sido usados para facilitar sua fluidização, incluindo agitação mecânica, vibração e tratamento químico para neutralizar as forças de superfície;
- o Partículas do Grupo D: as maiores partículas da classificação de Geldart, acima de  $1mm$ , geralmente de baixa densidade e são difíceis de fluidizar uniformemente. Quando fluidizadas, a fase densa permanece na fração de vazios da mínima fluidização e as bolhas escoam mais lentamente que o gás intersticial; a mistura das partículas é pobre.

Estas características aplicadas na fluidização ascendente resulta em regimes identificáveis visualmente, como apresentados na Fig. 2.1, e quantificáveis. A Fig. 2.3 esquematiza os principais regimes em regiões medidas segundo uma velocidade superficial adimensional do gás e um diâmetro adimensional das partículas, relacionado ao número de Arquimedes. Este diagrama dispõe regimes em que o diâmetro/largura do domínio de escoamento é grande o suficiente para evitar regime empistonado. A localização dos grupos de Geldart também é apresentada, indicando sua relação com os regimes de fluidização.

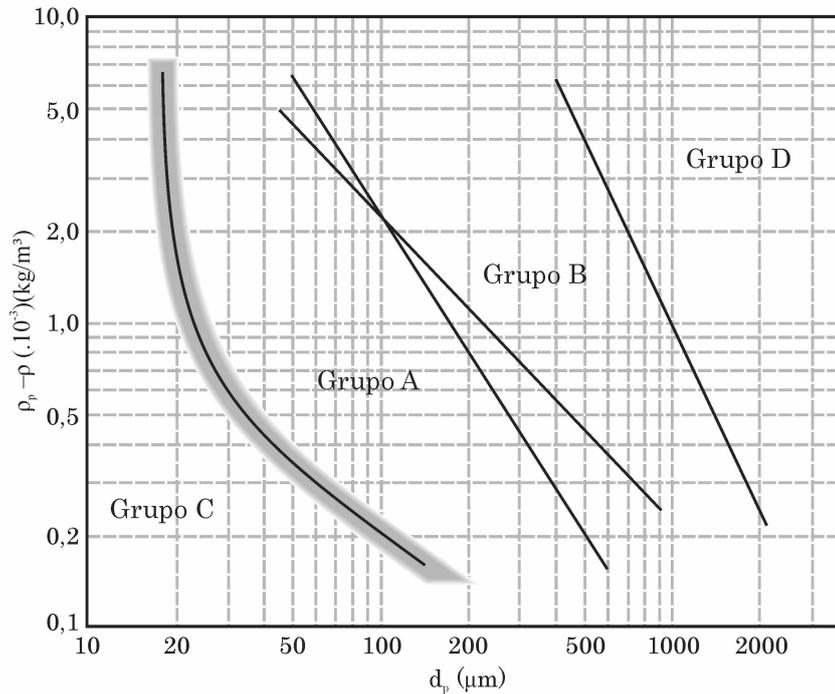


Figura 2.2: Classificação de partículas para fluidização: Diagrama de Geldart. Adaptado de Geldart (1973).

Apesar disso, diferentes configurações fluidodinâmicas do leito podem ser identificadas: baixos valores de  $d_p$  facilitam a fluidização e arraste, resultando em transporte diluído com (leitos circulantes – CFBs) e sem ejeção de partículas (leitos fluidizados convencionais). Abaixo da velocidade terminal da partícula, porém, se observa grande faixa operacional de leitos convencionais, especialmente para partículas B de Geldart, além de faixas em que ocorre leito de jorro e empacotado, ambos próximos da velocidade mínima de fluidização.

O diagrama da Fig. 2.3 tem sido bastante utilizado na literatura científica da área e foi proposto por Grace (1986), o que motiva sua citação como Diagrama de Grace, ainda que o autor já tenha apresentado versões prévias duas décadas antes.

No entanto, discernir entre regimes globais de fluidização não é suficiente, especialmente nos casos de transporte diluído, em que as partículas sofrem grande influência do gás. As regiões de baixo  $Ar$  e alta velocidade superficial – portanto acima da velocidade

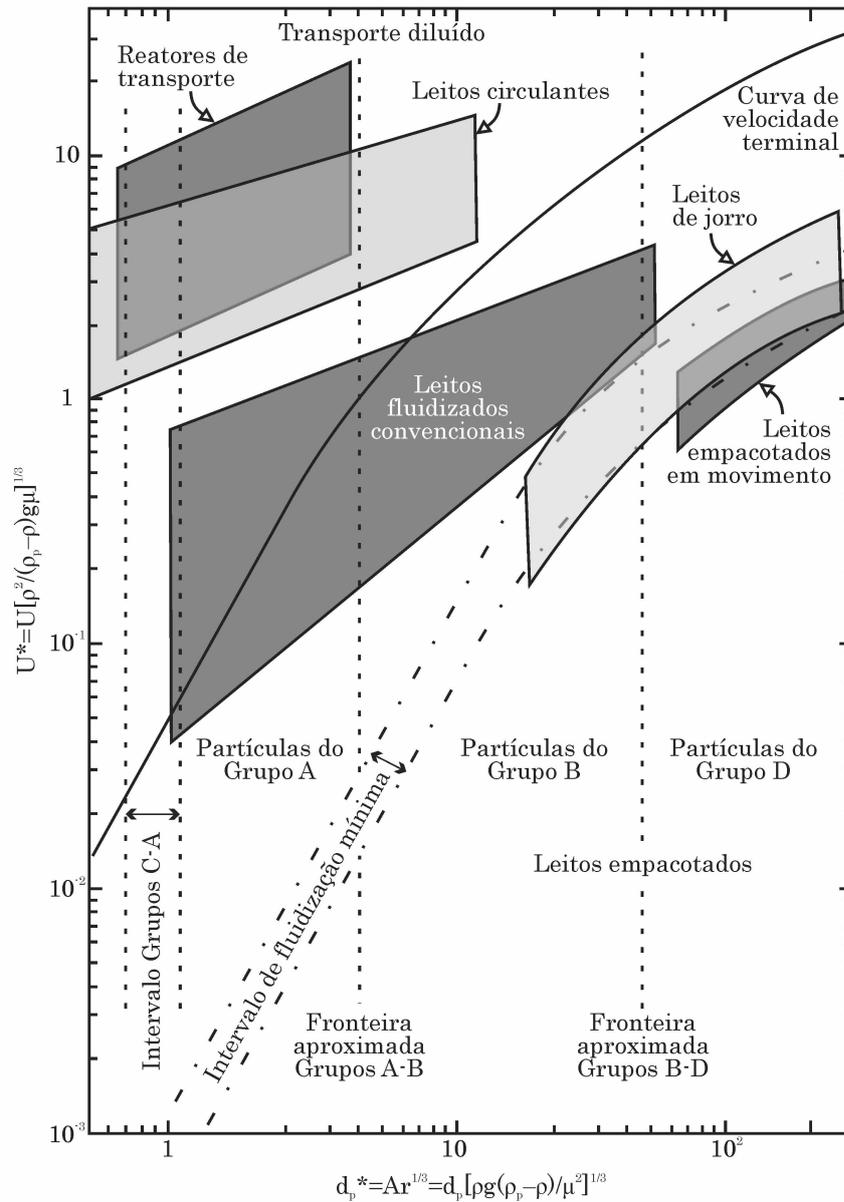


Figura 2.3: Regimes de escoamento gás-sólido ascendente: Diagrama de Grace. Adaptado de Crowe (2006).

terminal – onde se aplicam os CFBs, dividem-se ainda em diferentes comportamentos. O mapeamento destes comportamentos vem sendo relatado e se mostra importante para melhor compreender o panorama fluidodinâmico e assim melhor definir parâmetros operacionais e de projeto. Nesse sentido, Chan et al. (2010), Mahmoudi, Baeyens e Seville (2011) e Mahmoudi et al. (2012) propuseram regimes para CFBs operando com partículas dos grupos A e B de Geldart, relacionando-os ao fluxo e à velocidade de transporte das partículas. Conforme nota-se na Fig. 2.4, os autores sugerem regiões de escoamento as-

cedente diluído (B), de escoamento com aparecimento de estrutura *core-annulus*<sup>3</sup> (C), outra em que a estrutura anterior ocorre somada a uma fluidização turbulenta na base do riser (D), de escoamento ascendente denso (E), além de regiões de transição com pouca acurácia para medição ( $A_1$ ) e de choque pelo impedimento de escoamento livre ( $A_2$ ).

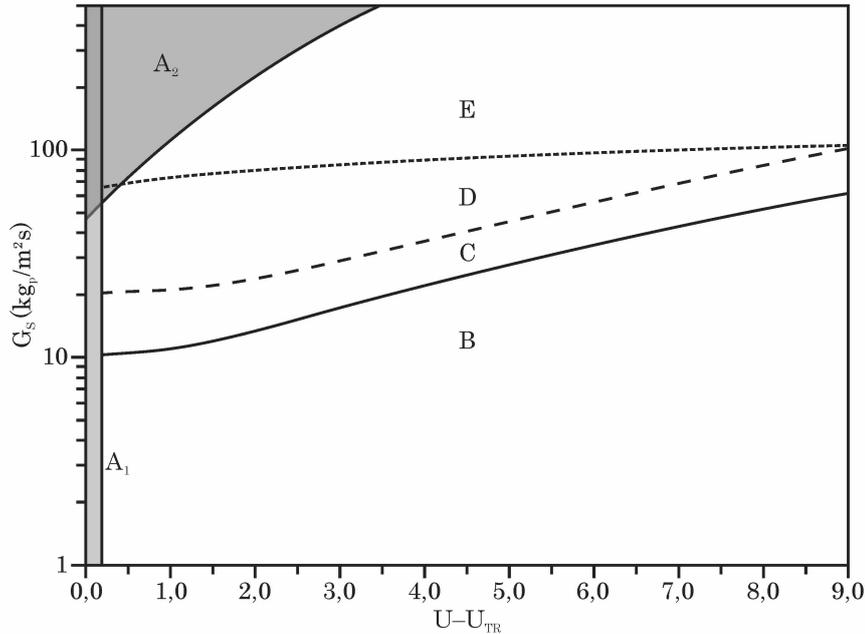


Figura 2.4: Modos de operação em um CFB relacionados ao fluxo e velocidade de transporte das partículas (ZHANG et al., 2015).

Diversos estudos têm sido apresentados à comunidade científica a fim de contribuir no entendimento desta fenomenologia e conseqüentemente aprimorar as aplicações industriais. As primeiras investigações materiais do escoamento gás-sólido ocorreram na metade do século passado realizadas por Kramers (1951), Heerden, Nobel e Krevelen (1961), Andersson (1961) e Anderson e Jackson (1965). Em seguida, soluções numéricas microscópicas foram propostas (ARASTOPOUR; GIDASPOW, 1979). Atualmente, as experimentações física e numérica complementam-se mais intensamente e observa-se contribuições na dinâmica fundamental dos escoamentos gás-sólido (FOX, 2014; TENNETI;

<sup>3</sup>Formação do escoamento gás-sólido ascendente que ocorre em risers de seção transversal circular, em que as partículas se concentram em uma região anular (*annulus*) próxima à parede, enquanto o centro do escoamento (*core*) contém pouca concentração de partículas. Este comportamento é de interesse e será melhor discutido no decorrer da presente tese.

SUBRAMANIAM, 2014; CAPECELATRO; DESJARDINS; FOX, 2015), na aplicação em risers (MILIOLI; MILIOLI; BOX, 2011; ROSSBACH et al., 2016), em dutos e canais (UTZIG et al., 2015a; WACHEM et al., 2015; SOMMERFELD; LAIN, 2015) e em ciclones (SOUZA; SALVO; MARTINS, 2012; SGROTT et al., 2015).

A literatura especializada demonstra que estudos aprofundados em risers se intensificaram há três décadas; investigações materiais são realizadas em escalas reduzidas em comparação à industrial e as principais características avaliadas são a dinâmica da fase particulada (velocidade, flutuações de velocidade, concentração, formação de aglomerados) e características geométricas, através de técnicas como tomadas de pressão (KIM; TACHINO; TSUTSUMI, 2008), sondas de fibra óptica (PENG et al., 2011; CASTILHO; CREMASCO, 2013), Anemometria por Efeito Doppler (WILDE et al., 2005), Velocimetria por Imagem de Partícula (MCMILLAN et al., 2013), Tomografia por Raios- $\gamma$  (BHUSARAPU; AL-DAHMAN; DUDUKOVIĆ, 2006) e por Capacitância Elétrica (DU; WARSITO; FAN, 2004; WANG et al., 2012).

A forma construtiva dos risers de CFB influencia na estrutura do escoamento, como encontraram Kim, Tachino e Tsutsumi (2008) quando avaliaram os efeitos de três geometrias para alimentação das partículas no riser e outras três, para a saída do riser. Aplicando análise de caos sobre sinais físicos de pressão, os autores verificaram maior circulação de sólidos quando válvula em L para entrada de sólidos foi utilizada, frente à válvula em J e com circuito selado. Quanto às saídas, observaram que o uso da forma em C, em conjunto com circuito de entrada selado, promoveu alto fluxo de sólidos. You, Wang e Zhu (2009) também avaliaram os efeitos de entradas com válvulas em J e em L, porém numericamente: a estrutura do escoamento na região da base do riser, assim como o comprimento característico desta região, podem ser fortemente influenciados pela forma da válvula, mas pouco influenciados pelas condições operacionais; a região central do riser, sofre pouca influência da válvula e muita das condições operacionais.

Efeitos da forma de entrada das partículas em um CFB também foram investigados por Wilde et al. (2005), que utilizaram simulação computacional e leituras tridimensionais de Anemometria por Efeito Doppler (LDA-3D). A comparação foi realizada entre uma

entrada simétrica central e outra assimétrica, lateral na forma de Y. A primeira, devido à não dissipação da passagem externa de gás, dificultou a mistura das partículas no sentido radial; na segunda, os autores também verificaram desvio de gás no lado oposto à entrada de sólidos, porém a formação de um escoamento vorticial promove distribuição das partículas. Embora a entrada em Y cause melhor mistura, há diferença se for aerada ou não, como estudaram Van Engelandt et al. (2007) utilizando LDA-3D. Os autores observaram que a adição de ar secundário levou a melhor mistura radial no riser.

Além dos efeitos de entrada, o escoamento em CFBs também é influenciado pela forma da saída. Van Engelandt et al. (2011) avaliaram experimental e numericamente saídas em forma de L e T, com diferentes alturas e áreas. A formação de um vórtice de recirculação foi constatada, o que retém partículas por mais tempo no riser, porém é substancialmente reduzido pela saída em L. As simulações validaram a estrutura qualitativamente, mas não quantitativamente. Utilizando modelos híbridos em simulações numéricas, Shi et al. (2015) encontraram grandes diferenças ao investigar saídas axial e laterais em forma de C, L e T. Em comparação à saída axial, o tempo de residência médio das partículas é duas vezes maior usando a forma em L e três, a forma em T. Os autores sugerem que a causa é uma combinação entre o escoamento descendente de sólidos no topo e a formação de estruturas em meso-escala na base no riser.

A configuração geométrica do riser tem papel importante na dinâmica das fases; o impacto das formas de entrada e saída é dependente de ambas simultaneamente. Adicionalmente, o próprio escoamento gás-sólido desenvolve complexas estruturas, devido à não-linearidade da turbulência, à distribuição de diâmetros das partículas, à formação de aglomerados e de concentrações preferenciais. Este comportamento foi investigado por Mathiesen, Solberg e Hjertager (2000), que mediram as propriedades dinâmicas da fase sólida, além do diâmetro e concentração de partículas. Paralelamente, resolveram modelo euleriano com três fases. Encontraram o comportamento *core-annulus*<sup>4</sup>, maior velocidade relativa entre partículas menores e maiores no centro do riser, maior flutuação das

---

<sup>4</sup>A estrutura *core-annulus* é uma formação de concentração preferencial de partículas em escoamentos ascendentes turbulentos, promovida por ação da turbulência, em que as partículas se concentram em um anel exterior próximo às paredes do equipamento, enquanto no centro, há pouca presença delas.

partículas menores e maior presença destas na região superior e central do riser, indicando segregações axial e radial de diâmetros.

Mais recentemente, Shaffer et al. (2013) desenvolveram uma técnica bidimensional de Velocimetria por Imagem de Partícula (PIV-2D) boroscópica e com alta taxa de aquisição, aplicando em riser de CFB. A alta resolução temporal lhes permitiu verificar jatos de gás dentro do leito que, quando deixam de existir, causam aglomerações de sólidos em formas onduladas ou de estrias verticais. Os autores sugerem também que o comportamento *core-annulus* não ocorre imediatamente, mas sim um fenômeno médio de longo período. A intrusão no domínio de escoamento ainda é uma necessidade ao se buscar dados com maior resolução temporal em leitos densos. Mesmo em CFBs extremamente densos, medições por sondas de fibra ótica fornecem informações sobre o escoamento gás-sólido, como realizado por Wang et al. (2014).

A investigação de risers de CFB também recebeu contribuições de Pantzali et al. (2013) e Pantzali et al. (2015), que avaliaram por LDA-3D a seção média e a base de um riser, respectivamente. Na seção média, os autores encontraram o escoamento de sólidos altamente perturbado por sua alimentação assimétrica a montante, tornando-se totalmente desenvolvido axialmente em seguida, cuja componente de velocidade é bastante maior que das direções radial e azimutal. As flutuações axiais também são as maiores, indicando anisotropia, e nas outras direções, as flutuações são maiores que as velocidades médias das partículas. Também é anisotrópico o escoamento das partículas na base do riser, porém as flutuações são da mesma ordem nas direções axial e radial. Nesta última, as flutuações decaem rapidamente conforme a quantidade de movimento passa para a direção axial, como mostraram através da tensão cisalhante da fase.

Consoantes com os estudos físicos em risers, os numéricos também se desenvolveram. Geometrias simplificadas, modelos uni e bidimensionais, com cinética química, seguindo a abordagem euleriana-euleriana (E-E), foram trabalhados (DASGUPTA; JACKSON; SUNDARESAN, 1994; BENYAHIA et al., 2000; MARTIGNONI; LASA, 2001; SOUZA et al., 2006), mas também em geometrias tridimensionais, com modelos cinéticos complexos, seguindo variadas abordagens matemáticas, considerando transferências de calor e massa

(NAYAK; JOSHI; RANADE, 2005; LOPES et al., 2011). Embora conhecer os produtos das reações seja o objetivo final dos processos em CFBs, ainda é preciso desenvolver melhor os modelos que descrevem o movimento das partículas e de como elas interagem com o gás.

O tratamento da dinâmica das fases no escoamento gás-sólido é um dos principais assuntos discutidos pela comunidade científica. Recentemente, tem se buscado rever a gama de modelos disponíveis e compreender suas melhores aplicações (BALACHANDAR; EATON, 2010; VEGENDLA; HEYNDERICKX; MARIN, 2011; SUBRAMANIAM, 2013). Apesar de suas peculiaridades, cada abordagem matemática permanece em constante desenvolvimento para aplicações gás-sólido, como a de dois-fluidos ou euleriana-euleriana (E-E) (PASSALACQUA; FOX, 2009; SHUAI et al., 2011; LI et al., 2012), a euleriana-lagrangeana (E-L) com elementos discretos (DEM, *Discret Element Method*) (JAJCEVIC et al., 2013), a de lattice Boltzmann (WANG et al., 2013), a E-L com simulação das grandes escalas (MALLOUPPAS; WACHEM, 2013) e abordagens híbridas, como a *Multiphase Particle-in-Cell* (MP-PIC) (ANDREWS; O'ROURKE, 1996; SNIDER, 2001; SNIDER; CLARK; O'ROURKE, 2011).

Particularmente em risers de CFB, que normalmente têm dimensões na ordem de metros, os desafios continuam. Buscando avaliar diferentes modelos, Panday et al. (2014) comparou os resultados de cinco simulações para cinco casos experimentais, em condições próximas à industrial, com medidas de pressão e velocidade dos sólidos, tanto Geldart A quanto B. Os modelos compreendem abordagens E-E e E-L híbridas, com diferentes resoluções espaciais, condições de parede, modelos de turbulência e da dinâmica da fase sólida. Ambas abordagens foram bem-sucedidas em alguns aspectos, falharam em outros. O perfil axial de pressão foi qualitativamente bem reproduzido pelos modelos nas condições mais diluídas, mas sub-predito nas densas, indicando que há um viés geral para predição da fração efetiva de sólidos. Os modelos subestimaram regiões densas próximas à entrada e saída e os com baixa resolução sequer as previram. Comportamentos de meso-escala, entretanto, puderam ser razoavelmente preditos, como perfis radiais de velocidade e fluxo de sólidos. Similarmente, Adamczyk et al. (2014) compararam a performance de modelos

E-E e E-L híbrido, especificamente o de fase discreta densa (DDPM, *Dense Discrete Phase Model*) e também encontraram diferenças quantitativas no perfil axial de pressão do riser.

Utilizando o MP-PIC, Chen et al. (2013) resolveram casos de um CFB com partículas Geldart A e B, com concentrações diluídas a densas e compararam com resultados de modelo E-E. Os autores identificaram a região densa na base do riser, a diluída no topo e a estrutura *core-annulus* apenas qualitativamente. Os resultados do modelo híbrido não representaram adequadamente as condições densas, porém foram mais acurados que os resultados de E-E com modelos convencionais, contrariamente ao uso do modelo de arraste EMMS (*Energy Minimization Multi-Scale*), que apresentou resultados melhores que o MP-PIC.

Estas variações de modelagem foram questionadas por Milioli e Milioli (2010), que compararam simulações E-E com outras da literatura e dados experimentais. Os autores avaliaram o tempo de média dos resultados, garantido que o escoamento estivesse em estado-estacionário. Discrepâncias entre os resultados foram encontradas. A simulação com maior resolução não apresentou a melhor predição e mesmo utilizando condições numéricas mais refinadas, os resultados não foram melhorados como esperado. As soluções foram muito diferentes entre si e impedem análises mais detalhadas.

## 2.2 Interações entre as fases no escoamento gás-sólido

O escoamento turbulento monofásico é inerentemente não-linear e composto por múltiplas escalas. A inserção de uma segunda fase, dispersa, é outra fonte de não-linearidades aplicada sobre a fase contínua. Interações com o fluido e entre as partículas em micro escala ( $1 - 5d_p$ ), resultam em estruturas organizadas na mesoescala ( $10 - 100d_p$ ), que por sua vez afetam o comportamento do escoamento na macroescala (SUNDARESAN, 2000).

A concentração de sólidos pode variar bastante e também resulta em diferentes formas de interação com a fase fluida, como apresenta a Fig. 2.5. De um leito empacotado a um diluído, citam Tenneti e Subramaniam (2014), a magnitude da concentração deter-

mina a importância dos efeitos sobre a vizinhança e, junto à velocidade relativa entre as partículas, também determina a importância das interações por colisão frente às com o fluido. Há distribuição de velocidades no movimento de cada partícula, determinada tanto pelas forças aplicadas pelo fluido, quanto pelas colisões. Estas flutuações de velocidade são fundamentais na formação de concentrações preferenciais, além de afetar de forma particular a transferência de quantidade de movimento entre as fases.

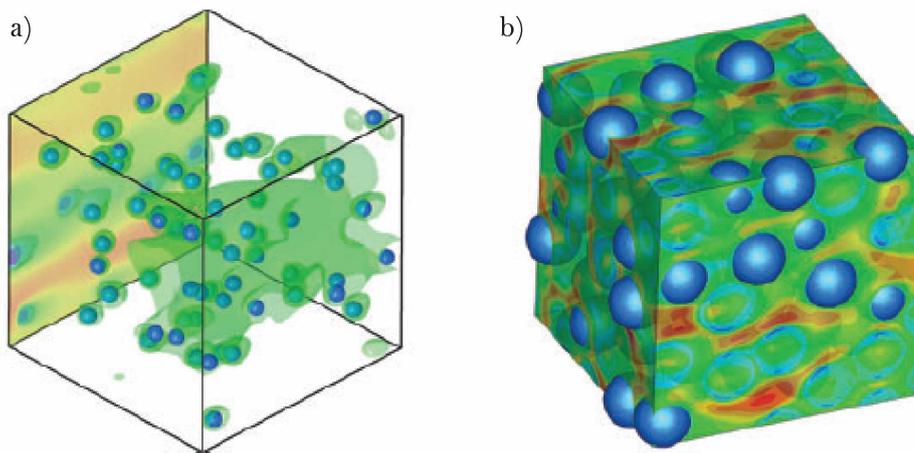


Figura 2.5: Exemplos da influência de partículas sobre o escoamento: a) contornos e isosuperfícies da temperatura do gás em um escoamento gás-sólido diluído ( $\Phi_p = 0,01$ ); b) contornos da velocidade do fluido em um escoamento gás-sólido denso ( $\Phi_p = 0,4$ ). Adaptado de Tenneti e Subramaniam (2014).

As flutuações de velocidade das partículas decorrem do seu transporte turbulento e a influência inversa, das partículas sobre o escoamento, gera um fenômeno de alteração da estrutura turbulenta, conhecido como modulação da turbulência (Fig. 2.5 b)). Concomitantemente, as flutuações de velocidade do gás agem sobre a fase sólida criando um mecanismo acoplado. O acoplamento, portanto, é a condição de ligação ou influência entre as fases ou intra-fase. Mesmo em frações volumétricas muito baixas, na ordem de  $\Phi_p = 10^{-5}$ , uma suspensão de partículas pode alterar as propriedades do escoamento: a energia cinética turbulenta pode aumentar ou diminuir, assim como sua taxa de dissipação e, então, a taxa de transferência de energia a partir do movimento das grandes escalas.

Tais mecanismos, portanto, requerem ser compreendidos e adequadamente considerados na modelagem matemática. Uma classificação destas interações, segundo  $\Phi_p$  e a relação entre  $\tau_p$  e a escala de tempo de Kolmogorov ( $\tau_K = \sqrt{\frac{\nu}{\varepsilon}}$ ) e/ou  $\tau_e$ , é sugerida por Elghobashi (1994), conforme a Fig. 2.6: nas suspensões muito diluídas ( $\Phi_p \leq 10^{-6}$ ) as partículas têm efeito desprezível sobre a fase contínua, condição chamada *acoplamento de uma-via* – há apenas influência do fluido sobre as partículas; em frações maiores ( $10^{-6} < \Phi_p \leq 10^{-3}$ ), a interação mútua entre as fases já é observada, condição nomeada *acoplamento de duas-vias* – tanto o fluido age sobre as partículas, quanto estas sobre o fluido, mas colisões podem ser desprezadas; e em suspensões densas ( $\Phi_p > 10^{-3}$ ), a distância entre as partículas é tal que colisões ocorrem com muita frequência e não podem ser desprezadas, de onde tem-se o *acoplamento de quatro-vias* – o fluido age sobre as partículas, estas sobre o fluido e também sobre elas mesmas.

Os escoamentos turbulentos presentes na Natureza e nos processos industriais são frequentemente não-homogêneos e não-isotrópicos, o que impacta na distribuição da concentração de partículas. Muitos estudos têm mostrado que, nestas condições, as partículas tendem a concentrarem-se não-uniformemente em regiões de baixa vorticidade e alta taxa de cisalhamento, citam Balachandar e Eaton (2010). Esta concentração preferencial, pode também ser chamada de aglomeração inercial, devido à diferença de inércia entre as fases, expressa por  $St$ . A compreensão, entretanto, dos mecanismos de interação partícula-estrutura turbulenta, é importante mesmo em situações ideais, como o fizeram Burton e Eaton (2005).

As regiões densas de um escoamento, onde a concentração de partículas é maior que em suas vizinhanças, são estruturas aglomeradas que podem induzir uma modificação na turbulência diferente daquela feita por uma suspensão homogeneamente dispersa. Mesmo esta última, pode desenvolver-se em aglomerados apenas como resultado da transferência de quantidade de movimento entre as fases e, através das flutuações destas regiões, gerar e sustentar turbulência. Este comportamento foi investigado por Capecelatro, Desjardins e Fox (2015), que limitaram o escoamento gás-sólido às interações de quatro-vias. Observa-

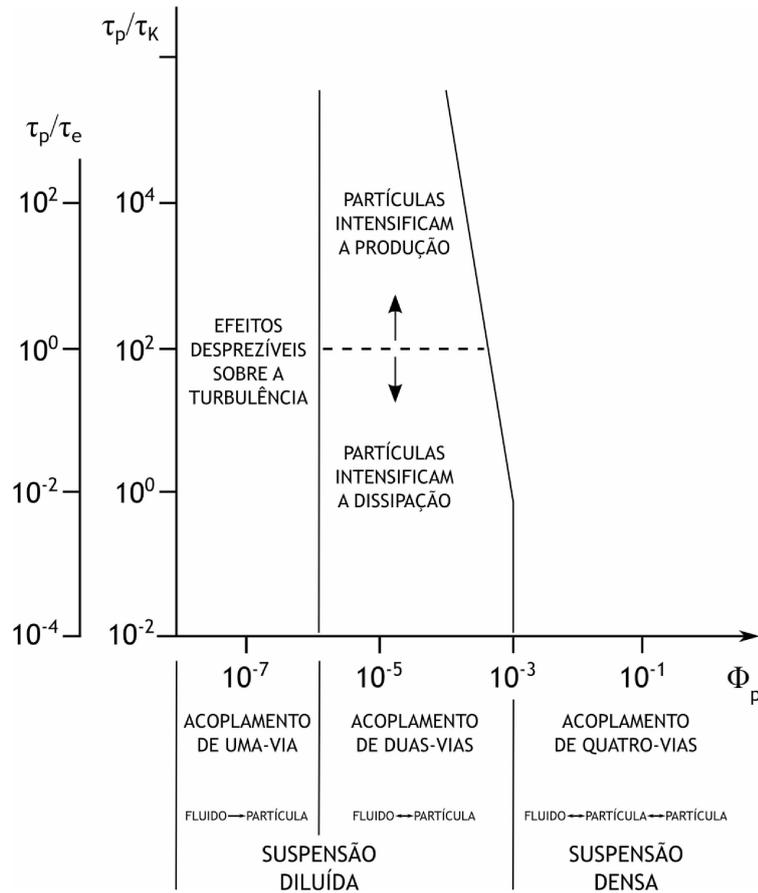


Figura 2.6: Regimes de interação entre as partículas e a turbulência. Adaptado de Elghobashi (1994).

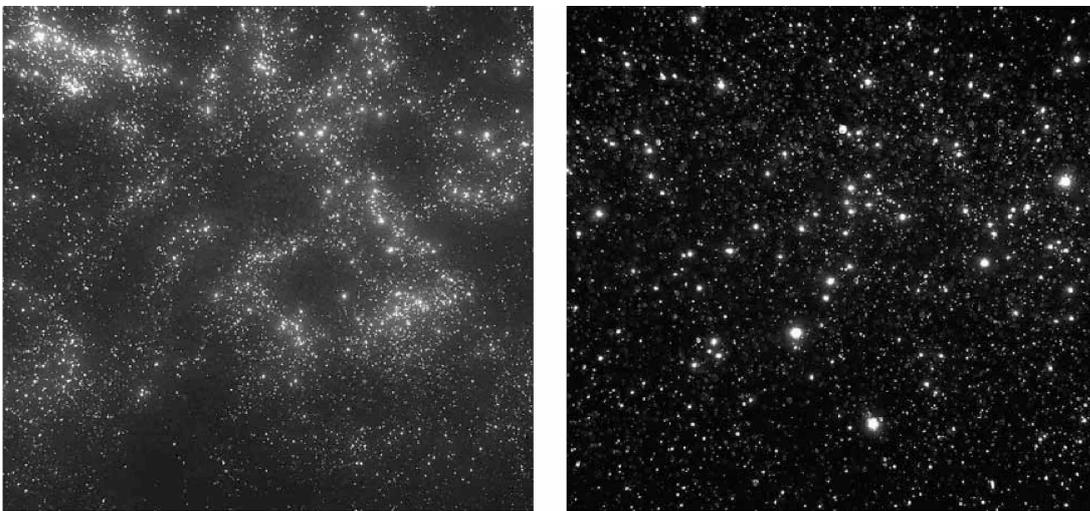


Figura 2.7: Concentrações preferenciais em turbulência homogênea isotrópica: à esquerda, partículas com  $St = 0,6$ ; à direita,  $St = 8,1$ . Adaptado de Wood, Hwang e Eaton (2005).

ram forte correlação entre a concentração de partículas e sua temperatura granular, muito baixa flutuação das partículas dentro dos aglomerados, aumento da velocidade média das partículas que gera uma produção de arraste altamente anisotrópica. Além disso, os autores constataram distribuição não-gaussiana da fração volumétrica de sólidos, indicando maior frequência de regiões densas.

O conhecimento e adequada modelagem das interações entre as fases são importantes para correta análise e entendimento de variadas situações. Souza, Silva e Utzig (2014), por exemplo, estudaram o escoamento gás-sólido ascendente em um difusor em que ocorre descolamento da camada limite na aresta da expansão, constatou-se experimentalmente. Utilizando modelos para acoplamento de duas- e quatro-vias, além de considerarem a rugosidade das paredes, os autores encontraram que as colisões e a redispersão das partículas na seção transversal do difusor causada pela rugosidade das paredes torna os perfis de velocidade e concentração mais homogêneos, reenergizando a região próxima à parede e recolando o escoamento. O modelo estocástico de colisão inter-partículas validado por Sommerfeld (2001), tem se mostrado eficiente e econômico computacionalmente, uma vez que cria uma partícula parceira fictícia e testa uma probabilidade de ocorrer colisão. Similarmente, o modelo de rugosidade da parede tem sido validado e observado como fundamental para correta dispersão da fase sólida quando em contato com paredes. Mallouppas e Wachem (2013) simularam numericamente o escoamento gás-sólido em um canal retangular, considerando os três possíveis acoplamentos e diferenciando modelos para tensão viscosa do fluido, para colisão entre partículas e para rugosidade da parede. Os resultados demonstraram que os modelos de colisão e de rugosidade são imprescindíveis mesmo em frações volumétricas de sólidos muito baixas, mesma constatação de Vreman (2007).

Estudos da fluidização em dutos e canais têm servido para aprimorar a compreensão sobre as formas e consequências das interações entre fluido e partículas. Embora possa se fazer uma analogia entre os escoamentos nestes dois domínios, as propriedades da fase contínua se mostram diferentes, segundo Laín e Sommerfeld (2012). Uma notável influência na distribuição das partículas e em suas colisões com as paredes, além de maior flutuação dos sólidos, foi observada no escoamento em duto, ao variar as condições de

acoplamento e rugosidade da parede. Outros fenômenos, como a segregação de diâmetros da fase sólida e o aparecimento de escoamento secundário, ocorrem após curvas em dutos e podem ser investigados com modelos adequados mesmo em abordagem numérica estacionária, mostraram Laín e Sommerfeld (2013). Assim, a localização do escoamento em que ocorre a máxima concentração de partículas, a intensidade do escoamento secundário e como diferentes partículas o afetam, a influência do assentamento gravitacional, da redistribuição na seção transversal de diferentes diâmetros devido à turbulência ou a colisões com paredes, ou o impacto dos acoplamentos sobre a perda de carga do escoamento podem ser mais profundamente investigados (SOMMERFELD; LAIN, 2015).

De fato, é extensa e complexa a gama de mecanismos que ocorrem entre fluido-partícula. O número de graus de liberdade em um escoamento turbulento gasoso facilmente atinge a ordem de  $10^8$  – o que indica a quantidade de estruturas turbulentas com diferentes escalas de tempo e espaço – e a fase sólida comumente também dispõe de uma variedade de diâmetros, formas e densidades. A combinação de todos estes fatores resulta em intrincadas relações não-lineares. Nesse sentido, Utzig et al. (2015a) investigaram o escoamento gás-sólido através de simulações físicas e numéricas. Identificaram uma distribuição não-monotônica de energia entre as escalas do escoamento, acentuada modulação das meso-escalas, maior previsibilidade do escoamento com partículas massivas e maiores, bem como aumento na intensidade global da turbulência. Mesmo escoamentos diluídos se mostraram complexos para determinar como e quais escalas são majoritariamente afetadas pela distribuição de partículas.

### **2.3 Fenomenologia da fluidização sob turbulência**

A fenomenologia do transporte turbulento de partículas, especialmente em escoamentos confinados – onde a presença de paredes é impactante sobre os campos avaliados –, pode ser composta por contribuições na forma de processos físicos distintos. Simultaneamente à estrutura do escoamento fluido, estes processos são responsáveis pela dispersão das partículas, que podem estar sujeitas a diferentes forças. Dispersões mais homogêneas,

nas quais a concentração de partículas é razoavelmente a mesma em todo domínio, ou menos homogêneas, quando ocorrem acúmulos como concentrações preferenciais ou aglomerados, são resultado das características físicas da distribuição de partículas e de, portanto, como se dá o seu transporte.

Segundo Guha (2008), os processos físicos que ocorrem em escoamentos multifásicos incluem: o movimento browniano, a difusão turbulenta, a turboforese, a termoforese (por vezes entendida como Efeito Soret), o choque inercial, o assentamento gravitacional, e a indução de movimento por campo eletromagnético. Em escoamentos confinados, uma importante forma de concentração preferencial é a deposição de partículas nas paredes ou seu aprisionamento em regiões próximas a elas. Esse fenômeno é expressivo e normalmente indesejado em equipamentos industriais, pois a formação de zonas de alta concentração pode ser perigosa e tornar o processo ineficiente.

Alguns dos processos físicos de deposição podem ser mais pronunciados e outros, desprezíveis, dependendo das condições operacionais. Partículas inerciais, portanto com alto tempo de relaxação, transportadas em escoamentos ascendentes turbulentos não-homogêneos, como os que ocorrem em CFBs, são principalmente submetidas à **turboforese**.

Este efeito foi primeiramente reconhecido por Caporaloni et al. (1975) em estudo a respeito da deposição de partículas inerciais, contabilizando para compreensão do fenômeno, além do movimento browniano, o mecanismo então chamado por eles de *velocidade turboforética*. Esta constatação recebeu pouca atenção nos anos seguintes (REEKS; SKYRME, 1976; WOOD, 1981) até Reeks (1983) também cunhar independentemente o movimento com nome idêntico, turboforese, com base na mesma observação: a ocorrência de migração de partículas em um escoamento não-homogêneo, de zonas com alta para baixa intensidade turbulenta, mesmo sem gradiente de concentração e fluxo líquido de fluido em qualquer direção. Ao examinar as condições sob as quais a Lei de Fick poderia ser considerada como uma representação plausível da dispersão de partículas, o autor percebeu a revelação de uma corrente adicional à de difusão, fazendo analogia à indução por energia térmica, a termoforese. Posteriormente, Kallio e Reeks (1989) simularam numeri-

camente grande intervalo de tempos de relaxação e relações de densidade fluido/partícula, a fim de avaliar a deposição em tantas diferentes condições. A velocidade de deposição prevista se mostrou adequada com medidas experimentais.

Na turboforese, a interação entre o movimento inercial das partículas e a não-homogeneidade do escoamento turbulento resulta em deslocamento das partículas no sentido da maior para menor intensidade turbulenta,  $i_t$ : como  $i_t = 0$  na parede e  $i_t > 0$  em qualquer ponto do escoamento turbulento, haverá um fluxo de partículas em direção à parede. O gradiente nas flutuações de velocidade, portanto, é o principal fator para ocorrência da turboforese, mesmo que a concentração de partículas seja uniforme – a não-uniformidade levaria ao transporte por difusão, possível de ser previsto pela Lei de Fick (GUHA, 1997).

Young e Leeming (1997) apresentaram vasto estudo teórico a respeito da deposição de partículas em dutos e, considerando o perfil médio típico deste tipo de escoamento, sugeriram que o componente simétrico do tensor tensão na direção radial é tal que, para  $y^+ < 40$ , o efeito da turboforese é impulsionar as partículas para a parede enquanto que, para  $y^+ > 40$ , são projetadas para o centro do duto, embora com menor intensidade devido ao menor gradiente, como apresenta a Fig. 2.8. A maior concentração de partículas presas na região próxima à parede é mantida se o transporte de volta ao seio da fase fluida por difusão turbulenta for equilibrado pela turboforese. Os diversos mecanismos de deposição, por sua vez, são apresentados na Fig. 2.9.

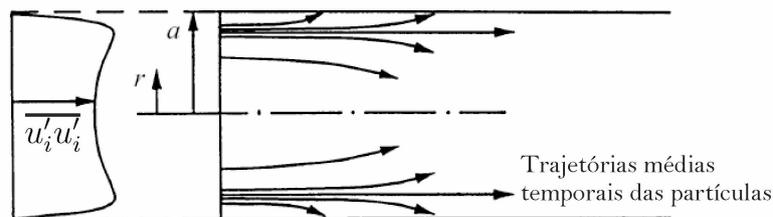


Figura 2.8: Comportamento hipotético das partículas exclusivamente sob turboforese em um duto. Adaptado de Young e Leeming (1997).

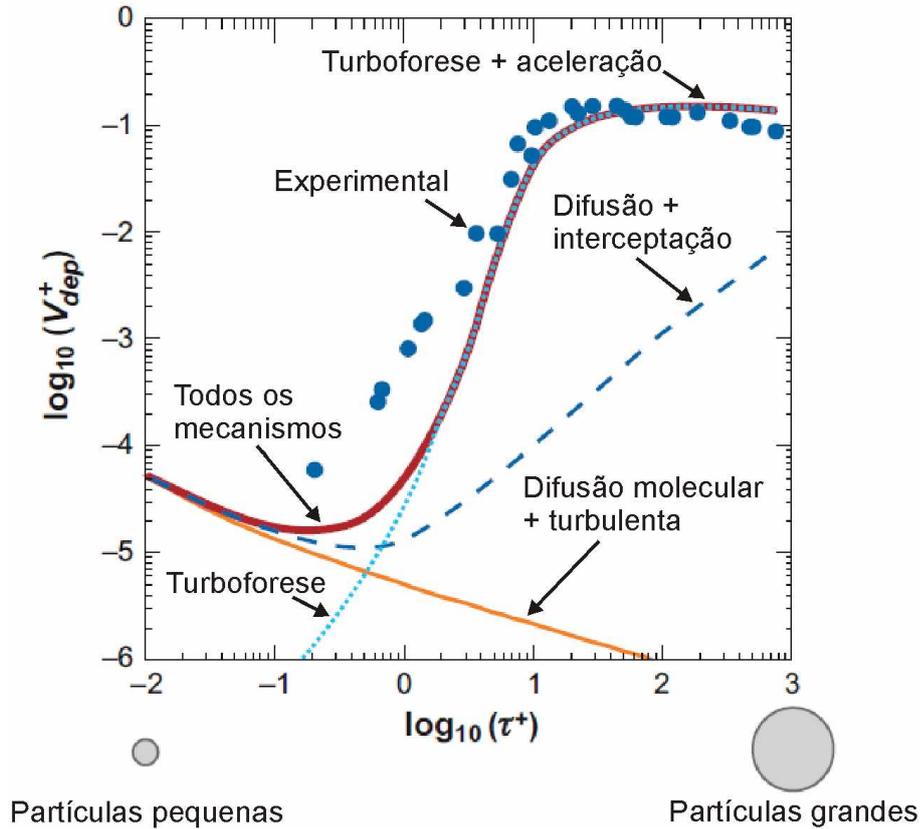


Figura 2.9: Curva de deposição de partículas segundo diferentes mecanismos. Experimentos de Liu e Agarwal (1974). Adaptado de Guha (2008).

A curva de deposição tem sido apresentada por diversos autores que em sua maioria exploram o escoamento desenvolvido ascendente, posto que choques inerciais são evitados e o assentamento gravitacional tem menor influência, restando efeitos de difusão e turbulência. Ela relaciona a velocidade adimensional de deposição

$$V_{dep}^+ = \frac{J_p}{C_p^+ u_*}, \quad (2.15)$$

onde  $J_p$  é o fluxo de transferência de partículas para a parede,  $C_p^+$  é a densidade média de partículas (em massa de partículas por unidade de volume) e  $u_*$ , a velocidade de cisalhamento, com o tempo adimensional de relaxação da partícula

$$\tau^+ = \frac{\tau_p u_*^2}{\nu}, \quad (2.16)$$

onde  $\nu$  é a viscosidade cinemática do fluido. Guha (2008) separou numericamente os efeitos de diferentes mecanismos para evidenciar, na Fig. 2.9, as regiões dominadas por: difusão, em que  $V_{dep}^+$  decresce em baixos valores de  $\tau^+$ ; difusão mais choque devido às estruturas turbulentas, em que  $V_{dep}^+$  aumenta algumas ordens de magnitude; inércia, em que a velocidade de deposição reduz conforme as partículas forem maiores. O autor também demonstra que a rugosidade das paredes, um gradiente de temperatura (com temperatura maior no centro do duto) e a adição de campo eletromagnético, aumentam a velocidade de deposição especialmente na região de difusão. A gravidade, por sua vez, através da força de Saffman, pode colaborar da mesma maneira se uma dada partícula chegar à região de camada-limite com velocidade maior que a do fluido, resultando em deslocamento radial positivo.

Modelos teóricos para a deposição de partículas foram propostos por Reeks (1983), Guha (1997) e Young e Leeming (1997), que desconsideraram efeitos dos sólidos sobre o fluido, portanto adotando o acoplamento de uma-via. De fato, considerar o acoplamento de duas-vias requiriria cálculo recursivo. Além disso, o escoamento turbulento foi considerado estacionário, utilizando perfis obtidos experimentalmente ou através de modelo de gradiente de difusão. Mais adequada descrição dos processos físicos que ocorrem na dinâmica das partículas, entretanto, exige completa informação sobre a evolução da população de partículas e campos turbulentos bem definidos. Estas necessidades puderam ser trabalhadas com cálculos de Fluidodinâmica Computacional.

## Fechamento do capítulo

No presente Capítulo, a fundamentação a respeito de escoamentos gás-sólido em risers de CFB foi apresentada, junto à revisão da literatura especializada no tema, em que identificou-se sua relevância junto à comunidade científica. A dinâmica da fase sólida vem sendo investigada em diferentes regimes de escoamento e não há consenso relativo à modelagem matemática mais adequada. Isso porque o avanço científico sobre a compreensão das interações entre gás e partículas tem levantado questões cada vez mais complexas, que

exigem por conseguinte, mais adequadas representações matemáticas. Portanto, localiza-se a contribuição da presente tese pela análise física e numérica do escoamento em riser de CFB, via técnica óptica de alta frequência e simulações de CFD, especialmente no cenário brasileiro.



# CAPÍTULO III

## Estrutura matemática

Neste capítulo, a modelagem matemática para escoamentos gás-sólido é discutida e apresentada. Inicialmente, conceitos físicos e abordagens matemáticas são revisadas, seguidos da proposição de modelos gerais para cada uma das fases. Particularidades, como o fechamento do problema da turbulência através de diferentes métodos e modelos para os acoplamentos entre as fases, também são apresentadas. Assim, é sugerida a estrutura matemática para prever a fenomenologia dos escoamentos em leito fluidizado circulante.

### 3.1 Modelagem matemática da conservação

A modelagem matemática inserida no contexto da Física newtoniana, apoia-se sobre os princípios ordenadores da Natureza, postulações que regem e direcionam a análise, estabelecidos pelo ser humano a partir de sua contemplação do mundo. Um deles, o princípio ordenador da conservação, trata das transformações: o sistema avaliado é contínuo e tem suas propriedades conservadas no tempo-espaço.

Assim, as propriedades conserváveis podem ser avaliadas por sua variação em relação ao tempo e a cada direção do espaço. Quando feita considerando variações espa-

ciais, a análise é tida como microscópica, em contraponto àquela que é feita apenas em relação ao tempo, a macroscópica<sup>1</sup>. Os modelos matemáticos microscópicos, portanto, são capazes de prever variações energéticas e de quantidade de matéria em campos com o passar do tempo. A solução destes modelos usualmente se dá através de aproximações numéricas, o que, em conjunto ao modelo matemático e à visualização dos resultados, constitui a Fluidodinâmica Computacional (CFD).

A aplicação de CFD para investigação de leitos fluidizados circulantes (CFBs) em escala piloto ou maiores, traz como principal dificuldade a enorme diferença entre as escalas espaço-temporais: as maiores estruturas do escoamento podem ser da ordem de metros, contudo elas podem ser diretamente influenciadas pelas interações partícula-partícula e partícula-fluido, as quais ocorrem abaixo da escala milimétrica. Devido à tamanha separação, ainda não é viável que apenas um único modelo possa resolver todas essas escalas. Há, portanto, uma hierarquia de métodos que modele os fenômenos em diferentes escalas de espaço e tempo, com diferentes níveis de detalhamento.

É conveniente classificar os métodos através da modelagem de cada fase separadamente. A dinâmica de cada fase pode ser descrita por: (a) considerar a fase como uma coleção de partículas discretas que obedecem a 2ª Lei de Newton – efetivamente uma simplificação das interações moleculares –, o que requer uma abordagem lagrangeana; ou (b) adotar a descrição de contínuo para a fase substituindo a estrutura molecular real por um meio hipotético, em uma abordagem euleriana. Esta última é adotada para descrever o movimento microscópico dos fluidos através das equações de Navier-Stokes. Desta forma, pode-se elencar os métodos matemáticos para escoamento gás-sólido como na Tabela 3.1. Uma representação gráfica é dada na Figura 3.1.

Para entender a Tabela 3.1, podemos começar pelos extremos. A modelagem lagrangeana-lagrangeana (5) é a mais fundamental, em que ambas as fases são representadas por partículas e a interação gás-sólido compreende as colisões das partículas de gás com maiores partículas de sólido. Este modelo é útil apenas para escoamentos em escalas extremamente pequenas. As virtuais partículas de gás não necessariamente devem

---

<sup>1</sup>Esta definição não é consenso na Mecânica dos Fluidos, porém será adotada na presente tese.

Tabela 3.1: Classificação dos vários modelos utilizados para simular escoamentos gás-sólido. Adaptado de Hoef et al. (2008).

	Nome	Fase gasosa	Fase sólida	Acoplamento gás-sólido	Escala
1	Modelo de bolha discreta	Lagrangeana	Euleriana	Fechamentos de arrasto para as bolhas	Industrial ( $> 10m$ )
2	Modelo de dois-fluidos	Euleriana	Euleriana	Fechamentos de arrasto gás-sólido	Engenharia ( $\sim 1m$ )
3	Modelo de partícula discreta não-resolvida	Euleriana (não-resolvida)	Lagrangeana	Fechamentos de arrasto gás-partícula	Laboratorial ( $\sim 0, 1m$ )
4	Modelo de partícula discreta resolvida	Euleriana (resolvida)	Lagrangeana	Condição de contorno na superfície da partícula	Mesoscópica ( $\sim 0, 01m$ )
5	Dinâmica molecular	Lagrangeana	Lagrangeana	Colisões elásticas na superfície da partícula	Microscópica ( $< 0, 001m$ )

representar moléculas reais, mas grupos delas se a modelagem térmica for adequada.

No topo da tabela (2) está a modelagem euleriana-euleriana, também conhecida como modelo de dois-fluidos (TFM, *Two-Fluid Model*). Esta modelagem, até pouco tempo, foi a única capaz de representar leitos densos (fração volumétrica de gás  $\Phi_p > 0, 1$ ). Emprega a descrição do contínuo para ambas as fases e as interações entre elas é incorporada por correlações de força de arrasto, que dependem da velocidade e fração volumétrica das fases localmente. Correlações para pressão e viscosidade hipotética da fase sólida por vezes são necessárias. A desvantagem deste método é que não se modela adequadamente detalhes das interações entre as fases e delas com elas mesmas.

Nos métodos 3 e 4, modelagens eulerianas-lagrangeanas (E-L), também conhecidas como modelos de partículas discretas (DPM, *Discrete Phase Models*), a fase sólida é representada por partículas computacionais, que podem representar partículas reais ou um grupo delas indiretamente, ou seja, sem que a quantidade real de partículas seja conside-

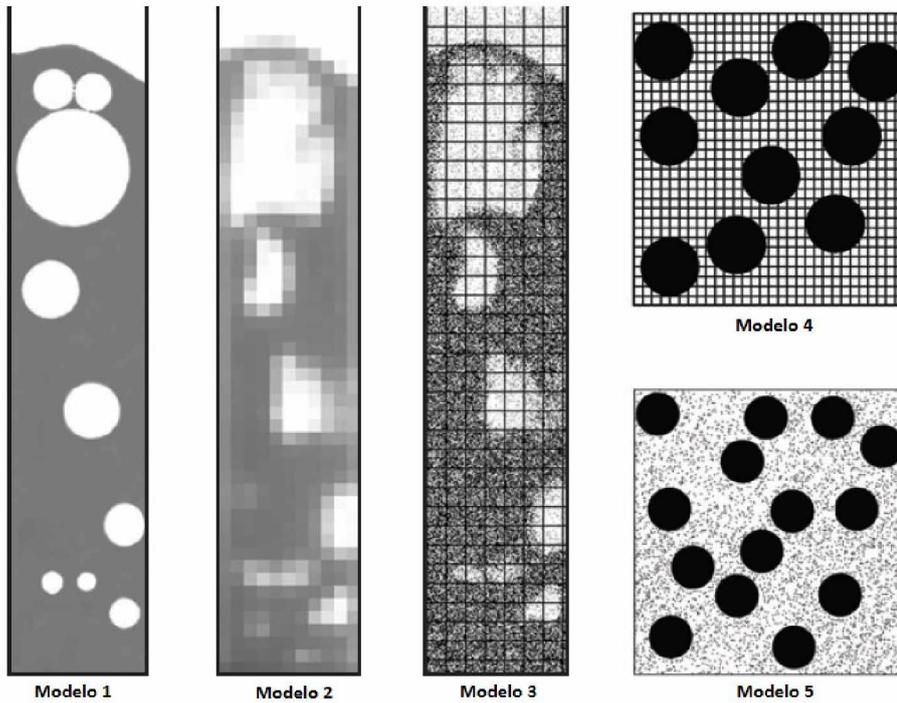


Figura 3.1: Representação gráfica dos modelos elencados na Tabela 3.1. Adaptado de Hoef et al. (2008).

rada. Representam muito bem, considerando custo-benefício de tempo computacional, os escoamentos diluídos ( $\Phi_p < 0, 1$ ). O acoplamento pode ser não-resolvido ou resolvido. No acoplamento não-resolvido, também referido como modelo de elemento discreto, a malha euleriana é pelo menos uma ordem de magnitude maior que o tamanho das partículas, assim elas são reduzidas a entidades pontuais de fonte ou sumidouro de quantidade de movimento. No acoplamento resolvido, referido como simulação numérica direta (DNS, *Direct Numerical Simulation*), a malha euleriana é uma ordem de magnitude menor que o tamanho das partículas, assim a interação gás-sólido é tratada por condições de contorno nas suas superfícies. Neste caso, correlações são desnecessárias (HOEF et al., 2008).

A modelagem lagrangeana-euleriana (L-E) (1) possivelmente é a classe mais recente (BOKKERS et al., 2006). Ela trata as bolhas de gás que tipicamente se formam em leitos fluidizados como entidades discretas que podem colidir, coalescer, romper. A descrição euleriana não é da fase sólida real, mas de uma fase emulsionada de gás e partículas. Este método ainda está em seus estágios iniciais, assim como os métodos que vêm sendo

chamados de híbridos (E-E-L), como o *Multiphase Particle-in-Cell* (MP-PIC)(SNIDER, 2001) e o modelo de fase discreta densa (DDPM, *Dense Discrete Phase Method*). Estes últimos se localizam entre as modelagens E-E e E-L e não constam na classificação aqui apresentada. São uma tentativa de utilizar as melhores características de cada abordagem, a fim de poder resolver escoamentos densos ( $\Phi_p > 0, 1$ ) com a confiabilidade da modelagem E-L e a capacidade da modelagem E-E.

### 3.1.1 Equação geral

Considerando o exposto acima, é didática a imaginação de um volume de controle qualquer, em que ocorram fluxos de entrada e saída, acúmulo e transformação de uma propriedade conservável,  $\phi$ . Para que sua conservação seja satisfeita, deve ser respeitada a igualdade entre adição e subtração da propriedade neste sistema.

Portanto, uma Equação Geral da Conservação pode ser escrita, em referencial euleriano, como:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j\phi) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma \frac{\partial\phi}{\partial x_j}\right) + S_\phi, \quad (3.1)$$

onde o primeiro termo do lado esquerdo representa a taxa e variação da propriedade conservável no volume de controle e o segundo, seu transporte advectivo como fluxo líquido através das superfícies de controle; por sua vez, o primeiro termo do lado direito está relacionado ao transporte difusivo de  $\phi$ , sendo  $\Gamma$  o coeficiente de difusão, e o último um termo fonte, que representa a transformação ou geração da propriedade no volume de controle – mecanismos entendidos como parte da conservação em um sentido amplo.

Equações para a continuidade, energia térmica, quantidade de movimento e variáveis da turbulência podem ser escritas a partir desta equação geral ao substituir-se  $\phi$  por variáveis adequadas – para massa total,  $\phi = 1$ ; energia térmica,  $\phi = CpT$  ( $Cp$ , capacidade calorífica;  $T$ , temperatura); espécie química,  $\phi = x_A$  (fração mássica da espécie química A); quantidade de movimento,  $\phi = u_i$ ; energia cinética turbulenta,  $\phi = k$ ; taxa de dissipação de energia cinética turbulenta,  $\phi = \varepsilon$ ; taxa específica de dissipação de energia

cinética turbulenta,  $\phi = \omega$ ; tensores de Reynolds,  $\phi = u_i u_i$ .

### 3.1.2 Modelo para fase gasosa

O movimento de uma fase fluida gasosa pode ser bem descrito assumindo o princípio ordenador da conservação, o conceito do contínuo físico e a abordagem euleriana. Neste arcabouço estão suportadas as equações de Navier-Stokes (NS) e também suas modificações para modelagem de escoamentos gás-sólido. Na forma diferencial conservativa geral, incompressível, para fluido newtoniano, sem transferência de calor e massa, as NS para escoamento gás-sólido podem ser escritas adotando a notação einsteniana como<sup>2</sup>:

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + \rho g_i + S_{p,U_i}, \quad (3.3)$$

onde  $g_i$  e  $S_{p,U_i}$  são, respectivamente, a força gravitacional e o termo de troca de quantidade de movimento com a fase sólida. A Eq. 3.2 representa a conservação da massa total, é a equação da Continuidade.

### 3.1.3 Modelo para fase sólida

A fase sólida, tratada pela abordagem lagrangeana, recebe um modelo de movimento para cada partícula computacional  $p$ , carregada pelo escoamento. Suas equações de movimento são baseadas na Segunda Lei de Newton. O modelo é constituído pela equação da trajetória, de conservação de quantidade de movimento linear e angular. Para uma partícula esférica e rígida, tem-se

$$\frac{dx_{pi}}{dt} = u_{pi}, \quad (3.4)$$

---

<sup>2</sup>Para fins de clareza, deste ponto em diante as propriedades da fase gasosa, quando representadas matematicamente, não receberão o índice  $g$ , enquanto que aquelas da fase sólida manterão o índice  $p$ .

$$m_p \frac{du_{pi}}{dt} = m_p \frac{3\rho C_D}{4\rho_p d_p} (u_i - u_{pi}) + F_{si} + F_{ri} + \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p}\right) m_p g_i, \quad (3.5)$$

$$I_p \frac{d\omega_{pi}}{dt} = T_i. \quad (3.6)$$

A velocidade  $u_i$ , utilizada na Eq. 3.5, é o vetor velocidade instantânea do fluido composta pela soma da velocidade média  $U_i$ , interpolada do campo euleriano do fluido até a posição da partícula, e a flutuação da velocidade  $u'_i$ , calculada pelo modelo de dispersão de Langevin. Na Eq. 3.6,  $\omega_{pi}$  é a velocidade angular da partícula e  $I_p = 0,1m_p d_p^2$  é seu momento de inércia. O modelo de Langevin é baseado naquele apresentado por Sommerfeld (2001): nele, a flutuação da velocidade do fluido na posição futura da partícula ( $n+1$ ) é relacionada àquela da posição anterior por uma correlação  $R_{p,ui}$  como

$$u'_{i,n+1} = R_{p,ui} u'_{i,n} + \sqrt{\frac{2}{3}k(1 - R_{p,ui}^2)} \chi, \quad (3.7)$$

onde  $k$  é a energia cinética turbulenta e  $\chi$  é um número randômico Gaussiano com média zero e desvio padrão unitário. A  $R_{p,ui}$  é composta por parte lagrangeana ( $R_L$ ) e parte euleriana ( $R_{E,i}$ ):

$$R_{p,ui} = R_L \times R_{E,i}, \quad (3.8)$$

em que  $i$  representa as três direções do espaço. Para a auto-correlação lagrangeana, utiliza-se de uma função exponencial

$$R_L = \exp\left(-\frac{\Delta t}{T_L}\right), \quad (3.9)$$

sendo

$$T_L = 0,24 \frac{2k}{3\varepsilon}, \quad (3.10)$$

e  $\varepsilon$  é a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta. Esta última função pode ser

alterada dependendo de como será resolvido o modelo para o escoamento do fluido. Já a correlação euleriana relaciona as velocidades em dois pontos arbitrários do espaço ( $\Delta r$ ) através dos coeficientes longitudinal e transversal, respectivamente:

$$cf_i = \exp\left(-\frac{\Delta r}{L_E}\right), \quad (3.11)$$

$$cg_i = \left(1 - \frac{\Delta r}{2L_E}\right) cf_i, \quad (3.12)$$

com  $L_E = 3T_L\sqrt{\frac{2}{3}k}$ , resultando em

$$R_{E,i} = (cf_i - cg_i)\frac{\Delta r_i}{\Delta r} - cg_i. \quad (3.13)$$

Neste modelo, apenas as três principais componentes da correlação foram consideradas, negligenciando-se as possíveis componentes cruzadas.

Quatro forças estão sendo consideradas para o movimento linear da partícula. Forças como a de Basset e de massa virtual não são consideradas, uma vez que podem ser desprezadas sempre que a diferença entre as massas específicas for maior que  $10^3$ , como sugerem Crowe et al. (2012). O primeiro termo do lado direito da equação se refere à força de arraste e o coeficiente de arraste,  $C_D$ , é calculado por modelos empíricos como o de Schiller e Naumann (1935):

$$C_D = \begin{cases} 0,44 & \text{se } Re_p > 1000, \\ \frac{24}{Re_p}(1 + 0,15Re_p^{0,687}) & \text{se } Re_p \leq 1000. \end{cases} \quad (3.14)$$

O segundo termo do lado direito da Eq. 3.5,  $F_{si}$ , se refere à força de Saffman (1965), ou de sustentação devido ao cisalhamento. O modelo modificado por Mei (1992) para altos números de Reynolds da partícula é dado por

$$F_{si} = 1,615d_p\mu\sqrt{Re_s}C_{ls}[(u_i - u_{pi}) \times \omega_i], \quad (3.15)$$

onde  $\omega_i$  é a vorticidade,  $Re_S = \rho d_p^2 |\omega_i| / \mu$  é o número de Reynolds da partícula no escoamento viscoso e  $C_{ls}$  é escrito como

$$C_{ls} = \begin{cases} (1 - 0,3314\beta^{0,5}) e^{-0,1Re_p} + 0,3314\beta^{0,5} & \text{se } Re_p \leq 40, \\ 0,0524 (\beta Re_p)^{0,5} & \text{se } Re_p > 40. \end{cases} \quad (3.16)$$

e o parâmetro  $\beta = 0,5Re_S/Re_p$ , sendo  $(0,005 < \beta < 0,4)$ .

A terceira força,  $F_{ri}$ , é a força de Saffman induzida pela rotação da partícula, dada pelo modelo proposto por Rubinow e Keller (1961), estendido para considerar o movimento relativo entre os sólidos e o fluido:

$$F_{ri} = \rho d_p^3 \frac{\pi Re_p}{8 Re_r} C_{lr} \frac{[\Omega_i \times (u_i - u_{pi})]}{|\Omega_i|}. \quad (3.17)$$

Na Eq. 3.17,  $\Omega_i = 0,5\nabla \times u_i - \omega_{pi}$  e  $Re_r = \rho d_p^2 |\omega_i| / \mu$ . O coeficiente  $C_{lr}$  é obtido pela correlação proposta por Lun e Liu (1997):

$$C_{lr} = \begin{cases} \frac{Re_r}{Re_p} & \text{se } Re_p \leq 1, \\ \frac{Re_r}{Re_p} (0,178 + 0,822Re_p^{-0,522}) & \text{se } Re_p > 1. \end{cases} \quad (3.18)$$

A rotação da partícula sobre si mesma recebe contribuição de torque promovido pelo escoamento do fluido. Esta força, modificada para considerar o movimento relativo das fases em altos números de Reynolds pode ser escrita como (RUBINOW; KELLER, 1961):

$$T_i = C_r \frac{\rho d_p^5}{64} |\omega_i| \omega_i. \quad (3.19)$$

onde o coeficiente  $C_r$ , derivado de simulações numéricas diretas de Dennis, Singh e Ingham

(1980), é:

$$C_r = \begin{cases} \frac{64\pi}{Re_r} & \text{se } Re_p \leq 32, \\ \frac{12,9}{\sqrt{Re_r}} + \frac{128,4}{Re_r} & \text{se } Re_p > 32. \end{cases} \quad (3.20)$$

### Colisões com paredes

A descrição do comportamento das partículas ao colidirem com paredes também é importante em modelos E-L. As velocidades linear e angular devem ser recalculadas, dependendo da forma da colisão (BREUER; ALLETTO, 2012):

- Colisão sem deslizamento:

$$\begin{aligned} u_{pi}^+ &= u_{pi}^- - \frac{2}{7}u_{ri}^- - (1 + e) (u_{pi}^- \cdot n) n, \\ \omega_{pi}^+ &= \omega_{pi}^- - \frac{10n_i}{7d_p} \times u_{ri}^-; \end{aligned} \quad (3.21)$$

- Colisão com deslizamento:

$$\begin{aligned} u_{pi}^+ &= u_{pi}^- - (1 + e) (u_{pi}^- \cdot n_i) \left[ \mu_d \frac{u_{pi}^-}{|u_{pi}^-|} + n_i \right], \\ \omega_{pi}^+ &= \omega_{pi}^- - \frac{5}{d_p} (1 + e) (u_{pi}^- \cdot n_i) \frac{\mu_d}{|u_{pi}^-|} n_i \times u_{ri}^-. \end{aligned} \quad (3.22)$$

Nas equações de conservação acima, os superescritos  $-$  e  $+$  indicam a variável antes e depois da colisão com a parede, respectivamente;  $e = 1, 0$  se refere ao coeficiente de restituição normal e  $\mu_d = 0, 5$  é o coeficiente de atrito dinâmico;  $n_i$ , é o vetor normal unitário que aponta para fora da superfície sendo impactada; e  $u_{ri}$ , a velocidade relativa no ponto de contato, resolvida por

$$u_{ri} = u_{pi} - (u_{pi} \cdot n_i) n_i + \frac{d_p}{2} \omega_{pi} \times n_i. \quad (3.23)$$

Estas colisões, no entanto, podem ser alteradas pela rugosidade do material das paredes; se este fator for considerado, confere-se maior realismo ao modelo. De fato, estudos físicos têm mostrado evidências da importância da rugosidade no comportamento das partículas, mesmo em baixas concentrações. Sommerfeld e Huber (1999) avaliaram

este comportamento e propuseram uma relação que represente estes efeitos através de uma abordagem estocástica: o ângulo de impacto  $\alpha_p^+$  é composto pelo ângulo da trajetória da partícula  $\alpha_p^-$  e de uma contribuição estocástica devido à rugosidade da parede, retirada de uma distribuição Gaussiana  $\xi$  com desvio padrão  $\Delta\gamma$ , que depende da estrutura da rugosidade e do diâmetro da partícula:

$$\alpha_p^+ = \alpha_p^- + \Delta\gamma\xi. \quad (3.24)$$

### 3.2 O problema do fechamento do modelo da turbulência

Modelos de fechamento são equações adicionais necessárias para possibilitar a solução do modelo matemático citado na seção 3.1.2 que está escrito em termos das variáveis instantâneas e compõe, junto às equações de fechamento, a modelagem da turbulência. Sem solução analítica das equações de Navier-Stokes, Eq. 3.3, no fim do século XIX Osborne Reynolds iniciou uma reflexão sobre a possibilidade de solução aproximada destas equações. Joseph Valentin Boussinesq também o fez contemporaneamente, porém o processo de decomposição das escalas foi creditado à publicação de Reynolds, em 1894. Nela, o autor propõe uma forma de separar as escalas do escoamento através de um procedimento de mediação no tempo, dando às variáveis uma parcela média temporal e outra flutuante relacionada à anterior. Este processo origina o chamado “Problema de Fechamento da Turbulência” que, a partir do século seguinte, deu origem a um vasto domínio de pesquisa que busca solucioná-lo e propôr modelos matemáticos adequados à representação dos escoamentos turbulentos.

Este problema, importante ressaltar, é um problema matemático, proveniente da sugestão de separação das escalas e consequente modificação do termo não-linear das equações de Navier-Stokes; assim sendo, fala-se de uma fenomenologia matemática do problema de fechamento da turbulência. A separação das escalas de um escoamento, portanto, é uma proposição matemática para possibilitar a solução destas equações. Há fundamentalmente duas abordagens para isso: a mediação e a filtragem.

O processo de decomposição ou separação das escalas, portanto, dá origem a dois grupos de equações para tratamento da turbulência:

- Equações Médias de Reynolds: nelas, as escalas da turbulência são separadas em escalas relativas ao comportamento médio e relativas às flutuações em relação a esta média, normalmente assumida como temporal;
- Equações de Navier-Stokes filtradas: as escalas da turbulência são separadas em dois grupos, o grupo das grandes escalas e o grupo das pequenas escalas ou escalas sub-malha.

A aplicação da abordagem de mediação sobre as NS resulta em uma forma tal que não pode ser assim resolvida, posto que ocorrerá o valor  $(\overline{u_i u_j})$ , que não está sendo resolvido pela equação. Sobre cada uma das variáveis que compõe este valor, portanto, deve ser aplicada a decomposição. A consideração das propriedades inerentes à abordagem, no entanto, altera este termo de forma a ter parte possível de ser resolvida  $(\overline{u_i u_j})$ , mas outra não  $(\overline{u'_i u'_j})$ . Este último, é um tensor de 9 componentes, que representa todas as não-linearidades da turbulência, conhecido como *Tensor de Reynolds*.

Entretanto, este tensor é simétrico, adiciona 6 novas variáveis ao modelo matemático, todas elas correlações de segunda ordem, também tensores e tem uma característica física semelhante ao tensor viscoso molecular, motivo pelo qual se o transfere para o lado direito da equação NS. Equações de transporte para cada componente podem ser escritas, porém, elas originarão novos tensores, então de terceira ordem e assim sucessivamente. Esta impossibilidade de gerar uma equação final é o Problema de Fechamento da Turbulência. Para tornar o sistema fechado, portanto, deve-se gerar um modelo matemático para este tensor ou para o decorrente das equações de transporte para suas componentes, o que exatamente é a modelagem do fechamento.

Percebe-se que estas equações não contêm o termo transiente de taxa de variação da quantidade de movimento linear. Obviamente ele não existe, pois aplica-se uma operação de média temporal sobre as variáveis, portanto não há mais relação com o tempo. De fato, estas são as conhecidas equações RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*). Para

facilitar a solução numérica, adicionou-se como recurso matemático o termo transiente, artificialmente, de forma que a média temporal calculada sobre o espaço é então executada entre intervalos de tempo menores e uma média final dos resultados a cada tempo pode ser estatisticamente realizada. Por fim, este cálculo não será mais uma mediação no tempo, sequer no espaço; portanto, é conveniente concluir que as equações resultam de uma filtragem, não mais uma mediação. Assim, tem-se as equações URANS (*Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes*):

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \overline{u'_i u'_j} \right) \right] + \rho g_i + \bar{S}_{p,Ui}. \quad (3.25)$$

Um problema similar ao do tensor turbulento surge quando as equações instantâneas são escritas, pois relações devem ser introduzidas para relacionar as tensões (nesse caso, as tensões viscosas) com variáveis do movimento. Estas relações são equações constitutivas e dependem somente das propriedades do fluido, não do escoamento. Por este fato, é possível realizar experimentos que determinam tais propriedades de maneira final. É tentador, portanto, sugerir uma abordagem semelhante para as tensões de Reynolds, mesmo sabendo que os requisitos fundamentais da separação de escalas não serão satisfeitos. A primeira proposição para isso foi feita por Boussinesq em 1877 que, contemporâneo a Reynolds, também trabalhou na decomposição das escalas do escoamento. Esta abordagem, através de uma analogia com a viscosidade do fluido, é chamada de “hipótese da viscosidade turbulenta”.

#### *O Conceito de Viscosidade Turbulenta*

A hipótese da viscosidade turbulenta é sugerida como uma solução para o fechamento das Equações Médias de Navier-Stokes. Matematicamente é análoga à relação da taxa de deformação para um fluido newtoniano. De acordo com esta teoria, o Tensor de Reynolds subtraído de sua parte isotrópica é proporcional à taxa de deformação (POPE, 2000):

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} = \mu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad (3.26)$$

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} = 2\mu_t \overline{S}_{ij}, \quad (3.27)$$

onde o coeficiente escalar  $\mu_t$  é a viscosidade turbulenta;  $k$  a energia cinética turbulenta, que tem componentes  $\overline{u'_i u'_j}$ ; e  $\overline{S}_{ij}$  o tensor taxa de deformação média. Apesar da analogia com a viscosidade de um fluido newtoniano, a viscosidade turbulenta é uma propriedade do próprio escoamento, com dependência espaço-temporal, portanto, não mais do fluido em si, o que acrescenta não-linearidade ao problema. Sendo ela uma hipótese aceita como uma aproximação adequada, tudo o que resta é determinar uma especificação para  $\mu_t(x_i, t)$ , o que pode ser dado pelo produto de uma velocidade e comprimento característicos:

$$\mu_t = u^* l^*, \quad (3.28)$$

e a tarefa de especificar  $\mu_t(x_i, t)$  é geralmente realizada através de definições de  $u^*$  e  $l^*$ . Em modelos algébricos, por exemplo, como o Modelo de Comprimento de Mistura,  $l^*$  é especificado com base na geometria do escoamento. Já em modelos a duas-equações, como o Modelo k- $\varepsilon$ ,  $u^*$  e  $l^*$  são relacionados à energia cinética turbulenta e à sua taxa de dissipação, que são resolvidas por equações de transporte particulares. Estes são casos de modelos dependentes da hipótese de Boussinesq, o que constitui uma família de modelos de turbulência. Há outros não-dependentes e isso justifica uma classificação dos modelos de turbulência. A analogia com a viscosidade molecular de um fluido é apoiada em suposições como: o movimento e a colisão entre moléculas é similar para estruturas turbulentas; a transferência de quantidade de movimento entre partículas de fluido, que ocorre através do movimento de moléculas, é similar para sítios do escoamento e ocorre através do movimento de estruturas turbulentas.

A hipótese, entretanto, causa deficiências, como considerar a viscosidade turbulenta um escalar. Não avaliá-la como tensorial pode ser uma aproximação comprometedora, posto que a turbulência é bastante anisotrópica, especialmente nas grandes escalas.

Contrariamente, as pequenas escalas têm comportamento mais isotrópico e isto é uma evidência do porquê de os modelos baseados nesta hipótese apresentarem bons resultados em Simulações de Grandes Escalas, quando o modelo atua apenas nas menores escalas. Devido à semelhança com os processos difusivos, a substituição do Tensor de Reynolds nas equações médias pela viscosidade turbulenta resulta em equação muito similar às NS.

### *Classificação dos Modelos de Turbulência*

A hipótese de Boussinesq não é a única forma de resolver o problema de fechamento, pode-se também propôr equações de transporte para as componentes desconhecidas do Tensor de Reynolds. Portanto, devido à série de modelos matemáticos propostos para o fechamento, é conveniente elencá-los em uma classificação, de maneira que seu reconhecimento seja facilitado. Para tanto, dois níveis de classificação podem ser sugeridos. Inicialmente, sobre a dependência ou não da hipótese da viscosidade turbulenta. Em seguida, quanto à quantidade de equações diferenciais que constituem o modelo de fechamento. Assim, tem-se:

- modelos dependentes de  $\mu_t$ :

Modelos a Zero Equações de Transporte: são modelos algébricos, baseados no comprimento de mistura de Prandtl. Valem para as equações médias, porém, são bastante utilizados como modelos sub-malha nas Simulações das Grandes Escalas; o mais famoso deles é o modelo de Smagorinsky;

Modelos a Uma Equação de Transporte: são modelos constituídos por apenas uma equação diferencial para fechamento. Há modelos sub-malha e para as equações médias, um exemplo é o modelo para transporte da viscosidade turbulenta de Spalart-Almaras, considerado bastante adequado para problemas de camada limite;

Modelos a Duas Equações de Transporte: são modelos formados por duas equações diferenciais adicionais. Cada uma serve como equação de transporte para uma determinada propriedade; nesta classe estão os modelos de turbulência mais

conhecidos, como o  $k$ - $\varepsilon$  e o  $k$ - $\omega$ , e suas variantes.

o modelos independentes de  $\mu_t$ :

Modelos a Zero Equações de Transporte: são modelos em que as tensões turbulentas são diretamente relacionadas às variáveis médias do escoamento;

Modelos a Seis Equações de Transporte: são os modelos que resolvem equações de transporte para cada componente desconhecido do Tensor de Reynolds separadamente, mais uma para a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta, não contabilizada, entretanto. São considerados os mais adequados, posto que têm característica tensorial.

A descrição do problema de fechamento da turbulência e das possibilidades de solução a partir do conceito de viscosidade turbulenta apresenta, portanto, uma área de investigação na fluidodinâmica dedicada à solução mais acurada das equações de Navier-Stokes. Entre os modelos mais populares e que apresentam resultados com suficiente aproximação, dependentes de  $\mu_t$  e a duas equações, estão o  $k$ - $\varepsilon$  e o  $k$ - $\omega$ , que serão utilizados na presente tese e serão discutidos a seguir.

### 3.2.1 $k$ - $\varepsilon$ duas-camadas

Um dos mais conhecidos e utilizados modelos de turbulência para as RANS é o  $k$ - $\varepsilon$ . Foi desenvolvido para melhorar os modelos de comprimento de mistura. Este modelo a duas equações transporta duas variáveis escalares, a energia cinética turbulenta (TKE, *Turbulent Kinetic Energy*),  $k$ , e a taxa de dissipação de TKE,  $\varepsilon$ :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P - \rho \varepsilon, \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \rho \varepsilon, \quad (3.30)$$

em que  $P$  é um termo de produção:

$$P = (\mu_t + \mu) \left[ \left( \frac{\partial u_i}{\partial u_j} + \frac{\partial u_j}{\partial u_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial u_j} \right]. \quad (3.31)$$

A viscosidade turbulenta do modelo  $k - \varepsilon$  padrão é uma função da energia cinética turbulenta e de sua taxa de dissipação:

$$\mu_{t, \text{padrao}} = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}. \quad (3.32)$$

Este modelo não apresenta resultados adequados para escoamentos parietais, uma vez que foi proposto para escoamentos turbulentos desenvolvidos e livres. Para superar esta deficiência, o modelo  $k - \varepsilon$  duas-camadas foi proposto, de forma que a região próxima à parede seja resolvida por um modelo a uma equação considerando a escala de comprimento adequada para aquela região do escoamento, influenciada pela presença da parede – ao longo do presente documento, apenas a nomenclatura de “modelo  $k - \varepsilon$ ” porventura será usada, embora sempre se refira ao modelo aqui descrito. Assim, a TKE é resolvida por sua equação de conservação, enquanto que sua taxa de dissipação é calculada por uma relação algébrica:

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{l_\varepsilon}, \quad (3.33)$$

em que  $l_\varepsilon$  é a escala de comprimento, dada por (BARDINA; HUANG; COAKLEY, 1997)

$$l_\varepsilon = y C_l (1 - e^{-Re_y/A_\varepsilon}), \quad (3.34)$$

e  $Re_y$  é o número de Reynolds desta região,

$$Re_y = \frac{\rho y \sqrt{k}}{\mu}. \quad (3.35)$$

Na Eq. 3.35,  $y$  é a distância desde a parede até o ponto de cálculo. Esta posição é a demarcação entre as duas regiões, a totalmente turbulenta em que  $Re_y > Re_y^*$ , o limite  $Re_y = 200$  e a influenciada pela viscosidade,  $Re_y < 200$ . Nesta última região, a viscosidade turbulenta é calculada como:

$$\mu_{t,2camadas} = \rho C_\mu l_\mu \sqrt{k}, \quad (3.36)$$

e o comprimento de mistura,

$$l_\mu = y C_l (1 - e^{-Re_y/A_\mu}). \quad (3.37)$$

A combinação dos modelos para cada região – na desenvolvida o modelo padrão a duas equações, próximo à parede o modelo a uma equação – se dá pela soma das viscosidades turbulentas suavizada por uma função de mistura,  $\lambda_\varepsilon$ :

$$\mu_t = \lambda_\varepsilon \mu_{t,padrao} + (1 - \lambda_\varepsilon) \mu_{t,2camadas} \quad (3.38)$$

sendo

$$\lambda_\varepsilon = \frac{1}{2} \left[ 1 + \tanh \left( \frac{Re_y - Re_y^*}{A} \right) \right], \quad (3.39)$$

que se iguala à unidade distante da parede e a zero, imediatamente próxima à parede. Na equação,  $A$  define a largura da função de mistura, dada por

$$A = \frac{0,2 Re_y^*}{\tanh(0,98)}. \quad (3.40)$$

A função  $\lambda_\varepsilon$  tem objetivo de prevenir divergências quando a solução de ambos modelos não se iguala. As constantes do modelo são:

$$\begin{aligned}
C_l &= 0,4187 C_\mu^{-3/4}, \\
A_\mu &= 70, \\
A_\varepsilon &= 2 C_l, \\
C_\mu &= 0,09.
\end{aligned} \tag{3.41}$$

### 3.2.2 $k$ - $\omega$ SST

O modelo de Primeira-Ordem  $k$ - $\omega$  SST (*Shear Stress Transport*), proposto por Menter (1994), é uma modificação do  $k$ - $\varepsilon$  Padrão em que  $\varepsilon$  passa a ser  $\omega$ , a taxa específica de dissipação – seu recíproco é a escala de tempo na qual a dissipação da energia turbulenta ocorre. O conceito do modelo já havia sido sugerido por Kolmogorov (1942) e Saffman (1970), porém diversas modificações foram feitas ao longo dos anos (WILCOX, 1994). Aqui, a viscosidade turbulenta também considera o transporte do tensor tensão turbulento e há adição de um termo cruzado de difusão, além de uma função de mistura, para assegurar que o modelo se comporte apropriadamente tanto na região próxima à parede, quanto em escoamento livre. As duas equações de transporte são dadas por:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tilde{G}_k - \rho \beta^* k \omega, \tag{3.42}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \rho \omega}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \omega u_i) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - \rho \beta_i \omega^2 \\
&\quad + 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_{\omega,2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}.
\end{aligned} \tag{3.43}$$

em que  $\tilde{G}_k$  e  $G_\omega$  representam a geração de  $k$  e  $\omega$  devido aos gradientes de velocidade média, respectivamente. O quarto termo do lado direito de cada equação representa a dissipação da variável, enquanto que o último termo da Eq. 3.43, é o termo cruzado de difusão.

No  $k$ - $\omega$  SST, a viscosidade turbulenta é calculada como

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \frac{1}{\max \left[ \frac{1}{\alpha^*}, \frac{SF_2}{0,31\omega} \right]}, \quad (3.44)$$

onde  $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$  é a magnitude da taxa de deformação e  $S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ , é o tensor taxa de deformação. Os números de Prandtl turbulento são

$$\sigma_k = \frac{1}{F_1/\sigma_{k,1} + (1 - F_1)/\sigma_{k,2}}, \quad (3.45)$$

$$\sigma_\omega = \frac{1}{F_1/\sigma_{\omega,1} + (1 - F_1)/\sigma_{\omega,2}}, \quad (3.46)$$

enquanto as funções de mistura  $F_1$  e  $F_2$ , são

$$F_1 = \tanh(\Theta_1^4), \quad (3.47)$$

$$\Theta_1 = \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{C_\mu \omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right), \frac{4\rho k}{\sigma_{\omega,2} D_\omega^+ y^2} \right], \quad (3.48)$$

$$D_\omega^+ = \max \left[ 2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega,2}\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right], \quad (3.49)$$

$$F_2 = \tanh(\Theta_2^2), \quad (3.50)$$

$$\Theta_2 = \max \left( 2 \frac{\sqrt{k}}{C_\mu \omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right). \quad (3.51)$$

Os termos de geração, por sua vez, são obtidos por

$$\tilde{G}_k = \min(G_k, 10\rho\beta^*k\omega), \quad (3.52)$$

$$G_k = -\rho u'_i u'_j \frac{\partial u_j}{\partial x_i}, \quad (3.53)$$

$$G_\omega = \frac{\rho\alpha}{\mu t} \tilde{G}_k, \quad (3.54)$$

em que

$$\alpha = \frac{\alpha_\infty}{\alpha^*} \left( \frac{\alpha_0 + Re_t/R_\omega}{1 + Re_t/R_\omega} \right), \quad (3.55)$$

$$\alpha^* = \frac{\alpha_0^* + Re_t/R_k}{1 + Re_t/R_k}, \quad (3.56)$$

$$\alpha_\infty = F_1 \left( \frac{\beta_{i,1}}{\beta_\infty^*} - \frac{\kappa^2}{\sigma_{\omega,1}\sqrt{\beta_\infty^*}} \right) + (1 - F_1) \left( \frac{\beta_{i,2}}{\beta_\infty^*} - \frac{\kappa^2}{\sigma_{\omega,2}\sqrt{\beta_\infty^*}} \right). \quad (3.57)$$

As seguintes relações auxiliares completam o modelo:

$$Re_t = \frac{\rho k}{\mu \omega}, \quad (3.58)$$

$$\beta_i = F_1 \beta_{i,1} + (1 - F_1) \beta_{i,2}, \quad (3.59)$$

junto às constantes:  $R_k = 6$ ,  $R_\omega = 2,95$ ,  $\alpha_0^* = \frac{\beta_i}{3}$ ,  $\sigma_{k,1} = 1,176$ ,  $\sigma_{k,2} = 1,0$ ,  $\sigma_{\omega,1} = 2,0$ ,  $\sigma_{\omega,2} = 1,168$ ,  $\beta_{i,1} = 0,075$ ,  $\beta_{i,2} = 0,0828$ ,  $\beta_\infty^* = 0,09$ ,  $\alpha_0 = 1/9$ .

### 3.3 Modelos para as interações entre as fases

Interações entre as fases ocorrem devido a gradientes das propriedades conserváveis em cada fase. As principais transferências podem ser de energia, de massa e de quantidade de movimento linear ou angular. Especificamente nos escoamentos gás-sólido, é importante a correta predição das forças que agem sobre as partículas para transportá-las pelo escoamento, além de como elas modificam a turbulência.

O fluido pode perceber a presença de partículas ao se contabilizar um termo adicional na sua equação de movimento. Baseado na segunda e na terceira Lei de Newton,

este termo pode ser escrito como:

$$S_{p,U_i} = -n \left\langle m_p \left[ \frac{du_{pi}}{dt} - \left( 1 - \frac{\rho}{\rho_p} \right) g_i \right] \right\rangle, \quad (3.60)$$

onde  $n$  é o número médio de partículas reais por unidade volumétrica do escoamento e  $m_p$  é a massa da partícula. Os braquetes representam a mediação sobre todas as trajetórias de partículas que ocorrem no volume analisado. Portanto, cada partícula computacional adiciona uma contribuição ao termo  $S_{p,U_i}$ .

Outra forma de interação é a colisão entre partículas. Para abordagens lagrangeanas da fase sólida, é preciso conhecer as trajetórias de todas as partículas ao se pretender realizar todas as possíveis colisões. Esta forma determinística, entretanto, torna-se muito custosa para números moderados de partículas. Modelos estocásticos, por outro lado, utilizam de uma distribuição de probabilidade para aproximar a quantidade de colisões possíveis de ocorrer em dado intervalo de tempo.

Oesterle e Petitjean (1993) sugerem um modelo estocástico de colisão para esferas rígidas. Cada partícula computacional recebe uma parceira fictícia com a qual a probabilidade de colisão é testada por analogia com a teoria cinética dos gases. Esse procedimento requer que todas as propriedades dinâmicas de cada partícula sejam memorizadas, bem como sua concentração, a cada cálculo lagrangeano. Apesar desta custosa tarefa, o modelo é mais econômico que um análogo determinístico.

Para isso, calcula-se uma frequência de colisão  $\kappa_{col}$  para cada partícula:

$$\kappa_{col} = 0,25\pi (d_p + d_{p,fict})^2 \|u_p - u_{p,fict}\| C_p, \quad (3.61)$$

onde  $C_p$  é a concentração de partículas – número de partículas por unidade volumétrica de escoamento – e o subscrito *fict*, se refere à partícula fictícia. Assim, a probabilidade de uma colisão ocorrer,  $\Psi$ , é a multiplicação da frequência de colisão com um intervalo de tempo,  $\Delta t$ . Ou seja,

$$d\Psi = [1 - \Psi(t_0, t)] \kappa_{col} dt \quad (3.62)$$

e sua integração resulta em

$$\Psi = 1 - e^{(-\kappa_{col}\Delta t)}. \quad (3.63)$$

Se  $\Psi$  for maior que uma probabilidade selecionada randomicamente, então a partícula, sua trajetória e propriedades dinâmicas fictícias são geradas, a colisão ocorre e as propriedades dinâmicas da partícula real são atualizadas. Para tanto, os coeficientes de restituição e de atrito entre partículas são, respectivamente,  $e_c = 0,9$  e  $\mu_c = 0,4$ .

## **Fechamento do capítulo**

A fim de propor e discutir uma modelagem matemática para análise numérica da dinâmica das partículas em riser de CFB, este capítulo apresentou uma série de modelos que estruturam o modelo total, que segue a abordagem euleriana-lagrangeana, com aplicação de força-pontual sobre a fase sólida, considera a influência das partículas sobre o fluido, as colisões entre elas e delas com paredes rugosas. Sugere-se que as equações URANS com modelos para fechamento da turbulência a duas-equações sejam capazes de bem representar o escoamento da fase contínua e conseqüentemente o transporte das partículas no riser da UPRC.



# CAPÍTULO IV

## Estrutura numérica

Os modelos matemáticos que compõe a estrutura matemática desta tese foram apresentados no capítulo anterior com a completude suficiente e necessária para a representação do escoamento gás-sólido em riser de CFB. Ainda antes, no capítulo 2, o estado-da-arte na investigação deste tipo de escoamento e particularidades dos fenômenos envolvidos foi relatado e discutido. Restou a importância do equacionamento detalhado para a evolução temporal das fases, de considerar o acoplamento entre elas e adequada descrição geométrica do domínio de escoamento.

Nesse contexto, passa a ser igualmente importante a solução do modelo matemático de forma confiável e em aceitável montante de tempo. Consciente de que as Equações de Navier-Stokes não têm solução analítica até o presente momento – na sua versão completa, uma vez que ao se aplicar simplificações, a solução analítica é possível –, elas devem ser resolvidas por aproximação numérica. Simultaneamente deve-se solucionar as Equações Diferenciais Ordinárias que descrevem o movimento da fase discreta, segundo a abordagem matemática adotada. O arcabouço numérico para este fim é composto por métodos eficientes e robustos, portanto, e uma visão geral deles será apresentada no presente capítulo. Enfoque é dado na obtenção das equações discretizadas, os esquemas de interpolação e estratégias de solução. Especificamente, os métodos numéricos utilizados

para a fase contínua são descritos na seção 4.1.1 e para a fase discreta, na seção 4.1.2. Além disso, descreve-se sucintamente os procedimentos numéricos empregados na computação dos dados experimentais, o que é feito na seção 4.3.

## 4.1 Metodologia numérica do UNSCYFL3D

A solução do modelo matemático para o escoamento gás-sólido em riser de CFB, o que se traduz como uma simulação de fluidodinâmica computacional, foi executada pelo código *in-house* UNSCYFL3D (*Unsteady Cyclon Flow - 3D*), versão 2.2 (SALVO, 2009; SOUZA, 2012). O código resolve as equações de Navier-Stokes para fluidos incompressíveis junto a partículas sólidas em malhas numéricas não-estruturadas, permitindo a simulação de escoamentos em geometrias complexas.

Os métodos numéricos implementados no UNSCYFL3D são brevemente descritos nas seções seguintes, posto que o principal objeto da presente tese é a análise do escoamento gás-sólido via experimentos físicos e numéricos. Apenas uma visão geral é fornecida, embora deva ser suficiente para esclarecer a estrutura mais importante do código. Para mais detalhes a respeito, sugere-se as referências Salvo (2013) e Martins (2016).

### 4.1.1 Métodos para solução da fase contínua

Uma vez que o escoamento gás-sólido modelado nesta tese segue a abordagem euleriana-lagrangeana, apresentada no capítulo anterior, adequados métodos de solução devem ser aplicados a ambas as fases. Particularmente para o modelo da fase contínua, o sistema de equações diferenciais parciais composto pelas equações da Continuidade, do movimento e de fechamento, não possuem solução analítica conhecida até o presente momento. Assim sendo, utiliza-se de aproximação numérica em que este modelo é resolvido em locais discretos do espaço-tempo e o valor das variáveis é interpolado entre eles. Estabelecidos estes locais através da malha numérica, que define a geometria do domínio no qual o escoamento ocorre, as equações de conservação devem ser integradas em volume de controle e, em seguida, discretizadas.

Este procedimento pode ser realizado a partir de diferentes métodos e aqueles que constituem o Método dos Volumes Finitos (MVF) são os mais recomendados para solução de modelos fluidodinâmicos, pois garante os balanços e leis fundamentais sobre as propriedades no volume analisado. A ideia fundamental do MVF é aplicar a forma integral das equações de conservação sobre volumes de controle (*VC*) contíguos que subdividem o domínio de escoamento e separadamente em cada um deles. Para calcular o transporte da propriedade conservável através do VC, os fluxos que cruzam as superfícies de controle (*SC*) devem ser conhecidos. O conjunto final de equações do método resulta em um sistema de equações algébricas que, então, deve ser resolvido.

O método tem sido amplamente empregado em códigos simuladores de fluidodinâmica pois, dentre algumas vantagens, destacam-se a facilidade de generalização e implementação numérica, a relativamente pouca memória computacional requerida, a manutenção do caráter físico das equações discretizadas e a possibilidade da utilização de métodos segregados de solução do campo de pressão. Além disso, os procedimentos de discretização devem manter determinadas características fundamentais para garantir a correta representação da realidade física. Versteeg e Malalasekera (1995) citam a capacidade de ser conservativo, de fornecer adequados limites para  $\phi$  e garantir assim convergência da solução, e que contenha adequada transportabilidade de  $\phi$ . Adicionalmente, Ferziger e Peric (2002) citam também a capacidade de ser consistente e estável, de ser possível de resolver – o que se refere mais ao modelo matemático em si, porém passa a ser propriedade do método por consequência – e acurácia. É particularmente importante esta última, pois engloba três aspectos relacionados a imprecisões da solução: na modelagem matemática do fenômeno, na discretização e na convergência. O primeiro está mais ligado à incorreta descrição matemática do fenômeno e se o avalia através de validações com dados experimentais, conforme discutido no Capítulo 2; o segundo e o terceiro, por sua vez, são características numéricas sobre as quais se deve estar ciente, embora possam ser minimizadas. Elas não se encaixam, necessariamente, em atividades de verificação, que é a confirmação da correta solução do modelo.

O Método dos Volumes Finitos, portanto, aplicado a malhas numéricas não-estruturadas

deve permitir o cálculo adequado dos fluxos em elementos tridimensionais como hexaedros, tetraedros e cunhas. No centro de cada elemento dispõem-se todas as variáveis de transporte e se as mantém constantes, uma vez que este arranjo aplicado ao UNSCYFL3D é colocalizado. Esta distribuição pode ser visualizada de forma simplificada, bidimensional, na Figura 4.1, em que  $L$  e  $R$  são o centroide de duas células divididas pela face  $f$ .

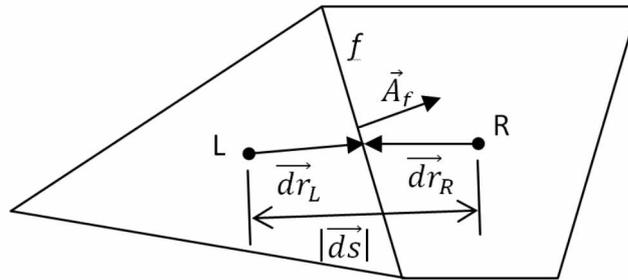


Figura 4.1: Volume de controle genérico - apresentação bidimensional: centros das células, vetores e faces para organização de malhas não-estruturadas.

Para o cálculo da variação de uma propriedade  $\phi$ , a integração da Equação Geral da Conservação (Eq. 3.1) deve ser feita para uma célula qualquer de volume  $e$ , junto à aplicação sobre ela do Teorema da Divergência de Gauss-Ostrogradsky, rende:

$$\int_{VC} \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \oint_{SC} \rho u_j \phi dA = \oint_{SC} \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x_j} dA + \int_{VC} S_\phi dV. \quad (4.1)$$

Portanto, utilizando como referência o elemento  $L$  da Fig. 4.1, a discretização da Eq. 4.1 é dada por:

$$\left( \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} \right)_L \Delta V_L + \sum_f (\rho u_j \phi A)^f = \sum_f \left[ \Gamma \left( \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) A \right]^f + (S_\phi \Delta V)_L, \quad (4.2)$$

onde o segundo termo do lado esquerdo da equação contém o fluxo líquido de quantidade de movimento linear pela fronteira  $f$  do elemento  $L$  e carrega a propriedade  $\phi$  e o primeiro do lado direito, é o fluxo líquido difusivo da propriedade  $\phi$  através das faces das células. Os somatórios são feitos sobre todas as faces dos elementos e  $A_f$  é o vetor normal de área, que tem módulo correspondente à área da face  $f$ .

A forma de avaliação das propriedades em lugares discretos do espaço-tempo, no entanto, pode ser feita em diferentes ordens de aproximação, resultando em maior ou menor acurácia da solução. Abaixo, portanto, descreve-se a discretização de cada termo da Eq. 4.2.

#### *Discretização dos termos de acúmulo*

Os termos de variação da propriedade  $\phi$  em relação ao tempo representam o acúmulo desta variável. A aplicação do Método dos Volumes Finitos sobre a Eq. 4.1, explicita resolve apenas a variação dos fluxos no espaço e do termo-fonte.

Para a derivada temporal, portanto, um método que evite a propagação de erros é recomendado, segundo Ferziger e Peric (1996). O método de três níveis no tempo oferece aproximação de segunda ordem e é dado por:

$$\left(\frac{\partial \rho \phi}{\partial t}\right)_L = \frac{3(\rho_L \phi_L)^{n+1} - 4(\rho_L \phi_L)^n + (\rho_L \phi_L)^{n-1}}{2\Delta t}, \quad (4.3)$$

onde  $n$  se refere à posição discreta no tempo e  $\Delta t$ , ao passo de tempo. O termo ainda é avaliado para o elemento  $L$  apresentado na Fig. 4.1, o que é indicado pelos subscritos. Nesta formulação, a discretização é implícita, ou seja, avaliada tanto no instante anterior ( $n - 1$ ), quanto atual ( $n$ ) e futuro ( $n + 1$ ), o que requer que os demais termos da Eq. 4.2 sejam avaliados em  $n + 1$ .

#### *Discretização dos termos advectivos*

O processo de discretização deve seguir para considerar os demais termos da Eq. 4.2 em cada face que divide os elementos da malha numérica. Assim, supondo que a advecção de  $\phi$  em cada face seja conhecida, utiliza-se de esquemas como o *Upwind* para aproximação à face do valor estocado no centro das células.

Como a primeira ordem do esquema *Upwind* é pouco acurada, causa falsa difusão devido ao erro de truncamento, apenas a segunda ordem foi utilizada nas simulações resolvidas neste trabalho, uma vez que nela este efeito é reduzido. Desta forma, o valor

de  $\phi$  avaliado na face  $f$  será:

$$\phi^f = \phi_L + \left( \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right)_L^{rec} \cdot \vec{dr}_L, \quad (4.4)$$

se a advecção para a face for positiva; se negativa, a equação anterior deve ser avaliada para o elemento vizinho  $R$ . O vetor  $\vec{dr}_L$  foi apresentado na Fig. 4.1, o gradiente de  $\phi$  é reconstruído no elemento  $L$  e pode ser obtido através do Teorema da Divergência como:

$$\left( \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right)^{rec} = \frac{1}{\Delta V} \sum_f (\bar{\phi} \vec{A})^f \quad (4.5)$$

onde  $\bar{\phi}$  é a média aritmética dos valores de  $\phi$  nas células que compartilham a face  $f$ , tal que  $\bar{\phi} = \frac{\phi_R + \phi_L}{2}$ . Mais uma vez, o somatório se aplica a todas as faces do elemento avaliado. O esquema centrado para aproximação deste termo também está implementado no UNSCYFL3D e pode ser preferível por não ser necessário testar a direção do fluxo, porém pode apresentar-se instável para altos números de Reynolds e malhas numéricas não suficientemente refinadas.

### *Discretização dos termos difusivos*

Similarmente ao termo advectivo, o termo difusivo deve ser avaliado na face que divide elementos vizinhos. Para malhas não-estruturadas, a discretização deste termo é menos intuitiva e aquela proposta por Mathur e Murthy (1997) é utilizada no UNSCYFL3D e dada por:

$$\left[ \Gamma \left( \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) A \right]^f = \Gamma^f \frac{(\phi_R - \phi_L)}{|\vec{ds}|} \frac{\vec{A}^f \cdot \vec{A}^f}{\vec{A}^f \cdot \vec{e}^s} + \Gamma^f \left[ \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \cdot \vec{A}^f - \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \cdot \vec{e}^s \frac{\vec{A}^f \cdot \vec{A}^f}{\vec{A}^f \cdot \vec{e}^s} \right]. \quad (4.6)$$

Na Eq. 4.6,  $\vec{e}^s$  é o vetor unitário que inicia no centroide de um elemento e vai até o centroide vizinho. O segundo e terceiro termo do lado direito da equação acima representam a difusão secundária proveniente da possível não-ortogonalidade das faces dos elementos. Já o gradiente de  $\phi$  é a média aritmética entre os gradientes avaliados

em cada elemento até a face. Este operador também pode ser calculado pelo Teorema da Divergência,

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial x_j}\right) = \frac{1}{\Delta V} \sum_f (\phi \cdot \vec{A})^f \quad (4.7)$$

e  $\phi^f$  também é a média aritmética entre  $\phi_L^f$  e  $\phi_R^f$  que, por sua vez, são calculados similarmente à Eq. 4.4.

#### *Condições de contorno e sistema linear do modelo*

As condições de contorno para o problema do escoamento de fluidos em condição isotérmica, em que não há geração nem consumo de energia térmica no sistema, sequer troca de calor com o ambiente, se resumem às condições de primeira e segunda espécies: de Dirichlet e de Neumann, respectivamente.

Na primeira, em que o valor das variáveis é prescrito, além do valor fixado na fronteira avaliada, o fluxo difusivo relativo a este valor e o primeiro elemento vizinho é resolvido pela adaptação da Eq. 4.6. Nela, os vetores distância e unitário entre os nós devem ser adaptados ao nó da fronteira de contorno, criado como elemento fantasma no centroide da face da célula que constitui os limites da geometria. Na condição de contorno de Neumann, por sua vez, os fluxos prescritos são incluídos diretamente nas equações de balanço.

Os métodos e esquemas apresentados nesta seção até aqui, são necessários para a solução numérica do modelo de movimento e conservação da massa total da fase contínua, dado pelas equações de Navier-Stokes e da Continuidade, respectivamente. A aplicação do Método dos Volumes Finitos sobre um volume de controle, a discretização da equação geral e as aproximações das variáveis colocalizadas para as faces dos elementos, resulta em um sistema de equações lineares. Cada equação se referirá a um elemento da malha numérica que define o domínio de escoamento e sua comunicação com seus elementos vizinhos, para cada propriedade do modelo. Assim, considerando-se a propriedade genérica  $\phi$ , tem-se que

$$a_p \phi_p = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + S_\phi, \quad (4.8)$$

onde o somatório é aplicado sobre todos os vizinhos  $nb$  do elemento  $p$ . O termo-fonte  $S_\phi$  reúne todas as fontes volumétricas de  $\phi$  – como aquelas provindas das partículas, termos explícitos da discretização temporal, contribuições de segunda ordem do fluxo advectivo e o fluxo difusivo secundário. Este sistema linear será formado por tantas equações quanto tantos nós (centroides de elementos e faces de contorno) e variáveis de transporte existirem no modelo. Por fim, deverá ser resolvido para cada passo de tempo nos casos transientes.

#### *Acoplamento pressão-velocidade*

Como citado no item anterior, o modelo matemático fundamental para a fase contínua é composto por três equações de movimento, uma para cada componente do vetor velocidade ( $u$ ,  $v$  e  $w$ ) e outra para conservação da massa total. Sabendo que a pressão  $p$  é outra variável, tem-se um sistema fechado com igual número de equações a de incógnitas, porém, não há equação explícita para  $p$ , de forma que uma expressão deve ser sugerida além de manter a condição da Continuidade. Isto pode ser alcançado pelo método SIMPLE (*Semi-Implicit Pressure-Linked Equations*), implementado no UNSCYFL3D.

Neste método a Eq. 4.8 é resolvida para cada variável independentemente e sequencialmente, o que é repetido até que os resíduos normalizados de todas as equações sejam reduzidos a uma dada tolerância. Para tanto, iterações dentro do método são necessárias. Em cada iteração, os componentes do vetor velocidade são preditos por suas equações respectivas com um dado campo de pressão que, ao avaliar a conservação no volume de controle, pode não satisfazer a Continuidade. Considerando que as taxas mássicas que cruzam as superfícies de controle podem não conservar a massa total, propõe-se a adição de uma correção à taxa anteriormente predita.

A proposição de Rhie e Chow (1983) para o cálculo da taxa mássica predita é utilizada, uma vez que evita o problema de desacoplamento dos campos de pressão e velocidade em malhas colocalizadas. Na correção da taxa, que se dá pela subtração entre a expressão correta da taxa e a de Rhie-Chow, no entanto, surge a correção da pressão

pela diferença entre a pressão correta e a predita,  $p = p^* + p'$ , onde  $p^*$  é a predita e  $p'$ , sua correção. Estas manipulações substituídas na equação discretizada da Continuidade fornecem a equação da correção da pressão:

$$a_p^p p_p' = \sum_{nb} a_{nb}^p \phi_{nb}' + b_p. \quad (4.9)$$

em que o sobrescrito  $p$  se refere à pressão, enquanto o subscrito ao elemento avaliado. A equação acima fornecerá o campo de correção da pressão e a partir dele, utilizando-se de um fator de subrelaxação  $\alpha_p$ , obtém-se a pressão real no elemento  $p$  como

$$p_p = p_p^* + \alpha_p p_p'. \quad (4.10)$$

Dado o campo de correção da pressão, os campos de velocidade também podem ser corrigidos para satisfazer a continuidade. Assim, os procedimentos relatados neste item para resolver o problema do cálculo da pressão podem ser resumidos em um diagrama de blocos, que representa o algoritmo do SIMPLE, como mostra a Fig. 4.2.

#### 4.1.2 Métodos para solução da fase discreta

Conhecida a metodologia para solução da fase contínua, descreve-se a partir daqui os métodos para tratar da modelagem matemática proposta para a fase discreta. Antes disso, porém, é importante elucidar algumas questões relativas à estrutura numérico-matemática aplicada à representação das partículas utilizada no presente trabalho, embora de alguma forma citadas em diferentes seções anteriores.

Na abordagem Euler-Lagrange clássica, as forças exercidas sobre o corpo lagrangeano não são avaliadas na sua superfície de contato com a fase euleriana – que deve, portanto, ser modelada e resolvida –, mas sim concentradas em um local discreto no espaço, onde também toda sua massa está comprimida – a modelagem macroscópica adotada, porém, impede que isso se torne uma singularidade. Desta forma, partículas ou gotículas não ocupam o volume dado por suas dimensões físicas, apesar de serem consideradas nos

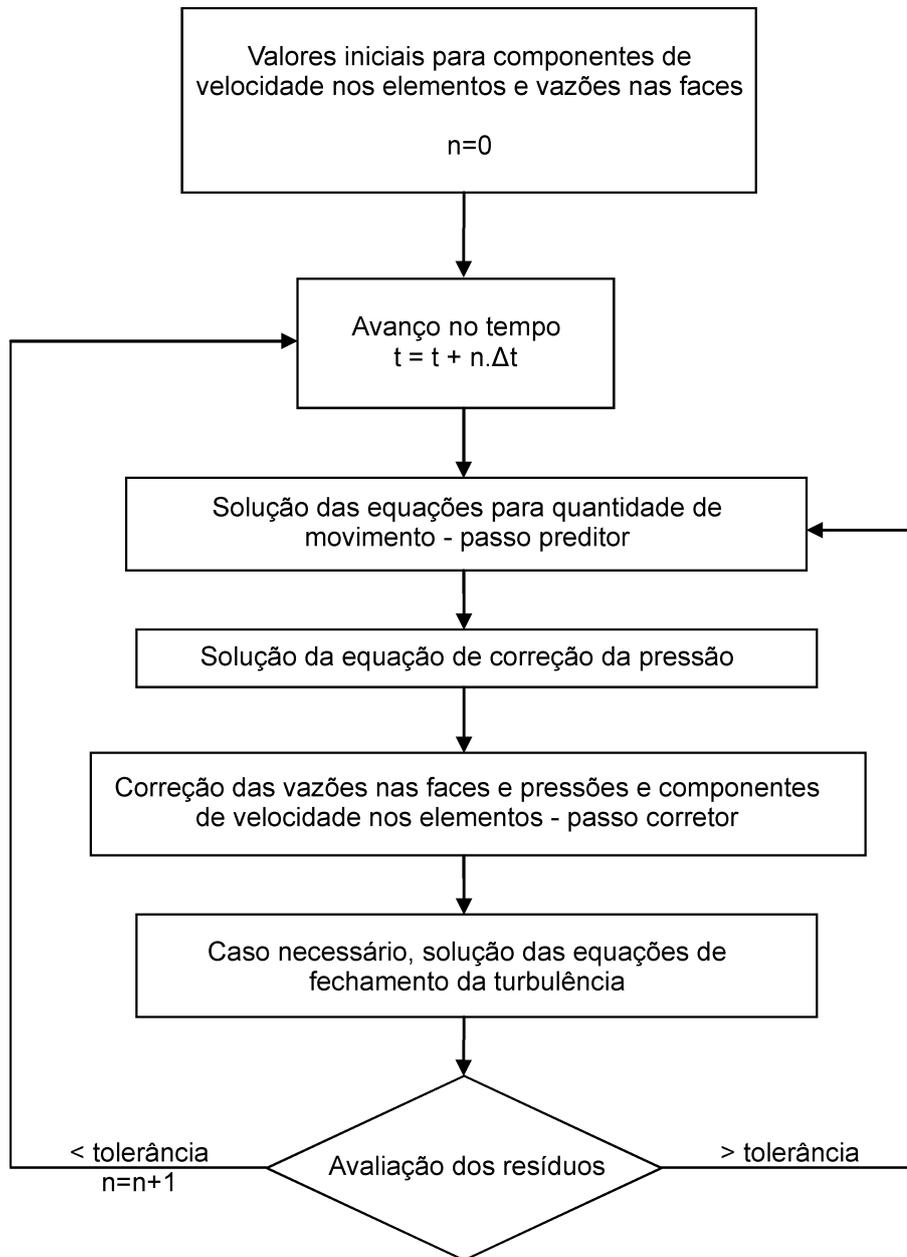


Figura 4.2: Algoritmo do método SIMPLE como implementado no UNSCYFL3D.

modelos das forças através de seu diâmetro,  $d_p$ . Corpos rígidos e perfeitamente esféricos poderão ser assim descritos como o são no modelo matemático proposto nesta tese, porém se seu aspecto exterior for irregular e/ou sofrer deformação por quebra ou compressão, a descrição das forças e a interação com a fase contínua deverão ser reformuladas.

A consequência disso é que, embora considere-se um acoplamento de quatro-vias, ou seja, a colisão entre os corpos, pode ocorrer excessiva concentração em pontos de es-

tagnação do fluido ou em regiões de escoamento com baixa advecção caso os corpos sejam essencialmente inerciais. Nestes locais, o termo-fonte para transferência de quantidade de movimento entre as fases pode sofrer acúmulo e alcançar magnitude tal que leve à instabilidade da solução numérica, além de resultar em quantificação incorreta de concentração da fase dispersa. Contudo, para a investigação de inúmeros fenômenos do escoamento gás-sólido a consideração de partículas perfeitamente esféricas, rígidas e discretas é suficiente. Especialmente em casos de meso e macroescala comuns em aplicações industriais, essa hipótese torna-se necessária para viabilizar a análise.

Outra simplificação intrínseca é que cada partícula lagrangeana seja a representação de um grupo de partículas reais. Frequentemente a quantidade de partículas reais transportadas em aplicações práticas pode chegar a  $10^{10}$  quando em escala laboratorial e a  $10^{15}$  em escala industrial, o que torna evidente o impedimento de resolver todas elas, dada a extensão do modelo apresentado na seção 3.1.3 e a potência computacional disponível atualmente. Nesse sentido, haverá um fator ( $f_p$ ) para a razão entre o número de partículas reais ( $N_{pr}$ ) e de partículas computacionais ( $N_{pc}$ ) que traduz a magnitude desta simplificação, tal que  $f_p = N_{pr}/N_{pc}$ . Para fins práticos da solução numérica, normalmente o limitante desta relação é dado por  $N_{pc}$ , condicionado pelo investimento no tempo de solução. Obviamente, quanto menor  $f_p$ , melhor a representação do escoamento pela simulação. A experiência adquirida com a análise de escoamentos com baixa carga de sólidos indica que não há ganho significativo na representação da fase discreta com  $N_{pc} > 5 \cdot 10^5$ .

Posto que não será resolvido o movimento de todas as partículas reais presentes e que, portanto, cada partícula computacional contém, na verdade, a massa de  $f_p$  partículas reais, este fator deve ser considerado no cálculo da transferência de energia entre as fases. Adicionalmente, a comunidade científica tem adotado diferentes nomenclaturas para traduzir esta característica, dentre elas a citada aqui como *partícula computacional*, mas também é difundido o termo *parcela computacional*, além de *nuvem de partículas*. Por motivo de concisão, sempre que doravante a discussão se tratar de solução computacional, poder-se-á omitir esta explicação subentendendo-se que o esclarecimento foi feito – o que

não se aplicará para resultados de experimentos físicos por razões óbvias.

A fim de resolver computacionalmente a dinâmica da fase sólida considerando o exposto acima e o modelo matemático apresentado no capítulo 3, primeiramente é necessário apresentar a solução das equações diferenciais responsáveis pela posição, movimento linear e angular das partículas: Eq. 3.4, 3.5 e 3.6, respectivamente. Em seguida, destaca-se o método de interpolação das propriedades do fluido até a posição da partícula e também o método de rastreamento da trajetória de cada partícula.

### *Integração das equações de movimento e posição das partículas computacionais*

O conjunto de equações diferenciais ordinárias que constituem o modelo matemático da fase discreta deve ser resolvido pela integração destas ao longo do tempo. Primeiramente, a equação para a variação do vetor velocidade linear da partícula computacional  $p$ ,  $u_{pi}$ , é resolvida analiticamente. Para tanto, a Eq. 3.5 pode ser rearranjada algebricamente como:

$$\tau_p^* \frac{du_{pi}}{dt} = u_i - u_{pi} + \tau_p^* a_i, \quad (4.11)$$

em que  $\tau_p^*$  é o tempo de relaxação da partícula modificado para englobar  $\frac{C_D Re_p}{24}$  e  $a_i$ , um vetor que reúne todas as demais forças. Neste formato, promovendo-se novas modificações, substituições e integrando a equação, obtém-se a expressão para a velocidade linear da partícula já preparada para ser resolvida a cada instante de tempo  $n$ , devido à necessidade de solução numérica da fase contínua:

$$u_{pi}^{n+1} = u_i^n + e^{-\frac{\Delta t}{\tau_p^*}} (u_{pi}^n - u_i^n) - a_i \tau_p^* \left( e^{-\frac{\Delta t}{\tau_p^*}} - 1 \right). \quad (4.12)$$

Assim como na Eq. 3.5,  $u_i$  é o vetor velocidade instantânea do fluido. Em seguida, pode-se resolver analiticamente a equação para a variação do vetor velocidade angular da parcela  $p$ ,  $\omega_{pi}$ . A partir da Eq. 3.6, aplicada sua integração e apresentando a solução

analítica para o instante de tempo  $n$ , tem-se:

$$\omega_{pi}^{n+1} = 0, 5\omega_i^n - \Omega_i^n e^{-\frac{\Delta t_p}{C_r^*}}, \quad (4.13)$$

onde  $\Delta t_p$  é o passo de tempo da partícula, que pode ser distinto daquele aplicado ao fluido, e  $C_r^* = \frac{C_r \rho d_p^5 \Omega_i^n}{64 I_p}$ .

A solução da equação de trajetória da partícula, Eq. 3.4, que define sua posição no domínio de escoamento, é dada analiticamente. Para isso, substitui-se a 4.12 na equação da trajetória, fornecendo

$$\frac{dx_p}{dt} = u_i^n + e^{-\frac{\Delta t}{\tau_p^*}} (u_{pi}^n - u_i^n) - a_i \tau_p^* \left( e^{-\frac{\Delta t}{\tau_p^*}} - 1 \right); \quad (4.14)$$

a integração da equação acima e sua manipulação algébrica, leva finalmente a

$$x_{pi}^{n+1} = x_{pi}^n + \Delta t (u_i^n + a_i \tau_p^*) + \tau_p^* (u_{pi}^n - u_i^n - a_i \tau_p^*) \left( 1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau_p^*}} \right). \quad (4.15)$$

Como visto, as soluções apresentadas para as três equações diferenciais ordinárias que formam o modelo de movimento de cada partícula computacional requerem o conhecimento da velocidade e vorticidade do fluido na posição espacial ocupada pela partícula em dado instante de tempo. Para isso, é necessária adequada interpolação das variáveis provenientes do campo euleriano.

### *Interpolações desde o campo euleriano*

Conforme já discutido no capítulo anterior, na abordagem Euler-Lagrange clássica as partículas computacionais não ocupam volume no domínio de escoamento, porém são representadas por um ponto discreto que concentra sua massa e todas as forças como aquelas sofridas na superfície de uma partícula real a partir do fluido que a transporta. Sendo assim, o centro de cada célula computacional onde as propriedades da fase contínua estão alocadas pode não coincidir com a posição de uma partícula transportada naquele instante de tempo. De fato, é realmente pouco provável que isso ocorra. Surge a neces-

tidade, portanto, da interpolação destas propriedades para o local espacial ocupado pela partícula.

Este procedimento é importante nos escoamentos gás-sólido para que seja acuradamente computada a transferência de quantidade de movimento entre as fases. Trata-se de uma tarefa não-trivial em malhas não-estruturadas; além de eficaz, este procedimento não deve ser custoso em demasia. Neste contexto, o esquema de interpolação proposto por Shepard (1968), elaborado para lidar com dados distanciados no espaço sem regularidade, foi implementado no UNSCYFL3D.

Especificamente, o esquema de Shepard interpola a propriedade euleriana da célula na qual a partícula se encontra até a posição desta última, assim como das células imediatamente vizinhas. Uma vez que as propriedades estão alocadas no centroide de cada elemento, seu valor é ponderado pelo inverso distância entre estes nós e a posição da partícula. Para fins didáticos, considere-se o componente de velocidade do fluido na direção  $x$ , interpolado desde o campo euleriano até a posição da partícula,  $u_{Euler,p}$ . Assim,

$$u_{Euler,p} = \frac{\sum_{i=1}^N \left( \frac{u_{Euler}^i}{D^i} \right)}{\sum_{i=1}^N \left( \frac{1}{D^i} \right)}, \quad (4.16)$$

onde,

$$D^i = (x_p - x_i)^2 + (y_p - y_i)^2 + (z_p - z_i)^2. \quad (4.17)$$

Nas equações acima,  $D^i$  é a distância do centroide dos elementos considerados até a partícula e  $N$ , o número de elementos mais um. Como em malhas não-estruturadas a disposição das células não segue necessariamente uma ordem bem definida, além da adequada interpolação das propriedades eulerianas também é fundamental definir em qual célula cada partícula se encontra. Isto deve ser feito pela previsão da posição espacial em relação à estrutura de elementos, ou através de um rastreamento das partículas após suas trajetórias serem realizadas.

### *Rastreamento da fase discreta*

Dado o problema da necessidade de conhecimento da célula computacional na qual uma partícula se encontra em determinado instante de tempo, um procedimento eficiente e pouco custoso para malhas não-estruturadas deve ser utilizado. Conhecido o elemento no qual a partícula reside e após serem novamente resolvidas as equações do movimento da fase contínua, as interpolações deste elemento e desde seus vizinhos podem ser feitas até a localização da partícula pelo esquema de Shepard, como discutido acima.

Sabendo-se do exposto, para sanar o problema do rastreamento de partículas o UNSCYFL3D utiliza do algoritmo proposto por Haselbacher, Najjar e Ferry (2007). A escolha é reforçada pelas seguintes características:

- o algoritmo lida com trajetórias que cruzem mais de uma célula computacional em um único passo de tempo, o que é fator limitante para outros métodos;
- se baseia unicamente em distâncias de intersecção em contraponto a tempos de intersecção, posto que é mais natural o rastreamento ser um problema espacial;
- pode ser aplicado a malhas constituídas por elementos poliédricos;
- é mais rápido e eficiente em comparação aos demais algoritmos publicados, segundo os autores.

Outra vantagem citada pelos autores é que a localização de uma partícula em movimento é realizada de forma consistente com a localização de uma partícula estacionária, o que permite um tratamento unificado. Como o algoritmo trata das intersecções da trajetória da partícula com as faces dos elementos e, parte destas últimas, também formam os contornos do domínio, a avaliação da intersecção com as condições de contorno também é tratada naturalmente.

Para compreender os procedimentos fundamentais do método, considere-se a seguinte descrição com auxílio da Fig. 4.3: dada a trajetória de uma partícula do local  $P$  até  $Q$ , sabe-se que o ponto de partida reside na célula  $c_1$ ; assume-se que é possível

determinar qual face de  $c_1$  será cruzada pela trajetória da partícula e, portanto, supondo que a célula  $c_2$  é adjacente à  $c_1$  nesta face, a partícula passará da primeira célula para a segunda; se este comportamento for repetido, pode-se determinar a célula  $c_n$  que irá conter a partícula na posição final de sua trajetória; para confirmar esta condição, aplica-se um teste para verificar se a partícula encontra-se realmente na célula definida pelo procedimento anterior. Para o caso da Fig. 4.3, a trajetória inicia em  $c_1$ , identifica-se qual face do elemento será cruzada e qual célula compartilha a face; definido  $c_2$ , novamente identifica-se a face intersectada e qual célula está adjacente; definido  $c_3$ , a trajetória encerra e aplica-se o teste de residência da partícula.

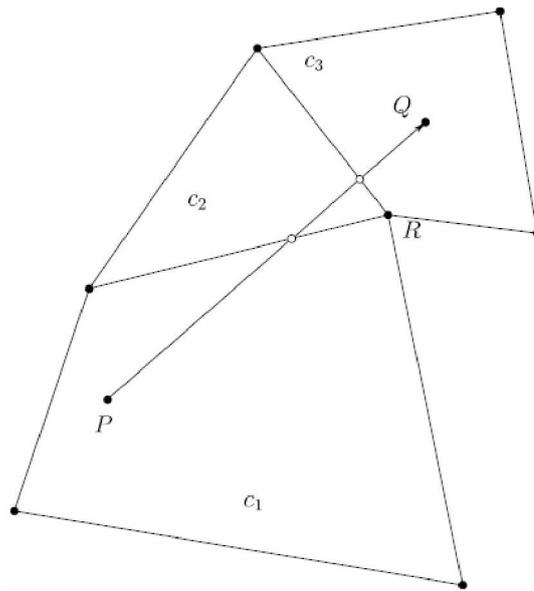


Figura 4.3: Ilustração da trajetória de uma partícula sobre malha euleriana não-estruturada. (HASELBACHER; NAJJAR; FERRY, 2007)

Neste item, apenas uma visão geral do algoritmo de rastreamento foi apresentada, pois seu equacionamento é longo e entende-se que, para os objetivos da presente tese, sua apresentação pode ser suprimida. Cabe ressaltar que os métodos apresentados nesta seção já foram testados e validados com sucesso pelo grupo de pesquisa em diferentes trabalhos científicos. Para informações detalhadas recomenda-se consultar Salvo (2013) e Souza (2012).

## 4.2 Metodologia para verificação da discretização espacial: Índice de Convergência de Malha – GCI

A construção e utilização de simuladores como para estudos de Fluidodinâmica Computacional (CFD), passa pelo questionamento de como avaliar sua confiabilidade. A verificação e validação (V&V) de simulações computacionais são os principais processos para avaliar e quantificar esta confiabilidade. Verificação é a avaliação da precisão do software e da acurácia numérica da solução de um dado modelo computacional; ela fornece a comprovação de que o modelo matemático, que é derivado de um modelo conceitual, é resolvido corretamente pelo código computacional. Validação, por sua vez, é a avaliação da acurácia física de um modelo computacional baseada em comparações entre simulações computacionais e dados de experimentação física, material; ela fornece comprovação do quanto acuradamente o modelo computacional simula o mundo real. Em verificação, a associação entre a simulação e o mundo real não é a questão; ela é, primariamente, uma questão apenas matemática. Em validação, entretanto, a ligação entre o mundo virtual e real é a própria questão; ela é, portanto, uma questão puramente física (OBERKAMPF; TRUCANO, 2008; ROACHE, 1998). Em outras palavras, pode-se entender verificação como *resolver as equações corretamente*, enquanto validação, *resolver as equações certas* (ROACHE, 1997), ou ainda que *verificação trata de Matemática; validação trata de Física*.

Diversas áreas da ciência têm contribuído para as definições dos processos de validação e verificação. A partir deste debate, a *American Institute of Aeronautics and Astronautics* (AIAA) e a *American Society of Mechanical Engineers* (ASME), postularam as seguintes definições (GUIDE... , 1998; GUIDE... , 2006):

Verificação: Processo para determinar se a implementação de um modelo acuradamente representa a descrição conceitual do desenvolvedor do modelo e a solução para o modelo;

Validação: Processo para determinar o grau em que um modelo é uma representação acurada do mundo real a partir da perspectiva da pretensão de uso do modelo.

Embora aprimorada, esta definição para validação ainda pode provocar dúvidas. A determinação do grau de representação de um modelo deve ser mais que uma condição de aprovação ou reprovação; a comparação entre a predição do modelo com dados de experimentação física, levando a uma avaliação da sua acurácia, decorre na determinação de aceitabilidade pelo nível de acurácia para uma aplicação particular, ou seja, pela avaliação de um critério de tolerância previamente estabelecido. A sugestão de representação do mundo real, por sua vez, deve ser interpretada como a comparação do resultado do modelo com dados experimentais físicos, sem a existência destes últimos, não há validação. Portanto, cabe a adição do conceito de incerteza e assim, pode-se descrever validação como a comparação dos resultados de um modelo e suas incertezas associadas com resultados de experimentação física e suas incertezas associadas (GUIDE. . . , 2008; ROACHE, 2009).

Ao se resolver sistemas de equações diferenciais parciais (EDPs), entretanto, percebe-se que é virtualmente impossível desacoplar os problemas de precisão matemática, de algoritmo e de implementação. A execução do código é acoplada à sua implementação. Uma consequência da ligação entre a matemática, o algoritmo e sua implementação é que a fonte de inexatidão numérica não pode ser facilmente identificada.

As duas abordagens básicas para estimar erro em uma solução numérica de EDPs são as técnicas *a priori* e *a posteriori*. Uma abordagem *a priori*, apenas usa informação sobre o algoritmo numérico que aproxima os operadores diferenciais e as condições de contorno; esta estimação é um elemento significativo da análise numérica clássica. Uma abordagem *a posteriori*, por sua vez, utiliza resultados do código, como a análise de soluções utilizando diferentes resoluções de malha numérica ou métodos com diferentes ordens de acurácia.

Avaliações *a posteriori* têm sido principalmente executadas através da Extrapolação de Richardson ou por técnicas de estimação mais sofisticadas baseadas em aproximações de volumes finitos. A Extrapolação de Richardson utiliza soluções de uma sequência de malhas construídas com diferentes níveis de refinamento para estimar o erro de discretização espacial. Este método também pode ser utilizado para estimar o erro de discretização temporal, considerando soluções com distintos incrementos no passo de tempo; pode ser

aplicado a qualquer procedimento de discretização, seja por diferenças finitas, elementos finitos, volumes finitos, métodos espectrais. O método Índice de Convergência de Malha (GCI, *Grid Convergence Index*) é o melhor exemplo baseado na Extrapolação de Richardson e foi desenvolvido por Roache (1994) para auxiliar na estimação do erro de resolução de malha.

Portanto, para aplicar a metodologia GCI, é necessário obter minimamente duas soluções numéricas ( $f_1$  e  $f_2$ ) para um mesmo caso, cada uma com uma malha numérica distinta, onde  $f_1$  representa resultados de uma malha mais refinada, enquanto  $f_2$ , de uma malha mais grosseira, esparsa. A solução resultará em valores com variação espaço-temporal, que podem ser expressos em termos do espaçamento da malha ( $\delta_{MN}$ ). Para soluções infinitamente diferenciáveis, as aproximações estão relacionadas com todas as ordens para as soluções derivadas através de uma expansão em série de Taylor, entretanto, não é necessário assumir isso na extrapolação de Richardson (SGROTT, 2013).

Para uma solução de segunda ordem com duas soluções discretas resolvidas através de duas malhas diferentes, é possível eliminar os termos de outras ordens da expansão. Assim, obtêm-se uma estimativa mais precisa que pode ser entendida como a solução extrapolada, ou seja, aquela que ocorrerá quando a discretização não mais influenciar os resultados. Deste procedimento obtêm-se a equação original para a extrapolação de Richardson. Usando uma razão de refinamento  $R = \frac{\delta_{MN,ref}}{\delta_{MN,esp}}$ , a equação de extrapolação pode ser expressa em termos de uma correção para a solução da malha refinada, negligenciando os termos de alta ordem.

A metodologia GCI, desta forma, baseia-se na extrapolação de Richardson descrita acima. O primeiro passo nesse método é estimar o erro fracionado de Richardson para a solução obtida com a malha refinada ( $f_1$ ) e esparsa ( $f_2$ ). A fim de garantir uma maior confiabilidade estatística no cálculo do erro, Roache (1994) propôs a incorporação de um fator de segurança ( $F_S$ ) ao seu cálculo, dessa forma, obtendo as expressões para o cálculo do GCI para as malhas refinada e grosseira:

$$GCI_{ref} = F_S |E_{ref}| = F_S \left\| \frac{f_2 - f_1}{1 - R^m} \right\|, \quad (4.18)$$

$$GCI_{esp} = F_S |E_{esp}| = F_S \left\| \frac{R^m(f_2 - f_1)}{1 - R^m} \right\|, \quad (4.19)$$

onde  $E_{ref}$  e  $E_{esp}$  são os erros fracionados de Richardson para a malha refinada e esparsa, respectivamente; e  $m$  a ordem formal de precisão do algoritmo. Como um refinamento regular da malha numérica normalmente é difícil de ser realizado em geometrias complexas, a ordem de espaçamento  $\delta_{MN}$  pode ser aproximada pela razão entre o volume total do domínio e o número de nós da malha numérica,  $\delta_{MN} = V_T^{1/3}/N_{nós}$ .

A atribuição de um valor para  $F_S > 1$  pode ser interpretada como um fator de segurança, já que  $F_S = 1$  resultará em um GCI igual ao módulo do erro. Um fator de segurança maior pode ser escolhido quando se deseja um nível mais conservador de confiança nas previsões de CFD. Roache (1994) recomenda um valor mais conservador de  $F_S = 3$ . Segundo o autor, essa magnitude do fator de segurança tem a vantagem de relacionar qualquer estudo de convergência de malha (qualquer valor de  $R$  e  $m$ ) com um que apresente uma duplicação da malha e um método de segunda ordem ( $R = 2$  e  $m = 2$ ). O autor ainda ressalta que nesse caso, os valores de GCI não são estimadores de erro, mas sim três vezes a estimativa do erro, o que representa um nível de confiabilidade estatística mais ampla. É importante salientar que um pequeno valor de GCI indica que a solução está dentro do alcance assintótico. O GCI também pode ser usado para medir a quantidade de refinamento adicional na malha necessário para alterar a solução numérica.

### 4.3 Metodologia para avaliação dos dados de experimentação física

Conforme será descrito detalhadamente nos próximos capítulos, a experimentação física desenvolvida na presente tese inclui medições de velocidade e diâmetro de partículas em alta frequência, através de técnica baseada no efeito Doppler. As medições foram executadas em 17 pontos da seção transversal em 3 alturas diferentes do riser e, em cada

ponto, 5 mil amostras foram coletadas em triplicada. Este montante de dados foi em parte tratado pelo próprio software do sistema de medição, em parte tratado externamente. Não sendo suficientemente claros os termos utilizados nesta seção, pode-se avançar até a seção 5.2 para compreender os fundamentos da técnica, retornando em seguida sem prejuízo para o entendimento da tese.

Quanto às operações internas ao sistema de medição, destaca-se o cálculo dos momentos sobre amostras independentes. Os principais utilizados neste trabalho são a média, o valor quadrado médio (ou RMS, de *Root Mean Square*) e a variância, dados para uma variável conservável  $\phi$  respectivamente por (DANTEC DYNAMICS A/S, 2011):

$$\bar{\phi} = \sum_{i=0}^{N-1} \beta_i \phi_i, \quad (4.20)$$

$$\sigma = \sqrt{\sigma^2}, \quad (4.21)$$

$$\sigma^2 = \sum_{i=0}^{N-1} \beta_i (\phi_i - \bar{\phi})^2, \quad (4.22)$$

onde  $\beta = 1/N$  é um fator de ponderação importante para corrigir distorções intrínsecas da técnica,  $i$  se refere a cada medição válida e  $N$ , ao total delas. Ocorre que medições de velocidade podem ser alteradas se um grande número de partículas cruzarem o ponto de medição devido ao escoamento ser muito turbulento, o que gera uma tendência de maior amostragem de partículas com maior velocidade em detrimento daquelas com menor. Uma amostragem estatisticamente independente é alcançada se o tempo entre duas aquisições for maior que a escala integral do escoamento. Muitas vezes isso é difícil de alcançar e o próprio escoamento gás-sólido pode ter alto carregamento. Para corrigir esta distorção, um fator de ponderação não-uniforme calculado pelo tempo de trânsito de uma partícula ao cruzar o ponto de medição ( $t_i$ ) é utilizado:

$$\beta_i = \frac{t_i}{\sum_{j=0}^{N-1} t_j}. \quad (4.23)$$

Já o cálculo das estatísticas sobre a distribuição de diâmetros das partículas e consequentemente da concentração delas em relação ao fluido é feito considerando a quantidade de partículas que ocorrem em classes de diâmetros ( $NC$ ), sendo que a quantidade de  $NC$  é predefinida. Para evitar distorções relativas à distância entre a trajetória da partícula ao cruzar o volume de medição e o ponto central dele, utilizou-se um fator de correção calculado para cada classe de diâmetros. Esta correção é importante em populações com larga faixa de diâmetros porque a intensidade da luz refletida é proporcional a  $d_p^2$ . Portanto, este fator será

$$F_{cor}(D_{pi}) = \frac{d_e(D_{pi}^{max})}{d_e(D_{pi})}, \quad (4.24)$$

sendo  $d_e$  o diâmetro efetivo do volume de medição para a classe  $D_p$ . A variação do volume de medição é dado por,

$$d_e(D_{pi}) = \sqrt{\frac{3}{2}L_i^2}, \quad (4.25)$$

e

$$\overline{L_i^2} = a \ln(D_{pi}) + b, \quad (4.26)$$

onde  $\overline{L_i^2}$  é o comprimento médio da interferência do sinal para cada classe. Os parâmetros  $a$  e  $b$  determinados para cada conjunto de amostras pela regressão da expressão acima. Dado o fator de correção, o número corrigido de partículas medidas por diâmetro será,

$$n_i^{cor} = n_i F_{cor}(D_{pi}). \quad (4.27)$$

Estatísticas para diâmetros de partículas podem então ser determinadas. O diâmetro médio aritmético ( $d_{p,med}$ ) e o diâmetro médio de Sauter ( $d_{p,32}$ ) na forma corrigida serão

dados por:

$$d_{p,med} = \frac{\sum_{i=1}^{N_i} n_i^{cor} D_{pi}}{\sum_{i=1}^{N_i} n_i^{cor}}, \quad (4.28)$$

e

$$d_{p,32} = \frac{\sum_{i=1}^{N_i} n_i^{cor} D_{pi}^3}{\sum_{i=1}^{N_i} n_i^{cor} D_{pi}^2}. \quad (4.29)$$

Por fim, a concentração de partículas em cada ponto de medição, para uma classe  $k$  pode ser computada como:

$$C_k(D_{pk}) = \frac{2}{\Delta t} \sum_{i=1}^{N_k} \frac{1}{\sqrt{u_i^2 + v_i^2} A(\gamma, D_{pk})}, \quad (4.30)$$

onde  $A(\gamma, D_{pk})$  se refere à área de seção transversal normal à trajetória da partícula e  $N_k$ , ao número de partículas contidas na classe  $k$ . Uma relação linear simplificada para descrever a variação da área como função do ângulo da trajetória é dada por

$$A(\gamma, D_{pk}) = \left(1 - \frac{\gamma}{90^\circ}\right) A_x(D_{pk}) + \frac{\gamma}{90^\circ} A_y(D_{pk}). \quad (4.31)$$

Assim, a concentração de partículas a partir do total  $m_c$  de classes de diâmetros será

$$C_p = \sum_{k=1}^{m_c} C_k(D_{pk}). \quad (4.32)$$

A outra parte do tratamento numérico sobre os dados de experimentação física, realizada externamente ao software do sistema de aquisição como citado no início desta seção, diz respeito ao teste de desvio da média e à computação das médias de cada variável, em cada ponto medido na seção transversal do riser. Como o tempo de aquisição pode variar com a disponibilidade de partículas e com a capacidade de recebimento do sinal pelo receptor, variações dos fenômenos com pouca proximidade do comportamento médio podem ser capturados. Portanto, fez-se uma varredura sobre os dados e valores quatro

vezes maiores que a média das outras repetições foram excluídos.

Como repetições ( $R$ ) do mesmo experimento foram feitas, determina-se a média aritmética dos valores médios adquiridos em cada ponto ( $P$ ) da seção transversal, em cada altura ( $H$ ), para uma variável  $\phi$ :

$$\bar{\phi}^{P,H} = \frac{1}{R_T} \sum_{r=1}^{R_T} \bar{\phi}_r^{P,H}. \quad (4.33)$$

Ressalta-se que  $\bar{\phi}$  é dado pela aquisição de 5 mil amostras segundo as Eq. 4.20 a 4.32. Para executar esta tarefa, foi desenvolvido um código para ser compilado e executado pelo software GNU Octave, versão 3.8.1. A linguagem de programação nativa do Octave é similar à linguagem C, porém contém comandos que facilitam a execução de muitas operações.

Adicionalmente, a concentração da fase sólida pode ser normalizada pela estimativa da quantidade total média de partículas presentes no riser, a fim de possibilitar comparação com os resultados da experimentação numérica. Assim,

$$C_p = C_{p,PDA} \frac{V_{Riser}}{N_{p,totais}}, \quad (4.34)$$

onde  $C_{p,PDA}$  é a concentração medida pela PDA e expressa na Eq. 4.32,  $V_{Riser}$  o volume do riser da UPRC e  $N_{p,totais}$ , o número total médio de partículas presentes no riser, sendo

$$N_{p,totais} = \frac{m_{p,totais}}{m_p} = \frac{RC V_{Riser}}{m_p}. \quad (4.35)$$

Na equação acima,  $m_{p,totais}$  é a massa total das partículas presentes no riser,  $RC[g_p/m^3]$  é a razão de carga do escoamento e  $m_p$ , a massa de uma única partícula.

## **Fechamento do capítulo**

As metodologias numéricas necessárias para acurada solução dos modelos elencados no capítulo anterior foram relacionadas no presente capítulo. Estas duas estruturas constituem o UNSCYFL3D, que permite a representação virtual do escoamento gás-sólido em riser de CFB e em qualquer outra geometria complexa. Além disso, apresentou uma metodologia para verificação da discretização espacial, o Índice de Convergência de Malha que fornece segurança sobre a influência desta aproximação, e as manipulações aplicadas sobre as leituras de velocidade, diâmetro e concentração das partículas na experimentação física.



# CAPÍTULO V

## Estrutura física

Parte da análise realizada na presente tese está voltada à implementação de uma unidade física de CFB em escala piloto, bem como à execução de experimentos para investigação o escoamento gás-sólido ascendente. Assim, este capítulo apresenta e detalha a UPRC, seu sistema de controle e as partículas utilizadas, além das técnicas de medição empregadas nos experimentos, conjunto que compõe a estrutura física deste trabalho.

### 5.1 A Unidade Piloto de Riser e Ciclones - UPRC

A UPRC é uma unidade de leito fluidizado circulante (CFB) em escala piloto. Foi concebida para a presente tese através de projeto orientado por Fluidodinâmica Computacional (disponível em **Apêndices**) e com o ideal de possibilitar uma gama de estudos sobre o escoamento gás-sólido ascendente. A unidade foi idealizada com modulações que permitem a substituição e alteração de seções, peças, equipamentos ou mesmo setores inteiros, de forma que seja possível ampla variação de condições operacionais, geométricas, inserção de dispositivos internos e a avaliação de diferentes fenômenos.

As investigações sobre o escoamento gás-sólido possíveis de serem executadas na UPRC, têm objetivo de gerar conhecimento referente a fenômenos que ocorrem em mai-

ores escalas, em regimes diluídos ou densos, tanto fundamentais — como os de interação entre as fases, modulação da turbulência, concentrações preferenciais — quanto operacionais — disposição da alimentação de sólidos, artefatos de saída de riser, defletores internos, eficiência dos separadores. Seu projeto executivo (dimensional, construtivo, elétrico e de controle) foi elaborado e implementado: a UPRC está instalada no Laboratório de Verificação e Validação do Departamento de Engenharia Química, da Universidade Regional de Blumenau, onde a experimentação física material desta tese foi executada.

Cinco setores constituem a UPRC, como se observa na Figura 5.1: no setor 1 (S1, andar térreo) ocorre medição, controle e alimentação de gás através de um medidor Venturi e de um soprador; no setor 2 (S2, 1° andar), base do riser, se localiza a reentrada das partículas no escoamento ascendente; o setor 3 (S3, 1° a 3° andar) é formado pelo corpo e topo do riser, onde medições podem ser realizadas; no setor 4 (S4, 3° andar) ocorre a separação das fases em dois estágios de ciclones de alta eficiência; e no setor 5 (S5, 2° andar), um reservatório e um sistema controlado de dosagem de partículas encerram o ciclo de leito fluidizado.

A multiproposição da UPRC se justifica na intenção de prosseguir com o desenvolvimento de “benchmarks” para validação de modelos multifásicos e preencher a lacuna de dados para escoamentos gás-sólido em concentrações médias a densas, em escala piloto, existente no Brasil. Futuramente, estudos em ciclones de 1°, 2° e 3° estágios poderão ser realizados, bem como em leitos fluidizados não-circulantes, em aparatos de entrada, saída e internos de riser.

A partir do projeto conceitual, estabeleceu-se que a unidade executará até  $25\text{m/s}$  de gás no riser, equivalente a  $705\text{m}^3/\text{h}$  e número de Reynolds para a maior escala possível de  $1E + 05$ , e um fluxo mássico de partículas até  $100\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$ . Para diferentes vazões de gás, diferentes taxas de sólidos serão realizadas, abrangendo carregamentos mássicos de  $\eta = 0,3\text{kg}_p/\text{kg}_g$  (escoamento diluído) a  $\eta = 75\text{kg}_p/\text{kg}_g$  (escoamento denso).

O projeto dimensional, por sua vez, foi desenvolvido para definir os materiais de construção, a forma de peças especiais, especificar os equipamentos mecânicos e elétricos. A seguir, descreve-se resumidamente as características de cada setor:

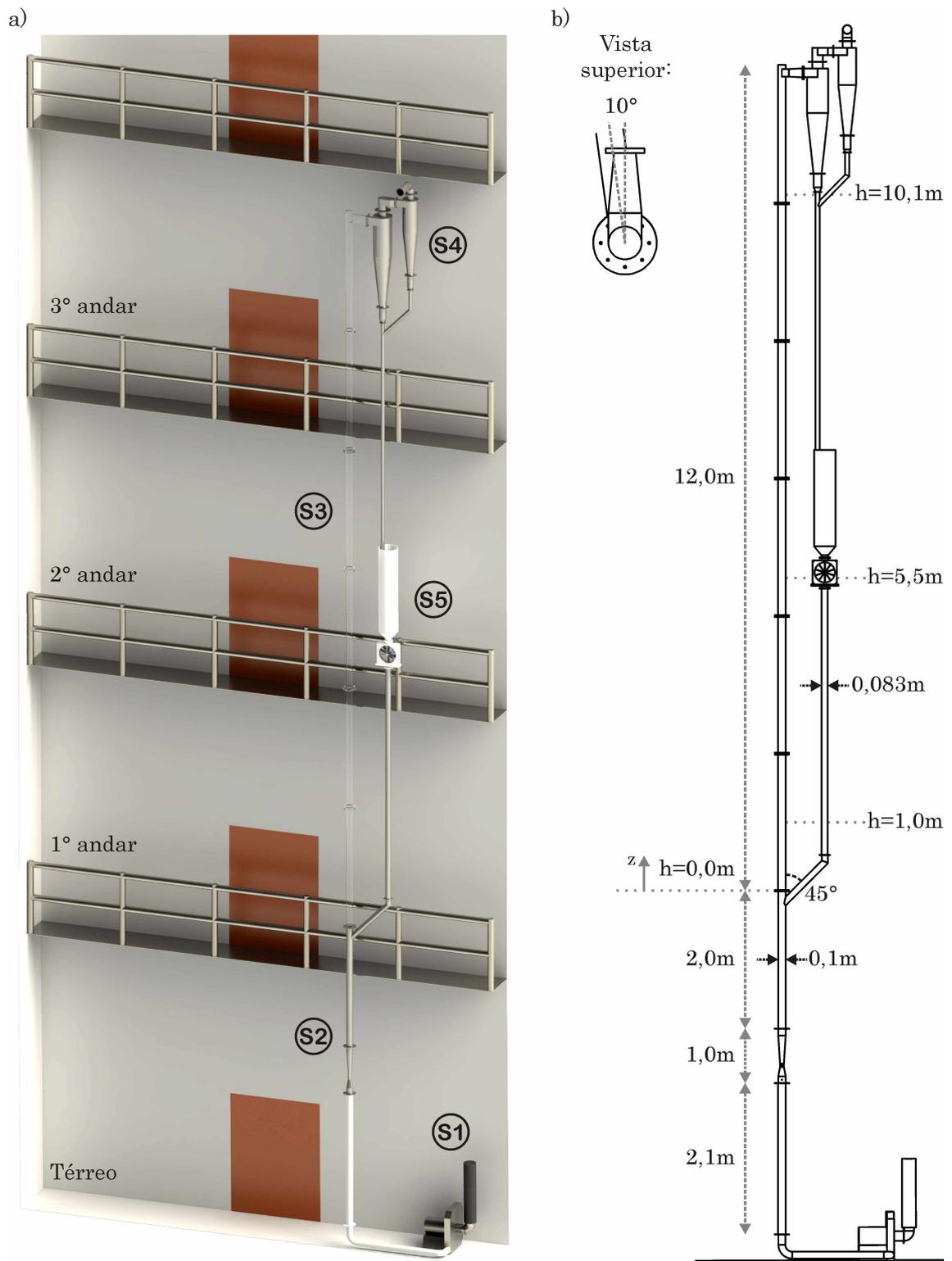


Figura 5.1: Representação virtual e principais dimensões da UPRC.

- Setor 1: o soprador foi selecionado para vencer a perda de carga promovida por todo o sistema, estimada em  $5500Pa$ , além de fornecer a vazão máxima projetada para o riser,  $705m^3/h$ ; o acionamento é dado por motor elétrico de  $7,35kW$ . O controle desta vazão é feito pelo sistema de aquisição de dados e controle do inversor de frequência que aciona o soprador. A leitura é realizada em medidor Venturi tipo Herschel, especialmente projetado para a UPRC através de Fluidodinâmica Computacional, e a variação de pressão medida por célula de carga para 0-500mmCA – Fig. 5.3 (esquerda e centro).
- Setor 2: a base do riser, em aço inoxidável, diâmetro interno  $d = 0,1m$ , comprimento  $l = 2m$ , recebe a alimentação de sólidos por duto lateral, diâmetro interno  $d = 3in$  Schedule 10, a  $45^\circ$  do eixo do riser.
- Setor 3: o corpo e topo do riser são feitos em acrílico, diâmetro interno  $d = 0,1m$ , comprimento  $l = 12m$ . A saída é em forma de T, lateral, projetada através de Fluidodinâmica Computacional para facilitar a forma construtiva, causar menor perda de carga possível ( $\Delta P = 220Pa$ ), melhor distribuição da fase sólida na entrada do ciclone de  $1^\circ$  estágio e evitar acúmulo de partículas.
- Setor 4: dois estágios de ciclones de alta eficiência são dispostos para efetuar a separação gás-sólido, conforme Fig. 5.2 (direita); estes dois equipamentos foram projetados seguindo uma metodologia de otimização para maior eficiência de coleta e menor perda de carga, através do código de CFD CycloHEXA em conjunto com processo de otimização (SGROTT et al., 2015). Suas geometrias foram determinadas para alcançar máxima eficiência de separação de uma distribuição com diâmetro de partícula até  $d_p = 12\mu m$ , à menor perda de carga possível. Esta última, foi estimada pela simulação em  $2100Pa$  para o conjunto.
- Setor 5: o reservatório e o sistema de alimentação de sólidos compõe esse setor. A alimentação é executada por um rotor de pás que pode ser substituído para executar vazões maiores ou menores, selado em uma caixa de polipropileno e acionado por



Figura 5.2: Fotografias da UPRC: base do riser, região de aceleração das partículas (esquerda); região central de desenvolvimento do escoamento (meio); saída do riser e seção de separação (direita).

um conjunto motoredutor de  $0,33kW$ , controlado por inversor de frequência – Fig. 5.3 (direita). Este sistema, assim como o Setor 1, é monitorado pelo sistema de aquisição e controle da UPRC, apresentado na seção 5.1.1.

#### 5.1.1 Sistema de aquisição e controle

Para adequada operação da UPRC, sua manutenção em estado estacionário das condições previamente estabelecidas, um sistema de aquisição de dados e controle da unidade foi projetado e implementado. O sistema é composto parte por hardwares (sensor diferencial de pressão, fonte conversora de tensão, inversores de frequência, placa de conversão analógico-digital e computador), parte por software (tratamento de sinal, visualização, aquisição/arquivamento e controle).

A medição da variável de controle, a velocidade superficial do gás no riser, é realizada



Figura 5.3: Fotografias da UPRC: seção de alimentação de gás (esquerda); medidor Venturi (centro); seção de alimentação de partículas (direita).

através da variação de pressão no medidor Venturi – descrito na seção 5.1 – utilizando-se um manômetro piezoelétrico diferencial Samrello GTPD-A, calibrado para uma faixa de pressão de 0-500 mmc.a. Este sensor é alimentado eletricamente por fonte 24V, que também estabelece o referencial de todo sistema. O sinal é então enviado para a placa de conversão, que o digitaliza e informa ao software. Após as manipulações de controle, sinais analógicos de tensão atuam sobre dois inversores de frequência, cada um deles destinado a acionar os motores do soprador e do alimentador de partículas, apresentados na Fig. 5.3. A recepção e envio de sinais é realizada por uma placa multifuncional National Instruments USB-6211, que tem capacidade para amostragem a 250kHz com 16bits, através de 16 entradas analógicas e 4 digitais, além de saída por 2 canais analógicos e 4 digitais.

O software para interpretação dos sinais e apresentação dos resultado é do tipo SCADA (*Supervisory Control and Data Acquisition*). Foi desenvolvido por meio da plataforma LabVIEW®<sup>®</sup>, também da National Instruments, um ambiente com sintaxe de programação gráfica que permite a criação e aplicação de interfaces amigáveis Homem-máquina. Nele, a variável de controle é convertida em grandeza operacional, sobre a qual o controle atua. Para tanto, um algoritmo de controle Proporcional-Integral-Derivativo (PID) foi implementado a fim de gerenciar a vazão de gás. A carga de sólidos também é acionada e o comportamento da unidade é monitorado, de forma que as condições operacionais sejam alcançadas e controladas em tempo real à distância. A Fig. 5.4 apresenta

a interface de controle da UPRC, onde se pode inserir a velocidade superficial objetivo, a carga de sólidos e os parâmetros de controle, acompanhar a evolução da velocidade superficial do gás e da variação de pressão no medidor Venturi; e a Fig. 5.5, o ambiente de linguagem gráfica programável em que o sistema está baseado. Por conseguinte, todo o conhecimento sobre a unidade, desde sua concepção até sua operação, é produto desta tese.

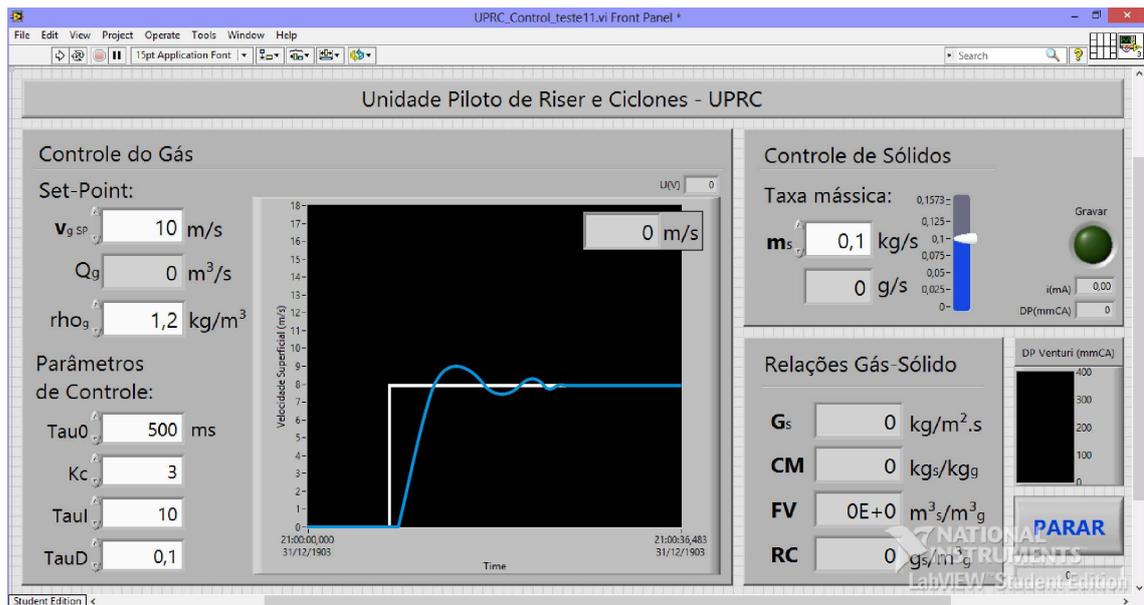


Figura 5.4: Interface de monitoramento e controle da UPRC.

## 5.2 Técnicas de medição de partículas

Conforme exposto no capítulo 2, quando se explanou os fundamentos da fenomenologia envolvida no escoamento gás-sólido em risers e relatou o estado-da-arte do tema, diversas técnicas de medição têm sido utilizadas para investigar o escoamento de ambas as fases. Analisar a dinâmica do movimento e comportamento global das partículas permite desvendar tanto microprocessos quanto macroprocessos que compõe o escoamento. Não obstante, a caracterização dimensional como a distribuição de tamanhos, forma e área superficial também é relevante para o entendimento do processo.

Naturalmente, cada técnica de medição é baseada em um princípio físico que a per-

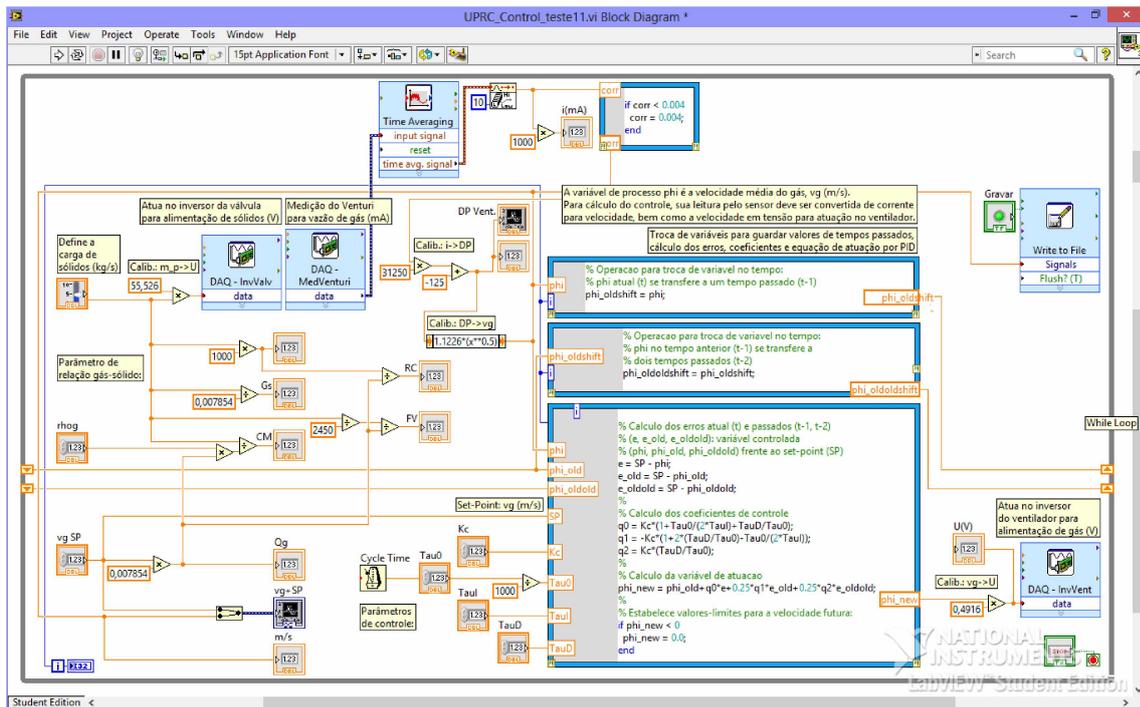


Figura 5.5: Programação gráfica para o monitoramento e controle da UPRC.

mite cumprir seu objetivo, o que pode ser realizado seguindo ainda diferentes configurações espaço-temporais. Aquelas que o fazem em tempo real, ou seja, fornecem valor da medida imediatamente, são aplicadas internamente ao processo para obter informações. Geralmente são usadas em escoamentos monofásicos ou bifásicos dispersos com baixa carga e encontram ampla utilidade em programas de pesquisa para caracterizar o escoamento sob análise.

Uma classificação baseada na resolução espacial destas técnicas pode ser adotada para facilitar sua compreensão, segundo Crowe et al. (2012). São métodos integrais aqueles que fornecem propriedades médias espacialmente e avaliadas no tempo, sobre uma seção inteira do escoamento (ordem de centímetros). Por outro lado, são métodos locais aqueles que permitem a determinação de propriedades com uma resolução espacial normalmente limitada a uma pequena dimensão (ordem de milímetros), dependente da técnica, o que de fato fornece alta resolução. Boa parte dos métodos modernos destas classes são baseados em princípios ópticos, com baixa (ordem  $\sim 10Hz$ ) ou alta resolução temporal (ordem  $\geq 1kHz$ ).

As informações adquiridas em um campo pelos métodos integrais são obtidas pela visualização das partículas através da iluminação do volume de medição e, ao gravar imagens subsequentes separadas por intervalos de tempo conhecidos, pode-se reconhecer suas trajetórias e reconstruir o campo da propriedade – são exemplos a Velocimentria por Imagem de Partícula (PIV, *Particle Image Velocimetry*) e a Holografia. Por sua vez, os métodos locais usualmente são baseados em medir as propriedades de partículas ao cruzarem o volume dentro de um intervalo de medição – é exemplo a Anemometria por Efeito Doppler. Este segundo tipo de medição também é chamada de contagem de partículas individuais, pois requer que apenas uma delas esteja no volume de medição em um dado momento.

Técnicas ópticas podem utilizar câmeras com maiores taxa de aquisição e resolução devido ao sensor para captação de imagens CCD (*Charge-Coupled Device*), auxiliadas por iluminação convencional ou iluminação por laser. Porém, há também a possibilidade da utilização apenas de laser em técnicas ópticas, considerando-se a alteração de seu padrão coerente devido à interferência causada pela passagem do corpo medido, como partículas. O desenvolvimento destas técnicas se deve à invenção dos lasers de onda contínua, produzidos pela aplicação de uma corrente elétrica sobre um gás.

Algumas vantagens das técnicas ópticas baseadas em laser podem ser elencadas em comparação a outras técnicas (DANTEC DYNAMICS A/S, 2011):

- a medição ocorre sem contato material, sem interferência significativa sobre o escoamento, pois apenas o feixe de laser invade o domínio, o que requer janelas transparentes;
- a resposta ao princípio de medição é intrinsecamente única, há absoluta linearidade entre a interferência causada pelo corpo e as ondas eletromagnéticas coerentes do laser, sem que sejam modificadas por condições ambientes como temperatura e pressão;
- a direção da propriedade medida é definida sem ambiguidade pelo padrão do laser;

- altas resoluções espacial e temporal são alcançadas, posto que um pequeno volume de medição pode ser gerado e um eficiente processamento eletrônico do sinal permite aquisição de milhares de amostras a cada segundo;
- se adequadamente adaptados, combinações de sistemas a laser permitem investigação multidirecional e multicomponente.

Embora nas técnicas ópticas não seja necessária a invasão material no domínio de análise, ou seja, o corpo do instrumento se posiciona no exterior das paredes que delimitam o escoamento, o laser emitido pode alterar o escoamento em alguma proporção. Tradicionalmente a literatura científica trata estas técnicas como *não-invasivas* ou *não-intrusivas*, em contraste àquelas nas quais se posiciona o instrumento de medição internamente ao domínio de escoamento, chamadas *intrusivas*. Considera-se prudente, no entanto, observar a dualidade onda-partícula e o efeito do tunelamento quântico que podem, respectivamente, excitar as moléculas que cruzam o feixe de laser e ter a intensidade do campo emitido reduzida. De fato, a magnitude destes possíveis impactos é difícil mensurar e se a estima negligenciável.

Recentemente, porém, investigações de um mesmo fenômeno, especificamente o escoamento gás-sólido em leito fluidizado não-circulante, realizadas com diferentes técnicas de medição têm revelado variações de resultado, como apresentam Dubrawski et al. (2013) e Tebianian et al. (2015). As causas destas variações não são totalmente compreendidas, embora os autores tenham citado possíveis razões ligadas aos princípios de cada técnica usada.

Dado o exposto, técnicas ópticas baseadas em laser e outras na emissão de campos eletromagnéticos – como de Tomografia por Capacitância Elétrica (ECT, *Electrical Capacitance Tomography*), de Rastreamento Radioativo de Partículas (RPT, *Radioactive Particle Tracking*), de Rastreamento de Partícula por Emissão de Pósitrons (PEPT, *Positron Emission Particle Tracking*) –, serão tratadas na presente tese como *minimamente intrusivas*.

O escoamento de partículas em risers também tem sido investigado com técnicas

intrusivas, especialmente quando o processo opera com alta carga de sólidos. Escoamentos densos, em que o fluxo de partículas pode ser de  $G_s = 50\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$  a mais de  $G_s = 1000\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$ , impedem o uso de técnicas ópticas pois muitas partículas são transportadas e normalmente ocupam toda seção transversal do domínio, criando assim barreiras que evitam os lasers e câmeras visualizarem pontos de medição mais internos. Nesses casos, técnicas de emissão de campo eletromagnético como a ECT e sondas intrusivas são duas das poucas alternativas atualmente. Enquanto as primeiras convivem com dificuldades de resolução e reconstrução dos campos, ainda que invasivas as sondas não carregam estes problemas. A forma mais importante é a sonda de fibra óptica, largamente utilizada em escoamentos densos para medição de velocidade e concentração (CASTILHO; CREMASCO, 2013; WANG et al., 2014). Uma alternativa mais barata economicamente para medições de concentração é a sonda isocinética, baseada em princípios mecânicos.

A experimentação física sobre escoamentos gás-sólido vem sendo realizada pelo grupo de pesquisa do Departamento de Engenharia Química da Universidade de Blumenau, onde parte do trabalho desta tese foi desenvolvida, como citado na seção 2.1. Nela, diferentes técnicas de medição tem sido empregadas para investigação do escoamento, como a aquisição e tratamento de sinal de pressão em alta frequência (UTZIG et al., 2015b), a Velocimetria por Imagem de Partícula (DECKER et al., 2014) e a Anemometria por Efeito Doppler (STREY et al., 2015). Esta última é de particular interesse, uma vez que tem se mostrado muito prolífica por sua robustez e versatilidade. É a técnica utilizada no presente trabalho e será melhor discutida na seção seguinte.

### 5.2.1 Anemometria por Efeito Doppler

A Anemometria por Efeito Doppler é uma técnica óptica de medição de propriedades da fase discreta em escoamentos gás-sólido, com alta resolução espacial e temporal. Há uma variação na nomenclatura da técnica, que efetivamente se aplica para diferenciar a capacidade de medir o tamanho das partículas simultaneamente à sua velocidade. A questão fundamental é o atraso ou diferença de fase das ondas geradas pelos lasers, princípio que permite a medição do diâmetro da partícula e dá o nome particular desta

variação da técnica, no idioma Inglês *Phase Doppler Anemometry* (PDA), isto é, a Anemometria por Efeito Doppler com atraso de fase. A outra variação não trata do atraso de fase das ondas, mas apenas do padrão de interferência, sendo capaz de medir exclusivamente a velocidade e esta é chamada, no idioma Inglês, *Laser Doppler Anemometry* (LDA). Esta nomenclatura é utilizada pelo fabricante do sistema, a Dantec Dynamics A/S. Para facilitar a discussão, frequentemente apenas a sigla da técnica será usada, posto que é bastante difundida na comunidade científica.

Segundo Crowe et al. (2012), a LDA e a PDA são as técnicas minimamente intrusivas mais avançadas e acuradas para obter a velocidade do fluido e das partículas em um escoamento bifásico. Além de um montante considerável de velocidades instantâneas captadas em minúsculos intervalos de tempo, permitindo a computação de médias temporais e suas flutuações, as técnicas podem fornecer a concentração da fase discreta. Isso pode ser obtido por ambas as variações devido à contagem e validação das medições, porém a concentração é calculada com maior acurácia pela PDA, que pondera a distribuição de diâmetros das partículas.

O princípio físico fundamental é o efeito Doppler, que relaciona a interação de ondas mecânicas ou eletromagnéticas – como o som e a luz, respectivamente – com um observador móvel ou com a modulação das ondas recebidas por um observador estacionário a partir de um emissor móvel. Portanto, na LDA e PDA o efeito é captado pelo deslocamento da luz refletida ou refratada<sup>1</sup> por uma partícula em movimento.

A luz que incide sobre a partícula tem sua velocidade e frequência bem definidas, mas devido ao movimento da partícula, um receptor fixo da luz refletida percebe um emissor em movimento que introduz o efeito Doppler na frequência da luz que alcança o receptor. Ao se utilizar duas fontes de luz alinhadas e separadas por um dado ângulo, as reflexões de cada uma terão frequências ligeiramente diferentes. Sempre que duas propagações de ondas com frequências deslocadas são sobrepostas, haverá interferência de construção/destruição e a diferença entre elas é conhecida como frequência de batimento

---

<sup>1</sup>Para fins de clareza na exposição, apenas uma destas duas formas de espalhamento da luz será citada, porém ambas são válidas.

ou frequência Doppler,  $f_D$ . A medição de  $f_D$  pode ser feita através de flutuações na intensidade da luz refletida pela partícula. Sendo diretamente proporcional à velocidade do emissor, sua determinação fornece também esta velocidade. A partir da Teoria Doppler, para uma direção  $x$ , pode-se escrever:

$$u_x = \frac{\lambda}{2 \sin(\theta/2)} f_D, \quad (5.1)$$

onde  $\lambda$  é a frequência da fonte e  $\theta$  o ângulo entre as fontes de luz, ambos parâmetros conhecidos.

Para identificar e contabilizar a luz refletida, um detector de fótons deve ser usado como receptor. Sistemas LDA contêm um único fotodetector, enquanto sistemas PDA contêm dois deles. Dado que a separação dos fotodetectores promove diferentes distâncias ópticas para as reflexões provenientes de cada fonte de luz, quando uma partícula cruza o volume de medição e reflete a luz, ambos fotodetectores a recebem com igual frequência e mesmo padrão de interferência, porém com fase deslocada dependendo da posição angular dos receptores. A aplicação deste fenômeno foi primeiramente sugerida por Durst e Zaré (1975).

A frente de onda que atinge dois fotodetectores 1 e 2, estará separada por um intervalo de tempo  $\Delta t$ , o que permite calcular a diferença de fase entre eles conforme a Eq. 5.2:

$$\Phi = 2\pi f \Delta t. \quad (5.2)$$

No entanto, esta diferença de fase depende do tamanho da partícula, como apresenta a Fig. 5.6, onde se observa duas partículas de diferentes diâmetros. A maior delas,  $d_{p2}$ , provoca um atraso de fase maior que a menor,  $d_{p1}$ , evidenciando a relação entre as propriedades.

Esta variação de fase também pode ser expressa matematicamente com dependência direta de parâmetros dimensionais, em um detector  $d1$ , como

$$\Phi_{d1} = \psi \xi_{d1}, \quad (5.3)$$

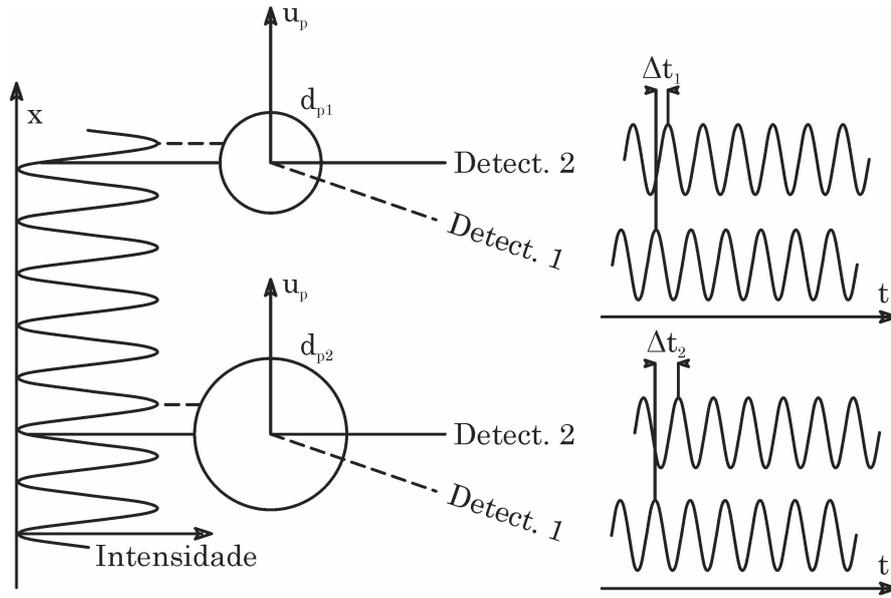


Figura 5.6: Aumento da diferença entre as fases das ondas com o aumento do diâmetro de partícula. Adaptado de Dantec Dynamics A/S (2011).

onde

$$\psi = \frac{\pi}{\lambda} d_p \quad (5.4)$$

e  $\xi$  é um fator geométrico. Assim, uma variação linear  $\Phi_{d1,d2}$  com o diâmetro das partículas, que ocorre entre dois detectores  $d1$  e  $d2$  será

$$\Phi_{d1,d2} = \frac{\pi}{\lambda} d_p (\xi_{d2} - \xi_{d1}). \quad (5.5)$$

O fator geométrico  $\xi$  depende, porém, do modo de espalhamento da luz pela partícula e de três ângulos que compõe a disposição espacial: entre (i) os dois feixes de luz laser<sup>2</sup>, (ii) o conjunto emissor de luz laser e o conjunto receptor e (iii) o ponto de medição e o centroide de cada fotodetector. Já o modo de espalhamento da luz requer fundamentação na solução de Lorenz-Mie<sup>3</sup> e uma simplificação do que ocorre com uma

<sup>2</sup>Dois feixes de luz laser são direcionados por uma lente para interceptarem-se em dado ponto focal, o que gera o volume de medição.

<sup>3</sup>Se refere à solução analítica do modelo da Teoria de Campo de Maxwell aplicado à dispersão de um campo eletromagnético por um corpo esférico. Comumente encontra-se citações como “Teoria de Lorenz-Mie”, porém este conhecimento não é proveniente de uma formulação teórica, efetivamente.

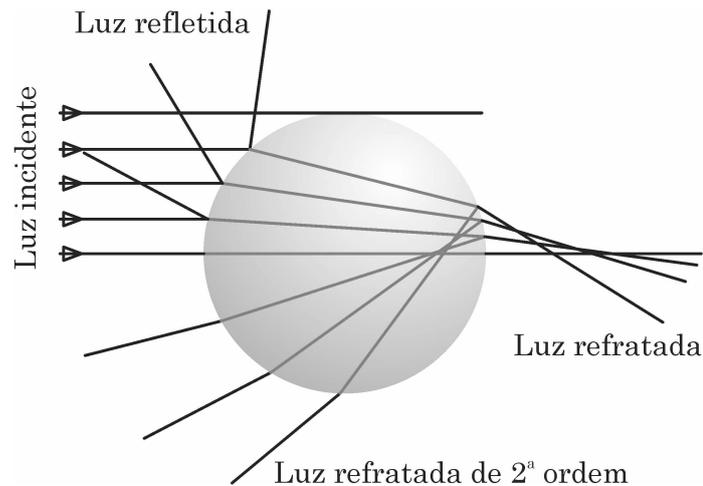


Figura 5.7: Formas de espalhamento da luz incidente sobre uma partícula esférica transparente.

partícula esférica e transparente é mostrada na Fig. 5.7.

Representado a direção dos raios de luz por linhas, a luz incidente pode sofrer três formas de espalhamento: reflexão a partir da superfície externa da partícula; refração através da partícula (ou refração de 1ª ordem); e refração com uma reflexão interna (ou refração de 2ª ordem) – pode ocorrer ainda refração de 3ª ordem, com muito menor intensidade. Note-se que é possível definir intervalos de ângulos nos quais cada modo de espalhamento predomina, o que é importante conhecer para definir a configuração do emissor de laser e do receptor.

Para cada modo,  $\xi$  é calculado por expressões particulares levando em conta os ângulos citados e, se necessário, o índice relativo  $n_{rel}$  de refração entre o do meio fluido e da partícula. Portanto, a combinação de uma bolha de gás ascendendo em líquido ou gotículas de líquido geradas por spray em um gás resulta em diferentes intervalos de ângulos ótimos de cada modo, além de  $n_{rel}$  variar porque o índice de refração não é o mesmo para cada par fluido-bolha/partícula/gotícula.

Com o exposto, é possível descrever um sistema PDA como uma técnica de medição minimamente intrusiva, baseada em princípios ópticos, capaz de aferir velocidade, diâmetro, concentração e fluxo de corpos com dimensão na escala de microns a poucos milímetros, que refletem ou refratam um feixe de luz incidida sobre eles. Isso exige conhecimento de

como a luz será dispersada pelo corpo, para adequadamente posicionar o conjunto receptor e captar a dispersão com maior eficiência, além de se conhecer o índice de refração dos materiais, caso este modo de espalhamento seja escolhido. Embora aceitem determinado desvio de esfericidade, os sistemas PDA atuais requerem que as partículas medidas sejam regulares. Modificações para aferição de corpos não-esféricos foram propostas (NAQWI, 1996), porém tem sido pouco difundidas.

Para esclarecer este cenário, a Fig. 5.8 apresenta um esquema simplificado com os principais componentes tópicos de um sistema PDA. Dois grandes conjuntos podem ser identificados: o gerador/emissor de laser e o receptor/detector do sinal de interferência. No primeiro, luz laser é normalmente gerada pela aplicação de uma corrente elétrica sobre um gás – íons de Argônio no caso do sistema utilizado nesta tese –, é dividida em dois feixes modulados pelas células de Bragg convergidos para o ponto de medição por uma lente, cada um com  $532nm$  e  $561nm$ . No segundo, um conjunto de lentes direciona a reflexão para os fotodetectores, que enviam o sinal para uma unidade processadora e, em seguida, para o software controlador do sistema, operado em um microcomputador – estes últimos, não demonstrados na Fig. 5.8.

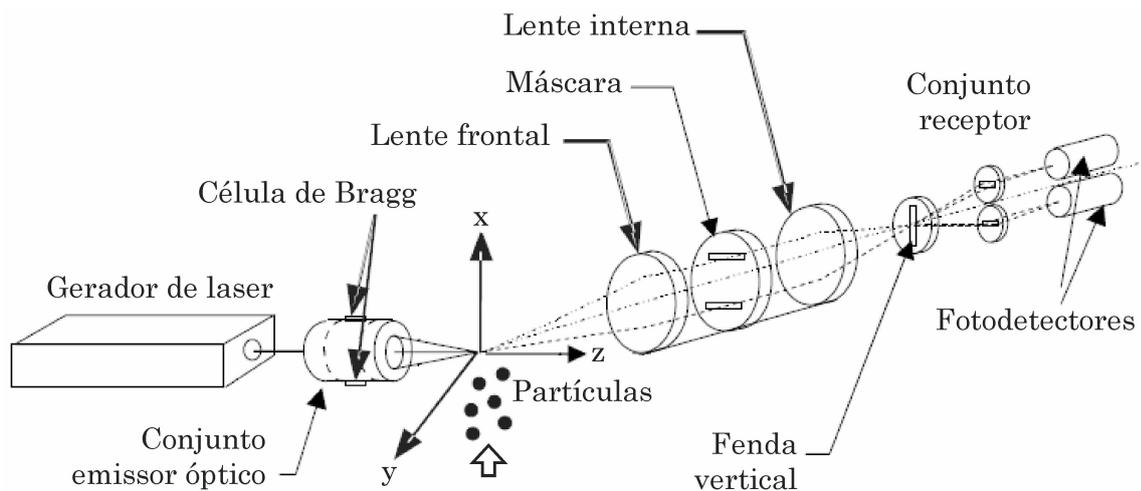


Figura 5.8: Configuração e principais componentes de um PDA. Adaptado de Crowe et al. (2012).

### 5.2.2 Análise granulométrica

Devido às suas condições físicas, os materiais sólidos particulados costumemente são caracterizados por um diâmetro médio de partícula, entre outras propriedades. Entretanto, o que ocorre de fato é que existe um intervalo de valores de diâmetro, de forma que constitua uma distribuição em torno de uma média. Este conjunto de valores é chamado distribuição granulométrica e representa mais corretamente a população de partículas. É necessária, portanto, uma técnica de medição desta propriedade.

A técnica de difração a laser é uma das mais utilizadas para tanto. Similarmente à discussão da seção anterior, esta técnica é baseada na difração que a luz sofre quando uma partícula cruza um feixe laser, com ângulo de difração diretamente relacionado ao diâmetro da partícula, dado pela solução de Lorenz-Mie para as equações de Maxwell. O sistema analisador Mastersizer 2000E - Hydro 2000MU, da Malvern Instruments Ltd., faz uso desta técnica pela promoção do fluxo de uma suspensão das partículas em um meio líquido através de um feixe laser. No sistema em questão, a luz laser é gerada pela aplicação de corrente elétrica sobre um gás composto por Hélio e Neônio, com comprimento de onda  $633nm$  e potência  $4mW$ .

O sistema é composto por três partes principais (Fig. 5.9): (1) o banco óptico, utilizado para coletar os dados para calcular o tamanho das partículas; (2) a unidade de dispersão, prepara a amostra para leitura no banco óptico; (3) o sistema operacional, na forma de um software dedicado, de onde se opera o sistema, são apresentados e analisados os resultados das medições. Além disso, é capaz de analisar materiais minerais, químicos, alimentares, emulsões e gotas, com faixa de medição entre  $0,1$  e  $1000\mu m$ .

A constatação de haver uma distribuição de valores estimula análises estatísticas e a partir disso, a criação de parâmetros representativos da população. Pode-se citar os principais: diâmetro médio volumétrico ou de Broukere,  $d_{p,43}$ , corresponde ao diâmetro da esfera que possui o mesmo volume médio das partículas; diâmetro médio superficial ou diâmetro de Sauter,  $d_{p,43}$ , corresponde ao diâmetro da esfera que possui a mesma área superficial média das partículas constituintes do sistema, usualmente utilizado em

estudos relacionados aos fenômenos interfaciais; e diâmetro da mediana ou diâmetro de corte,  $d_{p,05}$ , divide a distribuição obtida exatamente na metade, ou seja, 50% do volume total das partículas encontram-se abaixo deste valor e 50% encontram-se acima.

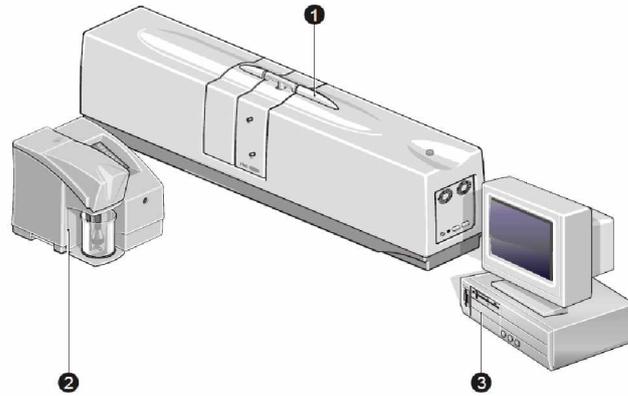


Figura 5.9: Representação do sistema analisador de distribuição granulométrica Malvern Mastersizer 2000E (MALVERN INSTRUMENTS LTD., 2007).

Um sistema analisador de granulometria fornece versatilidade e precisão aos estudos de escoamentos multifásicos gás-sólido, na medida em que permite o conhecimento detalhado dos materiais particulados. Avaliações sobre a influência causada por fases sólidas com diferentes características sobre uma fase gasosa são possíveis, bem como estudos de separação da população, a fim de se alcançar o refinamento da distribuição de diâmetros.

## Fechamento do capítulo

No presente capítulo, a motivação e a implantação da Unidade Piloto de Riser e Ciclones, UPRC, foram apresentadas. A viabilização elétrica e de controle da UPRC também faz parte desta estrutura, assim como as técnicas de medição de propriedades das partículas utilizadas na presente investigação científica. Desta forma, uma unidade para simulação física de leito fluidizado circulante em escala piloto foi desenvolvida.

# CAPÍTULO VI

## Estudo de casos

Para viabilizar um estudo consistente da dinâmica da fase sólida em riser de CFB, estudos de caso bem definidos são necessários. Sendo assim, o presente capítulo descreve os experimentos sugeridos para a investigação proposta da presente tese. Inicialmente, na seção 6.1, o escoamento gás-sólido é caracterizado, e os regimes identificados segundo diagramas adequados. Em seguida, procedimentos práticos das experimentações numérica e física são relatados na seção 6.2, além da descrição de propriedades das partículas. Por fim, as configurações dos casos são apresentadas.

### **6.1 Configuração fluidodinâmica e regimes de escoamento**

O estudo de casos será definido pela escolha de duas concentrações de partículas associadas a duas velocidades superficiais do gás. Para tanto, há fatores limitantes: as taxas de alimentação de partículas e de gás devem ser tais que a UPRC possa operar; o carregamento de sólidos deve ser relativamente baixo, tal que a abordagem Euler-Lagrange clássica possa representar sem adaptações de ocupação volumétrica; a quantidade de partículas presente no escoamento deve ser suficiente para a leitura com PDA, porém não em excesso que impeça a leitura por eclipse dos lasers e do sinal resposta. Estas

precondições exigem, portanto, uma baixa concentração de sólidos em relação ao gás.

Dada a altura do riser da UPRC (12m) e os limites citados, para avaliar a extensão da influência da alimentação de partículas e a formação de estrutura *core-annulus* em escoamento gás-sólido turbulento ascendente, duas velocidades superficiais do gás  $U_A$  e  $U_B$  foram definidas conforme a Tab. 6.1, que também apresenta outras propriedades do escoamento monofásico, além da massa específica e viscosidade dinâmica para ar atmosférico entre 20 e 25° C. Ressalta-se que estas propriedades são aproximações para o escoamento de gás sem a presença de partículas, sugeridas por Pope (2000), pois não há consenso sobre elas aplicadas em escoamentos multifásicos. Os valores de energia cinética turbulenta  $k$  foram tomados no centro do riser, em  $h = 11m$ , fornecidos pela solução numérica dos modelos apresentados nas seções 3.1.2 e 3.2.1.

Tabela 6.1: Propriedades características do escoamento de gás.

Propriedade	$U_A$	$U_B$
$\rho$ [kg/m <sup>3</sup> ]	1,2(±0,02)	
$\mu$ [Pa.s]	1,8.10 <sup>-5</sup> (±1,0.10 <sup>-6</sup> )	
$U$ [m/s]	7,0	10,0
$Re$ [-]	46.666(±1.800)	66.666(±2.500)
$l$ [m]	1,00.10 <sup>-1</sup>	1,00.10 <sup>-1</sup>
$l_m = 0,07l$ [m]	7,00.10 <sup>-3</sup>	7,00.10 <sup>-3</sup>
$\tau_e = l/U$ [s]	1,43.10 <sup>-2</sup>	1,00.10 <sup>-2</sup>
$\tau_L = 2k/9\varepsilon$ [s]	2,44.10 <sup>-2</sup>	4,23.10 <sup>-2</sup>
$l_e = \tau_L \sqrt{2k/3}$ [m]	7,73.10 <sup>-3</sup>	7,73.10 <sup>-3</sup>
$\tau_K = \sqrt{\nu/\varepsilon}$ [s]	3,37.10 <sup>-3</sup>	7,67.10 <sup>-3</sup>
$\lambda_K = \sqrt[4]{\nu^3/\varepsilon}$ [m]	2,28.10 <sup>-4</sup>	3,44.10 <sup>-4</sup>
$u_K = \sqrt[4]{\nu\varepsilon}$ [m/s]	4,80.10 <sup>-1</sup>	6,27.10 <sup>-1</sup>
$k_{\eta=0,r=0}$ [m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	1,50.10 <sup>-1</sup>	5,00.10 <sup>-2</sup>
$\varepsilon^* = C_\mu^{0,75} k^{1,5}/l_m$ [m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]	1,36.10 <sup>+0</sup>	2,62.10 <sup>-1</sup>

Na tabela acima,

$l_m$  é o comprimento de mistura, sugerido por Schlichting (1979);  
 $\tau_e$  é a escala de tempo global;  
 $\tau_L$  é a escala de tempo integral;  
 $l_e$  é a escala de comprimento integral;  
 $\tau_K$  é a escala de tempo de Kolmogorov;  
 $\lambda_K$  é a escala de comprimento de Kolmogorov;  
 $u_K$  é a escala de velocidade de Kolmogorov;  
 $\varepsilon^*$  é a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta aproximada;  
 $C_\mu = 0,09$  é uma constante;  
 $\nu = \rho/\mu$  é a viscosidade cinemática do gás.

Conhecendo-se, portanto, as taxas mássicas e volumétricas segundo as velocidades superficiais definidas acima, as relações de quantidade gás-sólido resultam conforme apresenta a Tab. 6.2. É importante ter em mente que estes valores são globais, ou seja, relacionam as taxas totais das fases e servem de referência. No entanto, é rara a ocorrência de distribuição homogênea da fase dispersa e frequente a ocorrência de regiões com maior concentração de partículas, especialmente em escoamentos turbulentos e devido a condições geométricas, como discutido no capítulo 2. Portanto, é esperado que existam regiões no escoamento em que  $\eta$ , por exemplo, seja muito superior ou inferior ao valor médio global apresentado aqui.

Tabela 6.2: Relações entre as taxas globais das fases.

Propriedade	Valor		
$\eta$ [ $kg_p/kg_g$ ]	0,50	0,75	1,00
$RC$ [ $g_p/m_g^3$ ]	592,0	888,0	1184,0
$\Phi_p$ [ $m_p^3/m^3$ ]	$2,42 \cdot 10^{-4}$	$3,62 \cdot 10^{-4}$	$4,83 \cdot 10^{-4}$

Outros parâmetros relevantes para avaliar o comportamento do escoamento estão relatados na Tab. 6.3. Como dependem de condições fluidodinâmicas e físicas das partículas, os cálculos das propriedades estão baseados no que apresenta a Tab. 6.1 e nas informações que serão relatadas na seção 6.1.1. Uma vez que as partículas apresentam uma distribuição de diâmetros, na tabela a seguir apresenta-se o valor da propriedade calculado

para o diâmetro médio e logo após, entre parênteses, para o menor diâmetro significativo da distribuição ( $d_p = 20\mu m$ ) e para o maior, ( $d_p = 200\mu m$ ).

Tabela 6.3: Propriedades características das partículas no escoamento, dadas as condições da Tab. 6.1.

Propriedade	$\phi_{U=7m/s}$	$\phi_{U=10m/s}$
$Ar$ [-]	33, 21(0, 71)(711, 78)	
$\tau_p$ [s]	3, 92.10 <sup>-2</sup> (3, 02.10 <sup>-3</sup> )(3, 02.10 <sup>-1</sup> )	
$d_p/l_e$ [-]	9, 31.10 <sup>-3</sup> (2, 59.10 <sup>-3</sup> )(2, 59.10 <sup>-2</sup> )	
$St$ [-]	2, 74(0, 21)(21, 17)	3, 92(0, 30)(30, 25)
$St_L = \tau_p/\tau_l$ [-]	1, 60(0, 12)(12, 37)	0, 93(0, 07)(7, 14)
$Re_p$ [-]	3, 36(0, 93)(9, 33)	4, 80(1, 33)(13, 33)

Na Tab. 6.3,

$d_p/l_e$  é uma relação entre a dimensão da partícula e a escala de comprimento integral do escoamento;

$St_L$  é o número de Stokes baseado na escala de tempo integral.

O intervalo do número de Arquimedes para a distribuição de diâmetros e para a densidade das partículas, junto às velocidades superficiais do gás determinadas acima, permitem identificar nos diagramas apresentados na seção 2.1 o regime de leite fluidizado que deve ocorrer no riser da UPRC. Avaliando inicialmente o Diagrama de Grace, com baixos valores de  $Ar^{1/3}$  e altos de  $U$  – considerando-se também as massas específicas das fases, viscosidade dinâmica do gás e a força gravitacional –, obtém-se um comportamento previsto como transporte diluído, principalmente no que o autor chama “Reatores de Transporte”, com grande proximidade ao grupo dos “Leitos circulantes”. Na Fig. 6.1 estas duas combinações estão apontadas no Diagrama de Grace, com centro dado pelo diâmetro médio das partículas. Naturalmente, estes modos de transporte ascendente se dispõem acima da curva de velocidade terminal das partículas.

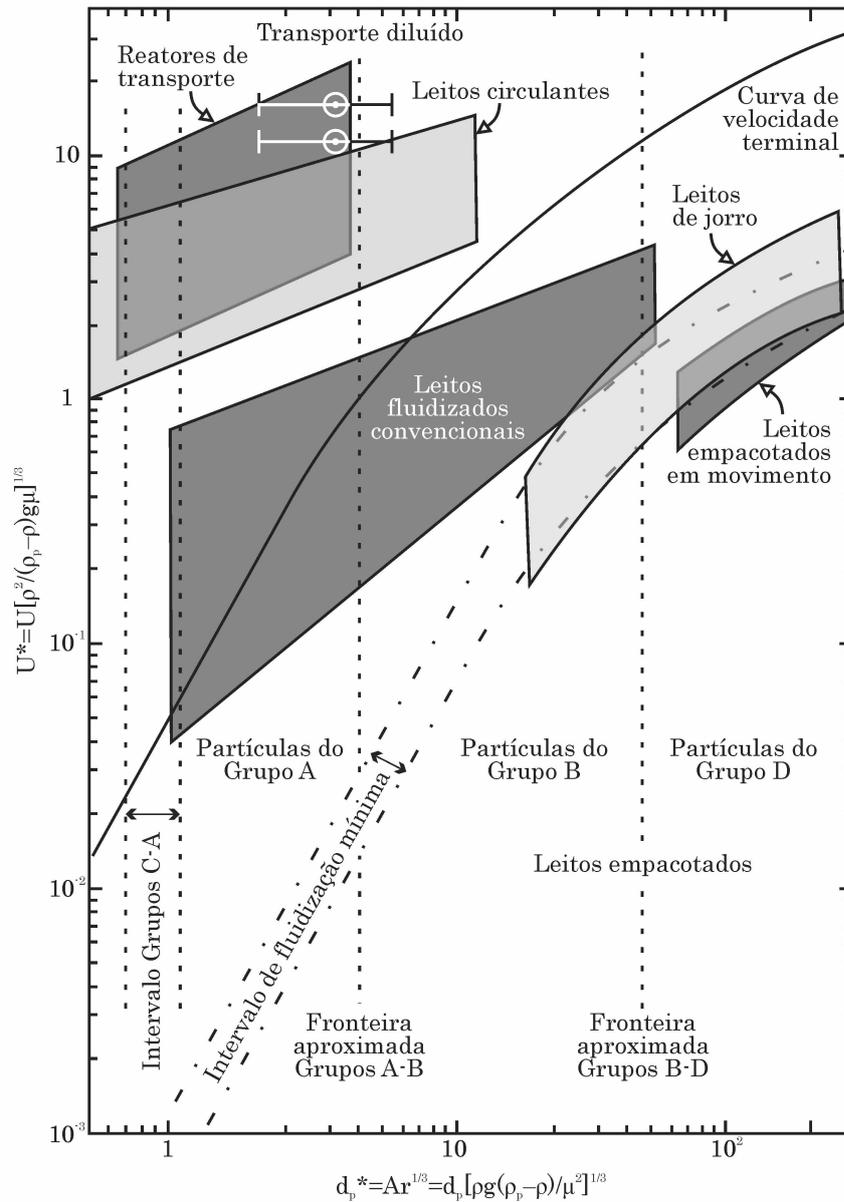


Figura 6.1: Condições operacionais aplicadas sobre o Diagrama de Grace. Adaptado de Crowe (2006).

Na análise do Diagrama de Grace nota-se que, para as condições operacionais determinadas, define-se que o escoamento terá energia suficiente para arrastar as partículas até serem ejetadas do riser, como classifica Levenspiel (1999), e assim não ocorrerá um leito fluidizado convencional, de jorro ou empacotado, portanto sem ejeção. Porém, uma classificação secundária pode ser aplicada: o diagrama proposto por Zhang et al. (2015) sugere cinco comportamentos distintos para o escoamento gás-sólido ascendente, seja com ou sem circulação, conforme discutido na seção 2.1. Conhecidas as taxas mássicas de

sólidos a partir das relações apresentadas na Tab. 6.2, pode-se definir o fluxo mássico  $G_S$  e uma velocidade de transporte  $U_{TR}$  baseada em uma expressão empírica, para apontar as condições operacionais nesta classificação e verificar que o regime previsto para todas elas é o de “Escoamento ascendente diluído” (B).

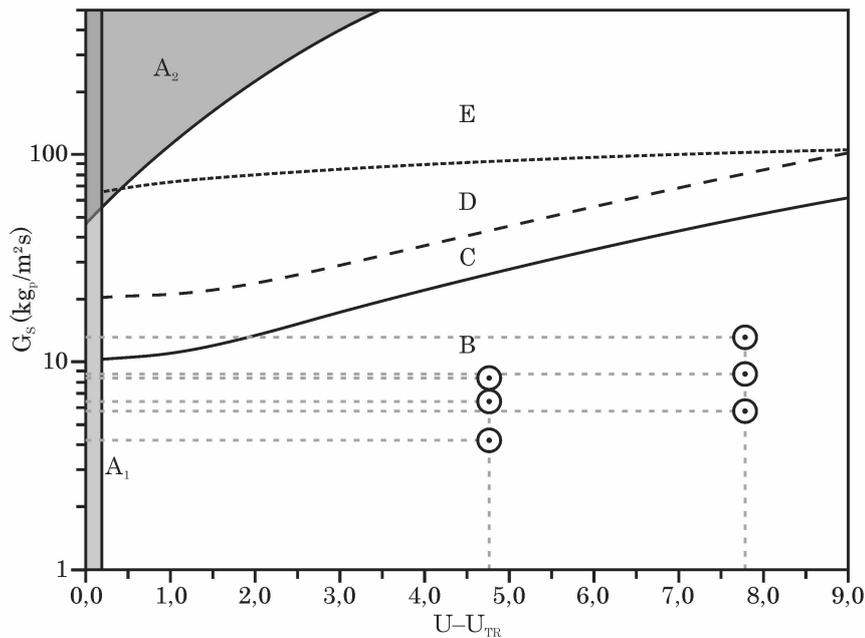


Figura 6.2: Condições operacionais localizadas no diagrama proposto por Zhang et al. (2015).

### 6.1.1 Caracterização das partículas

As partículas escolhidas para desenvolver o estudo proposto na presente tese devem atender às limitações discutidas na seção anterior. A decisiva aqui é devida à técnica de medição física, o PDA: as partículas devem ter forma geométrica predominantemente esférica e refletam/refratam luz. Portanto, *esferas de vidro* ( $\rho_p = 2450 \text{ kg/m}^3$ ) foram escolhidas, pois atendem a este requisito.

Para determinar os diâmetros que caracterizam a população de esferas de vidro, aplicou-se análise granulométrica por difração a laser com o Malvern Mastersizer 2000E, apresentado na seção 5.2.2. A distribuição de diâmetros obtida segundo a frequência de ocorrência (linha contínua) e segundo a fração acumulada (linha tracejada) do diâmetro

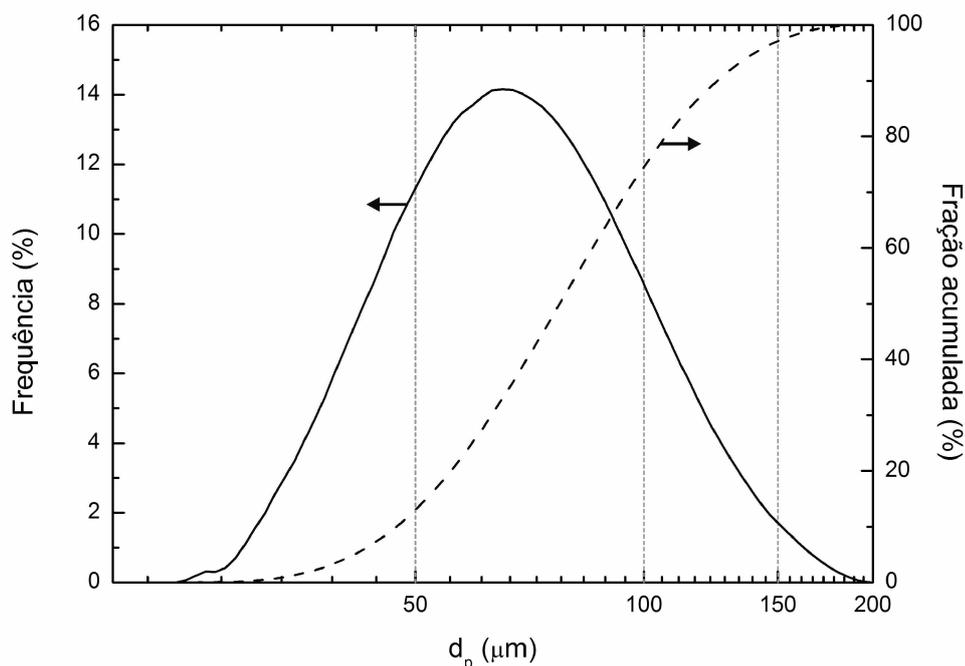


Figura 6.3: Distribuição granulométrica das esferas de vidro: frequência de ocorrência do diâmetro (—) e fração acumulada do diâmetro (- - -).

é visualizada na Fig. 6.3.

A análise granulométrica também informa diâmetros característicos importantes da distribuição:

$d_{p,01} = 47,206\mu m$  é o diâmetro abaixo do qual estão 10% da fração acumulada;

$d_{p,05} = 77,440\mu m$  é o diâmetro abaixo do qual estão 50% da fração acumulada;

$d_{p,09} = 124,698\mu m$  é o diâmetro abaixo do qual estão 90% da fração acumulada;

$d_{p,32} = 71,891\mu m$  é o diâmetro ponderado pela área das partículas, ou diâmetro médio de Sauter;

$d_{p,43} = 82,306\mu m$  é o diâmetro ponderado pelo volume das partículas, ou diâmetro médio de Broukere;

Como os fenômenos investigados no presente estudo são essencialmente devido a forças aplicadas pelo fluido sobre a superfície das partículas, o diâmetro característico que melhor representa a distribuição nesses casos é o diâmetro médio de Sauter,  $d_{p,32}$ , o qual será utilizado como principal, uma vez que relaciona diâmetro da partícula cuja relação volume/superfície é a mesma para todas as partículas.

Aplicada ao Diagrama de Geldart, também apresentado na seção 2.1, que classifica as partículas submetidas à fluidização em grupos diferenciados pelo comportamento do leito apenas devido às propriedades físicas da fase sólida, outras previsões sobre o comportamento do escoamento podem ser feitas. As partículas utilizadas no presente trabalho, portanto, quando avaliadas nesse contexto, podem ser classificadas tanto como do Grupo A, quanto do grupo B de Geldart. Partículas com o diâmetro médio de Sauter e menores se localizam na faixa do grupo A até a transição com o grupo C, enquanto que as maiores partículas estão majoritariamente classificadas como do grupo B. Importante perceber, desta forma, que as partículas devem ter diferentes comportamentos no escoamento a ser investigado.

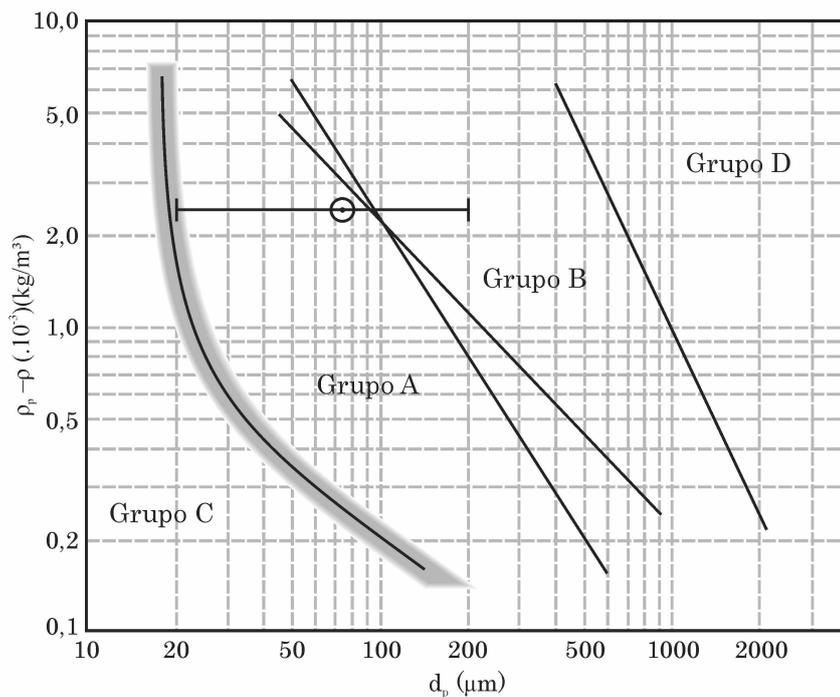


Figura 6.4: Classificação das esferas de vidro segundo o Diagrama de Geldart. Adaptado de Geldart (1973).

Estudos recentes têm mostrado, além disso, o impacto da forma geométrica das partículas sobre o escoamento gás-sólido. Partículas esféricas, elipsoides ou completamente irregulares devem ser modeladas adequadamente conforme sua superfície. Por outro lado, essa tarefa não é trivial, tampouco barata computacionalmente, devido à ne-

cessidade de transportar a superfície de cada partícula, considerando seu movimento linear e angular. Aplicações deste gênero, portanto, estão ainda limitadas a análises em geometrias simplificadas e baixa quantidade de partículas em comparação a um escoamento em riser de CFB.

Para avaliar a forma das partículas utilizadas na presente tese, portanto, utilizou-se de Microscopia Eletrônica de Varredura (MEV), técnica que permite conhecer a morfologia e identificar elementos químicos de amostras sólidas em escala microscópica ou nanoscópica. Uma imagem com ampliação 300x é apresentada na Fig. 6.5, onde também se tem uma referência do diâmetro de uma das partículas. Apesar da necessária utilização de partículas esféricas para leitura da PDA (seção 5.2.1) e pela modelagem matemática adotada (seção 3.1.3), nota-se que há presença de partículas não-esféricas na distribuição.

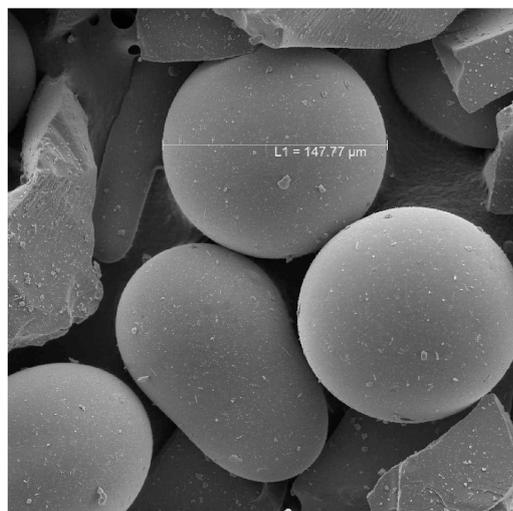


Figura 6.5: Microscopia Eletrônica de Varredura das esferas de vidro utilizadas: aproximação de 300x.

## 6.2 Procedimentos experimentais

Para garantir confiabilidade aos experimentos físicos e numéricos a serem desenvolvidos na investigação do escoamento gás-sólido em riser de CFB sugerida, é importante seguir procedimentos práticos de execução. Nas simulações computacionais, certificam qualidade de boas-práticas; nos experimentos físicos, reprodutibilidade e independência

de variações ambientes. Desta forma, relaciona-se abaixo os procedimentos práticos adotados para cada experimentação.

### 6.2.1 *Set-up numérico*

A simulação computacional dos casos investigados na presente tese, a partir da solução dos modelos apresentados no capítulo 3 auxiliada pelos métodos relatados no capítulo 4, requer a definição de uma série de parâmetros numéricos. Inicialmente, é preciso escolher o domínio de escoamento avaliado e, dado que os fenômenos de interesse ocorrem no riser da UPRC, o escoamento em outros equipamentos – como ciclones, reservatório, dutos de retorno e de exaustão – pode ser negligenciado.

Alguns cuidados referentes à condição do escoamento anterior e posterior aos limites geométricos utilizados, porém, devem ser tomados: a experiência dos grupos de pesquisa nos quais o presente trabalho está inserido tem mostrado que simplificações geométricas podem modificar consideravelmente a solução, fornecendo resultados incompatíveis com observações de experimentos materiais. No caso deste trabalho, manteve-se o medidor Venturi abaixo da alimentação de sólidos, um trecho do duto de alimentação de sólidos e a saída lateral em T, como apresenta em detalhes a Fig. 6.6 a) e c). Naturalmente, na figura não está representada a geometria do riser por inteiro, porém contém as dimensões citadas na seção 5.1.

Simulações teste foram executadas para avaliar o efeito das simplificações: (i) na alimentação de gás, as duas curvas anteriores ao medidor Venturi causam efeito de escoamento secundário, porém é destruído ao passar pela garganta do medidor; (ii) a tubulação de alimentação de partículas desde a válvula rotativa foi reduzida, pois como as partículas caem com velocidade próxima à terminal, um número excessivo de partículas computacionais se mantêm nesta região da unidade, o que se torna inviável resolver computacionalmente; (iii) a saída em T deve sofrer influência do ciclone de 1° estágio, que foi desconsiderado devido à dificuldade de solução; (iv) a saída em T foi mantida, pois sua ausência impediria a ocorrência de assimetria no escoamento, como é esperado. Portanto, a Fig. 6.6 apresenta: a) detalhes da seção de alimentação de gás (g) e partículas

(p); b1) da malha numérica no topo do riser, b2) na seção transversal do corpo do riser, b3) e da alimentação de partículas; c) detalhe do topo do riser e saída do escoamento gás-partículas.

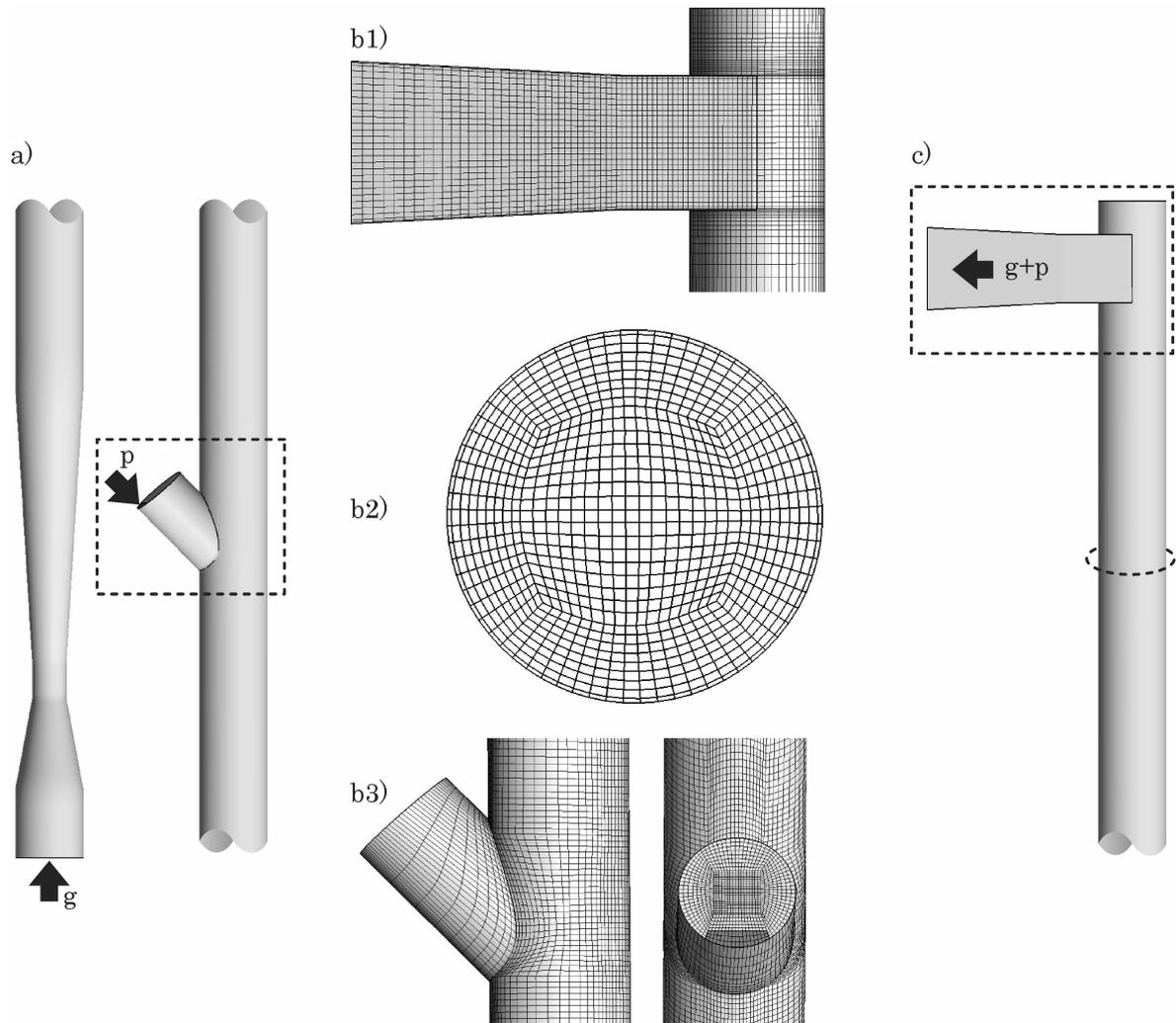


Figura 6.6: Detalhes da geometria e da malha numérica utilizadas para simulação computacional do riser da UPRC.

Definida a geometria, gera-se a malha numérica para solução das equações discretizadas. A fim de avaliar a mínima dependência da solução com a discretização espacial, duas malhas foram geradas: a primeira com 318.952 nós e, a segunda, com 768.816 nós. Em ambas manteve-se o primeiro nó a partir da parede a uma distância tal que  $y^+ \approx 30$  e a diferença entre elas se deve à variação na quantidade de nós na direção azimutal. Na direção axial, a dimensão dos elementos tem entre  $0,004m$ , nas regiões onde espera-se

maior gradiente de velocidade, e  $0,025m$ , nas regiões de escoamento desenvolvido. O teste para dependência da solução com a malha segue o Método GCI (*Grid Convergence Index*) – descrito na seção 4.2, que visa estimar a concentração de uma malha até que não influencie no resultado de uma variável analisada. O software ANSYS® ICEM CFD™ versão 14.0, sob licença para o Laboratório de Fluidodinâmica Computacional da Universidade Regional de Blumenau, foi utilizado para construção das geometrias e malhas numéricas. O pós-processamento das simulações numéricas foi realizado utilizando o Paraview versão 4.2.0, sob licença tipo BSD.

A configuração numérica é finalizada com a determinação das condições de contorno para cada fase. Para a fase contínua: a velocidade superficial  $U$  é prescrita na face da seção transversal abaixo do medidor Venturi, como indica a Fig. 6.6 a); nas paredes que envolvem o riser até a saída, aplica-se condição de não-deslizamento; na face transversal ao duto de alimentação de partículas, similarmente, o fluxo é impedido e sem deslizamento; por fim, a saída é dada pelo gradiente nulo da pressão na face transversal da saída T, Fig. 6.6 b1). As parcelas computacionais, por sua vez, são injetadas na área escura evidenciada na Fig. 6.6 b3), a cada passo de tempo, com velocidade prescrita de  $u_{p,in} = 15m/s$ <sup>1</sup>, em diferentes quantidades para cada caso – dependendo da quantidade de parcelas mantidas no domínio durante a solução – e  $d_p = 72\mu m$ ; além disso, sofrem deslizamento parcial nas paredes devido ao modelo de rugosidade apresentado na seção 3.1.3 – desvio padrão do ângulo de rugosidade  $\Delta\gamma = 1,5^\circ$  – e podem ser expulsas do domínio pela face de saída, como para o gás.

Ambas as fases são resolvidas em estado transiente, com passo de tempo  $\Delta t = 0,0001s$ , completamente acopladas por solução de 4-vias. As partículas também sofrem ação da gravidade, com  $g = 9,81m/s^2$ , além de acumularem a quantidade de movimento transferida para o gás e colidirem-se entre elas. Não aplica-se fator de sub-relaxação sobre a solução das partículas, porém aplica-se fator 0,8 para as equações do movimento – mínimo necessário para convergência da solução numérica do modelo matemático –, correção da pressão e para turbulência da fase contínua. Para acelerar as simulações e

---

<sup>1</sup>A justificação deste valor será apresentada no capítulo 7 a seguir.

obter médias temporais, aplica-se o seguinte procedimento:

- 1: o escoamento em estado estacionário é resolvido;
- 2: injeta-se partículas no riser por 5s, sobre o campo euleriano resolvido no passo anterior congelado, sem interação com o gás nem com as partículas vizinhas (acoplamento de 1-via);
- 3: inicia-se a solução transiente e com acoplamento de 4-vias, por 4s de escoamento;
- 4: armazena-se dados de cada fase para constituir as médias.

### 6.2.2 *Set-up experimental*

A experimentação física dos casos propostos é realizada na UPRC, com auxílio de seu sistema de aquisição e controle e do Anemômetro por Efeito Doppler (PDA). Para tanto, o sistema de alimentação da fase sólida foi calibrado pela medição da massa de partículas fornecida em um intervalo de tempo conhecido, em diferentes faixas de rotação do rotor de pás. Este procedimento foi realizado em triplicata e a curva de calibração, implementada no sistema de controle da unidade. A calibração do sistema de alimentação de gás, no entanto, deve ser feita a cada início de operação. Um tubo de Pitot com manômetro de água foi utilizado para medir a velocidade máxima média no centro do riser, a 80d do medidor Venturi. Com esta informação e com o coeficiente de descarga deste último, determinado em calibração anterior, obtém-se a curva de calibração atual.

Uma vez que as propriedades físicas do ar atmosférico podem mudar com as condições ambientes, para amenizar o impacto deste fator sob o qual não se tem controle, os experimentos foram realizados em diferentes dias, sempre em temperatura entre 20 e 25°C. Desta forma, cada corrida experimental das repetições para triplicata foram feitas em dias diferentes. Considerando-se os seis casos sintetizados na Tab. 6.5, a triplicata e a leitura em três alturas do riser, totalizam-se 54 corridas. Cada corrida, no entanto, é composta por 17 pontos na seção transversal do riser, para que se obtenha dados suficientes para gerar planos das propriedades por interpolação, o que totaliza 918 medições. As principais configurações ópticas utilizadas para tanto, estão resumidas na Tab. 6.4.

Tabela 6.4: Configurações ópticas da PDA.

Comprimento de onda	562nm
Distância focal do emissor	285mm
Distância focal do receptor	310mm
Volume de medição	0,1 x 0,1 x 1,0mm
Modo de espalhamento	Refração de 1ª Ordem
Ângulo de espalhamento	70°
Índice de refração relativo	1,51
Confiança de linearidade	96,4%
Amostras adquiridas	5000

A Fig. 6.7 apresenta uma fotografia do Anemômetro por Efeito Doppler durante medição, em que se observa a disposição do conjunto emissor de laser e do receptor de sinal. A distribuição dos pontos de medição e seu alinhamento, por sua vez, são apresentados na Fig. 6.8. Depois de realizadas as medições, utilizou-se o software Microcal Origin® versão 6.1, sob licença para a Universidade Regional de Blumenau, para executar o pós-processamento.



Figura 6.7: Disposição da PDA para medição de velocidade e concentração de partículas no riser da UPRC.

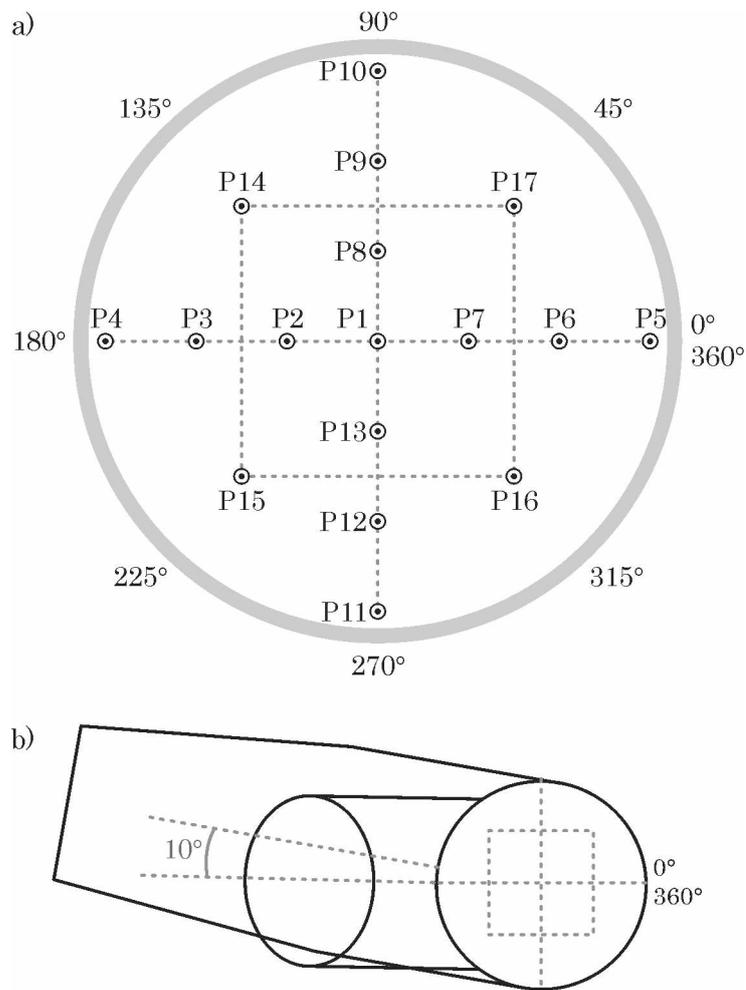


Figura 6.8: a) Malha de pontos para leitura na experimentação física e b) eixos de medição alinhados com a alimentação de sólidos.

### 6.3 Síntese dos casos

Descritas as condições operacionais do escoamento gás-sólido ascendente, caracterizados os principais parâmetros e classificado o regime de leito fluidizado em transporte, o conjunto de casos propostos para investigação da presente tese estão relacionados na Tab. 6.5. Destaca-se que as relações de quantidade gás-partículas são valores globais, empregados para determinar as quantidades totais de cada fase presentes no escoamento.

Tabela 6.5: Relação dos casos principais propostos para investigação do escoamento gás-sólido em riser de CFB.

Caso	$U(m/s)$	$\eta(kg_p/kg_g)$	$G_S(kg_p/m^2s)$
1		0,50	4,144
2	7,0	0,75	6,216
3		1,00	8,288
4		0,50	5,920
5	10,0	0,75	8,880
6		1,00	11,840

## Fechamento do capítulo

As características fluidodinâmicas gerais do escoamento gás-sólido como proposto na presente tese foram elencadas e discutidas no atual capítulo. Definiu-se duas velocidades superficiais do gás e três carregamentos de partículas, tal que seis estudos de caso com diferentes relações entre as quantidades de gás e partículas foram gerados para serem executados nas experimentações material e numérica. Estes casos somados à caracterização das partículas foram classificados segundo diagramas clássicos para leitos fluidizados e para comportamento da fase sólida. Por fim, os procedimentos adotados em cada experimentação foram descritos. Com isso, neste capítulo forneceu-se a contextualização das práticas para realização dos experimentos e consequente obtenção de resultados para análise da dinâmica das partículas no riser da UPRC.

# CAPÍTULO VII

## Resultados e discussões

O estudo de leitos fluidizados circulantes com transporte diluído, como discutido no capítulo 2, é um tema clássico e de vital importância na área dos escoamentos multifásicos. Descrever experimentalmente a dinâmica da fase sólida com riqueza de informações auxilia na concepção e validação de modelos matemáticos, úteis para previsões e ampliações de escala, constituindo-se, portanto, em uma tarefa fundamental na investigação científica. Medições físicas que indiquem a distribuição de concentração e de diâmetros das partículas ao longo do riser, além de propriedades como pressão, velocidade e sua flutuação, servem de arcabouço para a compreensão da fenomenologia do escoamento gás-sólido.

Conforme exposto no resgate do estado-da-arte referente ao tema, são necessárias contribuições na investigação científica do escoamento de partículas em transporte ascendente, em escala piloto e geometria complexa. Uma vez que a modelagem matemática lagrangeana da fase discreta permite íntima descrição da relação de forças entre as fases, esta abordagem tem sido amplamente utilizada para estudo da importância destas forças. Assim, a combinação de análises experimental e numérica leva à integralização de conhecimentos que, somados, fornecem particular conjunto de informações a respeito do escoamento alvo da presente tese.

Neste capítulo, portanto, resultados e discussões a respeito da dinâmica das partículas

em um riser de CFB escala piloto são apresentados. Inicialmente, se discorre sobre o escoamento gás-sólido na UPRC, pontuando características observáveis do experimento físico. Em seguida, na seção 7.2, resultados da experimentação física são apresentados e analisados, com objetivo de constituir uma base de dados sobre a qual se amparem os resultados da experimentação virtual, cuja discussão é feita na seção 7.3. Finalmente, as análises realizadas são revisadas e sintetizadas.

## **7.1 O leito circulante na UPRC: observações do comportamento geral**

A Unidade Piloto de Riser e Ciclones foi concebida para receber estudos de leito circulante, com possibilidade para avaliação do efeito de dispositivos internos que modifiquem o escoamento, além da eficiência de ciclones de primeiro a terceiro estágio. Após a finalização dos projetos conceitual, dimensional e construtivo, viabilizou-se a aquisição de equipamentos, a fabricação de elementos especiais e realizou-se sua instalação mecânica e elétrica, como apresentam as Figuras 5.2 e 5.3.

A calibração dos sistemas de alimentação foi feita a partir de medições da variação de pressão no medidor Venturi, segundo variações na frequência da corrente elétrica promovidas por um inversor; estudo que forneceu o coeficiente de descarga deste medidor, e a partir de medições da massa de partículas alimentada em intervalos de tempo conhecidos. Estas calibrações e suas conversões em sinais elétricos permitiram a concepção e implementação de um sistema de controle da Unidade, como descreve a seção 5.1.1, com o qual sua operação pode ser feita remotamente.

A operação da UPRC foi testada com partículas de catalisador de FCC e com esferas de vidro, ambas foram viáveis. Dadas as motivações ópticas da PDA já citadas, a operação com esferas de vidro faz do riser da UPRC um CFB de transporte diluído, com partículas grupos A e B de Geldart. No entanto, as classificações propostas por diagramas apenas fornecem ideias globais do comportamento do CFB e, devido a diferenças geométricas construtivas, variações dentro de cada classe podem ocorrer.

Exemplos disso são os comportamentos observados nas regiões de base e topo do riser durante a operação da UPRC. Uma vez que a alimentação de partículas é realizada por tubulação com engaste angulado e unilateral ao riser, a fase discreta é arrastada pelo escoamento ascendente de gás majoritariamente na metade do riser oposta à alimentação de partículas, com variações dependendo de  $G_S$ , como demonstra a Fig. 7.1 a). De fato, o escoamento granular que desliza pela tubulação de alimentação invade e cruza o riser, até que a velocidade descendente seja anulada e passe à ascendente; grande parte da massa de partículas, portanto, está segregada, concentrada na parede oposta, segue sua ascensão desde esta disposição e pode-se visualizar que esta segregação se mantém por alguns metros.

O comportamento do escoamento gás-sólido no topo do riser, entretanto, se mostra mais complexo. Possivelmente devido à elevada massa específica das partículas ( $\rho_p = 2450 \text{ kg/m}^3$ ), ocorre acúmulo de sólidos especialmente no último  $1\text{m}$  de riser. Este efeito é realmente esperado para saídas em forma de T, conforme discutem Shi et al. (2015): saídas abruptas como essa, resultam em maior tempo de residência das partículas e intensa retromistura, devido à sua reflexão de volta ao riser e conseqüente escoamento descendente, além da formação e dissolução de estruturas aglomeradas na base do riser, onde também ocorre maior acúmulo médio quando utilizada saída em T.

As imagens apresentadas nas Figuras 7.1 b) e 7.2, adicionalmente, dão maior clareza a respeito destes mecanismos. Ao se aproximar da saída, o escoamento de partículas se divide: parte se direciona efetivamente à saída e então se encaminha ao ciclone de 1º estágio, parte segue ascendendo onde encontra a face de topo do riser, acumula – Fig. 7.1 a) – e sofre recirculação – Fig. 7.1 b). Ao retornar, esta recirculação também é dividida: parte do escoamento se direciona à saída, parte retorna para o riser em escoamento descendente.

Este último mecanismo, no entanto, ocorre de forma intermitente entre a ejeção de partículas do riser e o acúmulo delas para formarem uma região de alta concentração que, devido à sua maior densidade média – ou menor porosidade –, à menor energia cinética do gás próximo à parede e ao campo gravitacional, descende. Combinados a isso

estão o natural comportamento transiente e instável do escoamento gás-sólido turbulento ascendente e a carga de sólidos em execução. Por consequência, observa-se grande variação nas regiões de aglomeração, com oscilação da posição e dimensão destas regiões, Fig. 7.2 c), que geram uma retropropagação de aglomerados pelo riser em efeito cascata.

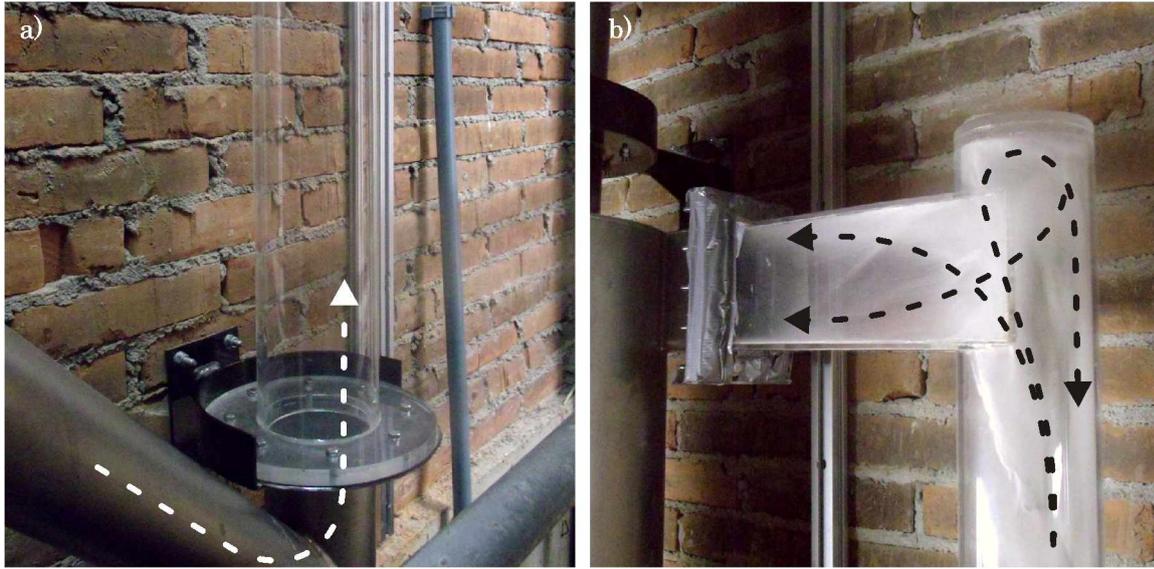


Figura 7.1: a) Caminhos preferenciais das partículas na sua alimentação e b) na saída do riser.

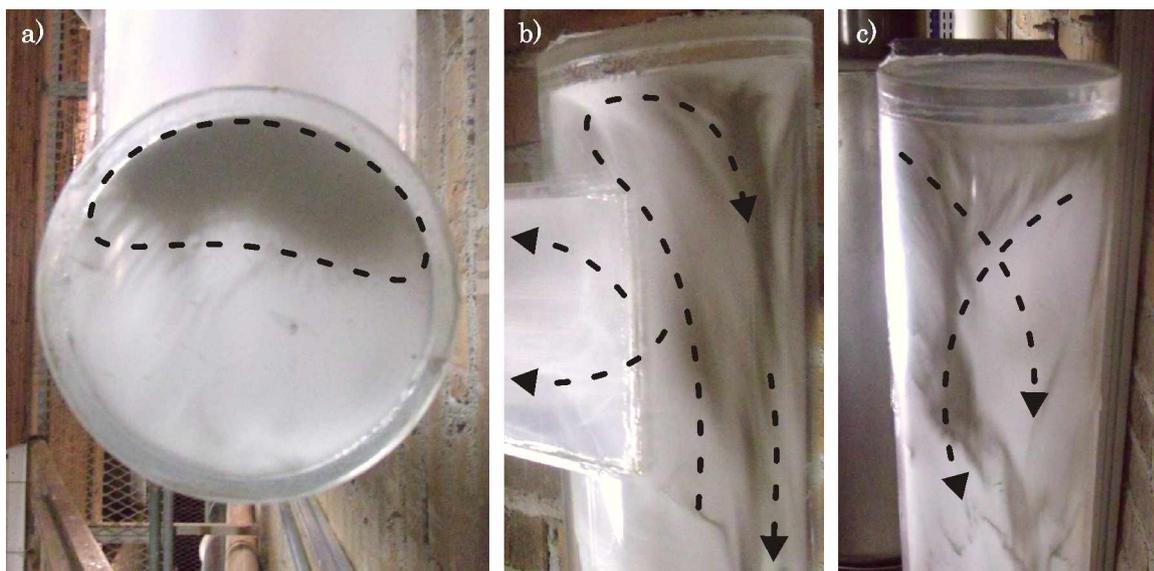


Figura 7.2: a) Acúmulo de sólidos no topo do riser, b) vista lateral de caminhos preferenciais para retorno de partículas e c) oposta à saída.

Não fica evidente pela avaliação visual o quanto da retromistura causada pela saída em T ocorre com partículas efetivamente escoando em sentido contrário ao escoamento de gás e o quanto ocorre como propagação de regiões aglomeradas em efeito cascata. A Fig. 7.3 a), porém, evidencia que este efeito se estende por um comprimento considerável no riser: em média se estende por  $1m$ , mas dependendo da condição operacional, pode chegar eventualmente a  $2m$  de comprimento. Isso mostra que o efeito da saída impacta diretamente no escoamento do riser por até 15% dele; indiretamente, a literatura indica que todo o riser é afetado.

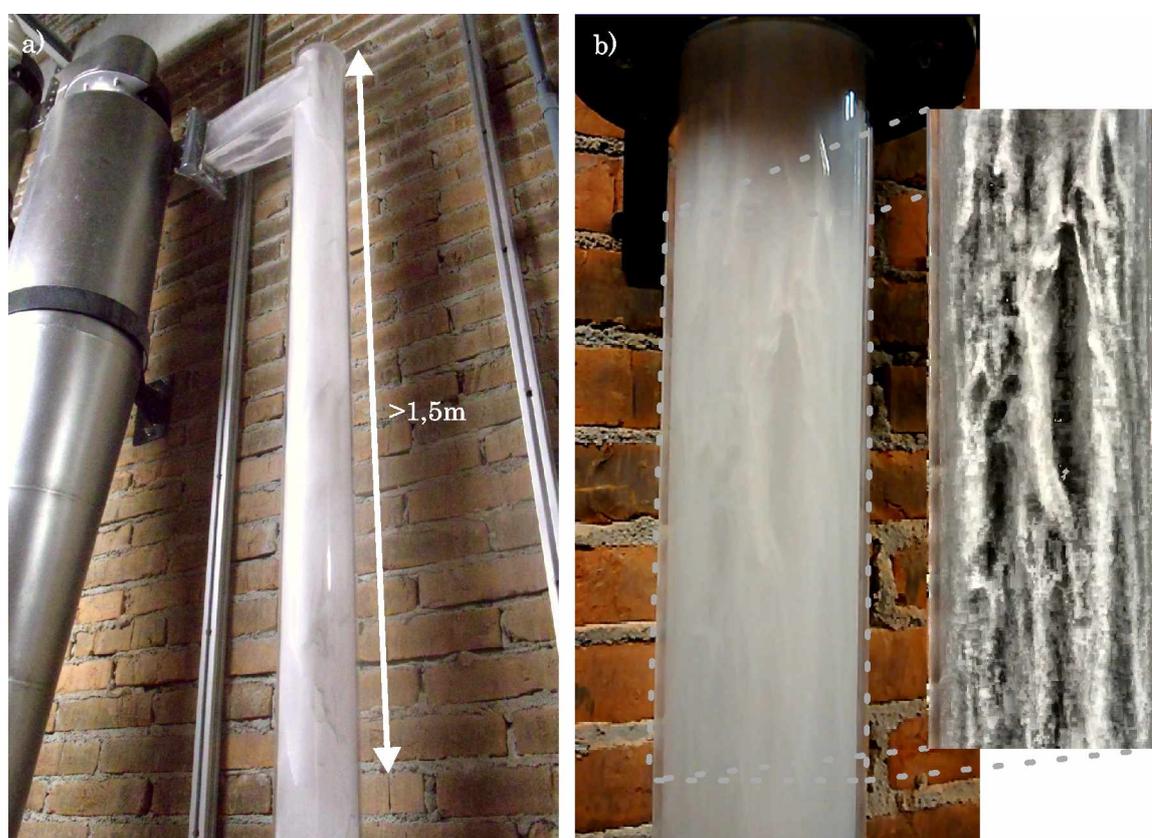


Figura 7.3: a) Comprimento de influência da saída lateral e b) escoamento ascendente de partículas no corpo do riser com evidência das estruturas de mesoescala.

Identifica-se, assim, duas grandes influências sobre o escoamento do leito circulante: a da alimentação angulada e unilateral de partículas e da saída em forma de T. A primeira causa segregação do escoamento da fase discreta, a segunda, aumento do tempo de residência desta fase devido ao seu redirecionamento de volta ao riser. Pode-se compreender

estes mecanismos, portanto, como *estruturas de macroescala* da dinâmica das partículas no escoamento. Entre elas, está a região de desenvolvimento do escoamento, através da qual ocorre a transição de uma em outra. A observação visual da UPRC em operação não dá indícios de como a transição acontece, porém permite identificar a formação de aglomerações distintas daquelas constatadas no topo do riser: regiões com até 3cm de largura e até algumas dezenas de centímetros de comprimento, formam estrias verticais de aglomerados, Fig. 7.3 b). Menores que as estruturas anteriores e também com outra influência sobre o escoamento, estas podem ser entendidas como *estruturas de mesoescala* da dinâmica das partículas no escoamento.

Até este ponto, a dinâmica das partículas no leito circulante da UPRC foi avaliada visualmente e características macroscópicas puderam ser reconhecidas. Entretanto, a compreensão da transição do escoamento de partículas que ocorre na região de desenvolvimento requer investigação mais profunda para ser alcançada. Além disso, dadas as discussões do capítulo 2, especialmente da seção 2.2, e o conhecimento a respeito da turbulência em escoamentos multifásicos, espera-se que hajam estruturas de interação entre as fases ainda menores que as de mesoescala, são *estruturas de microescala* que devem compor tanto as de meso quanto as de macroescala. Para avançar nesta investigação, apresenta-se e discute-se na seção seguinte resultados obtidos pela experimentação física executada na UPRC.

## 7.2 Experimentos físicos: principais resultados

A investigação do escoamento gás-sólido em riser de CFB proposta na presente tese, requer levantamento de informações detalhadas que auxiliem na sua descrição e compreensão. Para tanto, a aquisição de dados experimentais é essencial e quanto maior sua resolução espacial e temporal, mais profunda pode ser a análise. Nesse sentido, considerando o estado-da-arte do estudo sobre CFBs, a descrição da estrutura física (capítulo 5) e dos casos elencados no capítulo 6, apresenta-se nas seções seguintes o resultados da aplicação de Anemometria por Efeito Doppler (PDA) sobre o escoamento de partículas

na UPRC.

### 7.2.1 Dinâmica macroscópica das partículas no riser: campos médios

A dinâmica das partículas no riser da UPRC pode ser bem descrita pelo PDA, pois fornece leituras pontuais em alta frequência de concentração de partículas, distribuição de diâmetros de partículas, velocidade e sua flutuação. A malha com 17 pontos de medição sugerida na seção 6.2, está reproduzida na Fig. 7.4 sobre o plano médio temporal de uma variável para exemplificar os dados que virão a seguir. Além dos pontos de medição, eixos para o raio ( $r$ ) normalizado pelo diâmetro do riser  $D = 0,1m$  e para a direção azimutal  $\theta$ , fazem referência para discussões.

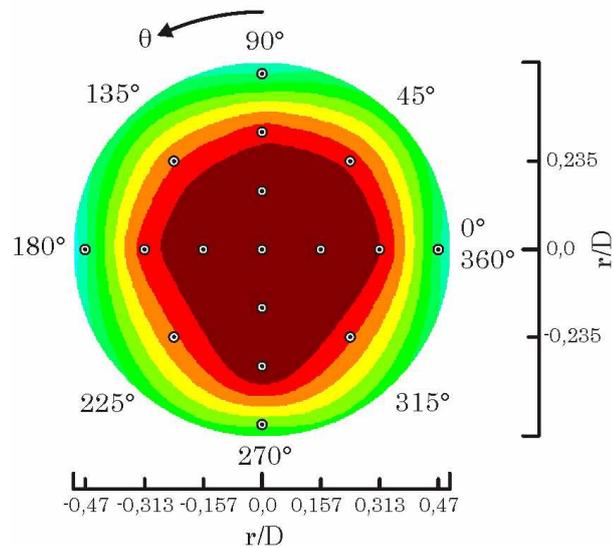


Figura 7.4: Malha com pontos de medição pelo PDA, segundo disposição em  $r$  e em  $\theta$ .

Para iniciar o aprofundamento da investigação e descrever a fenomenologia da fase discreta no riser da UPRC, as figuras a seguir apresentam campos médios na seção transversal do riser, avaliados em três alturas dadas a partir da base do riser: em  $h = 1m$ , em  $h = 5,5m$  e em  $h = 10,1m$ ; estas posições estão localizadas na região de aceleração de partículas próxima à base do riser, de desenvolvimento do escoamento e de saída de partículas, respectivamente. Além das três alturas, dispõe-se os três carregamentos mássicos  $\eta$  sugeridos para cada uma das duas velocidades superficiais do gás, totalizando

os seis estudos de caso propostos na Tab. 6.5. Como os dados médios das triplicatas de cada leitura são pontuais, fez-se interpolação dos valores nos eixos  $r$  e  $\theta$ , para construir os planos da variável. Portanto, os planos dispostos na horizontal se referem à mesma altura e na vertical, ao mesmo carregamento mássico.

O campos médios de concentração normalizada de partículas obtidos para os casos com  $U = 7m/s$ , conforme apresenta a Fig. 7.5, corroboram as observações visuais discutidas na seção 7.1. De fato, as medições mais próximas da base do riser apresentam maior concentração na parede oposta à alimentação (em  $0^\circ$ ) que se expande para a posição de  $270^\circ$  possivelmente devido a alguma assimetria geométrica da UPRC. Este comportamento é evidente nos dois menores carregamentos e, pela combinação da inércia das partículas e do efeito da saída em T, a segregação se mantém até em  $h = 5,5m$ .

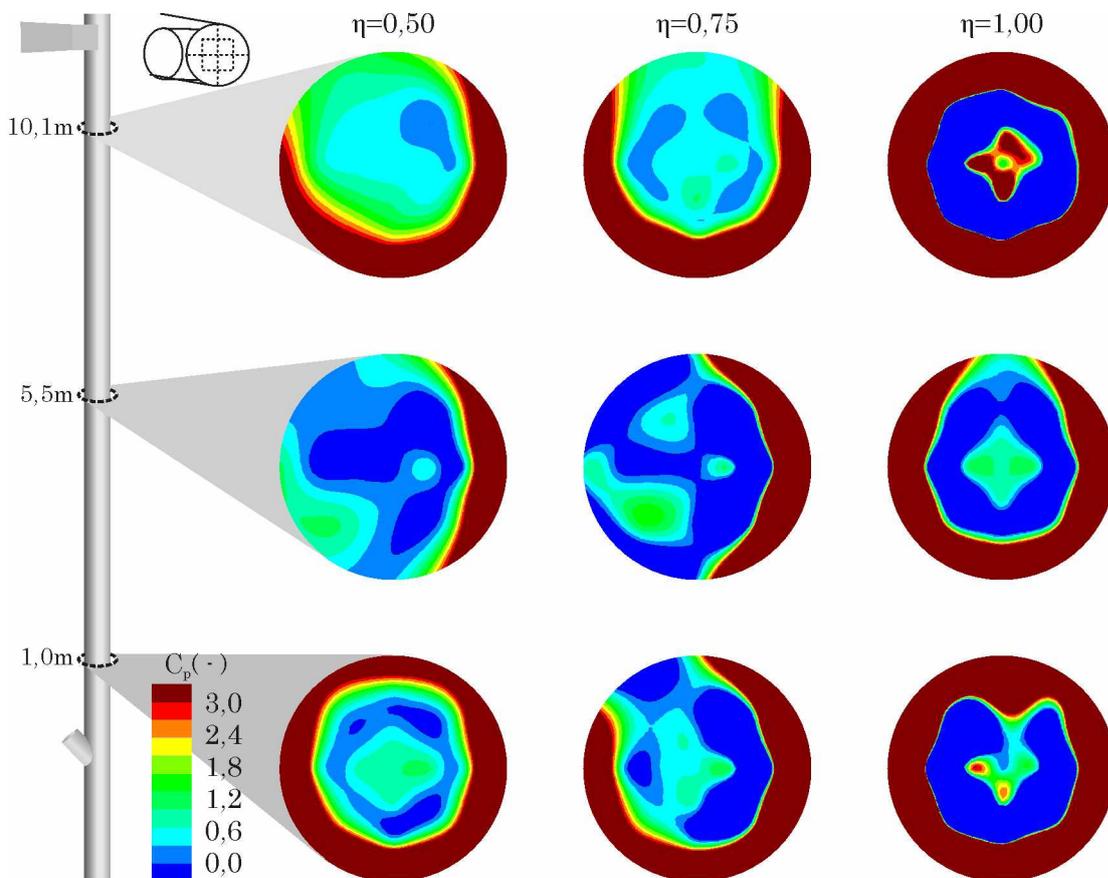


Figura 7.5: Campos para concentração média normalizada de partículas  $C_p$ , para os três carregamentos mássicos e velocidade superficial do gás  $U = 7m/s$ .

Um comportamento distinto, entretanto, é observado no caso de maior carregamento: desde logo após sua alimentação, as partículas já formam uma estrutura de anel com maior concentração ligado à parede, com outra região anelar interna à anterior de muito baixa concentração e, ainda, um núcleo de concentração intermediária: a forma característica da estrutura *core-annulus*. Esta distribuição se mantém ao longo do riser, com pequena dissipação na altura média. O anel externo de maior concentração também é constatado no topo do riser para  $\eta = 0,50$ , porém com menor magnitude.

Na condição operacional de  $\eta = 1,0$ , o fluxo mássico de sólidos é  $G_S = 8,288kg_p/m^2s$ , ainda abaixo dos valores propostos por Zhang et al. (2015) para ocorrência da estrutura *core-annulus* que, para a velocidade de transição calculada, seria entre  $G_S = 25kg_p/m^2s$  e  $G_S = 40kg_p/m^2s$ . Obviamente, é preciso verificar o critério definido para identificação do regime, porém no caso da presente análise, resta evidente a formação da estrutura ao longo de grande parte do riser. É possível que, devido à maior quantidade de sólidos, o escoamento de gás ascendente imediatamente distribua do centro para as periferias assim que a massa de partículas chega ao riser, formando a estrutura anelar.

Comportamento similar é observado nos casos referentes à  $U = 10m/s$ , apresentados na Fig. 7.6. A segregação com partículas concentradas entre  $315^\circ$  e  $45^\circ$  é evidente para os dois menores carregamentos e alturas. Nestes casos, a saída em T impacta na distribuição de concentração em  $h = 10,1m$ , posto que é angulada em  $10^\circ$  em relação ao duto de alimentação de sólidos (ver Fig. 6.8), ou seja, está na posição de  $170^\circ$ . Além de ligeiramente migrarem para o centro, se deslocam bastante na direção azimutal até praticamente envolver a periferia do riser, formando estrutura anelar. Demonstra-se, assim, significativa modificação do comportamento observado em  $h = 5,5m$  para aquele observado em  $h = 10,1m$ , que já sofre influência da saída.

Apesar da segregação, os campos em  $h = 1m$  mostram concentração intermediária na posição de  $180^\circ$  e maior para o caso de  $\eta = 1,00$ , que também apresenta desde já estrutura anelar externa. Esta última, porém, sofre maior dissipação até a altura média que o caso relativo a  $U = 7m/s$ , inclusive levando à maior concentração novamente em  $0^\circ$ . A estrutura *core-annulus* volta a ser formada na maior altura, onde a concentração

média é novamente maior. A dinâmica da sua formação, portanto, pode estar relacionada a efeitos geométricos do riser devido à forma de alimentação e ejeção das partículas, mas também à própria condição fluidodinâmica do escoamento, em que fenômenos como a turborese e a retenção de partículas no anel externo pela barreira de energia cinética devem ocorrer (UTZIG; SOUZA; MEIER, 2014a). A verificação da magnitude destas influências, ou seja, se o aparecimento da estrutura *core-annulus* é devido a efeitos geométricos ou fluidodinâmicos, no entanto, requer uma investigação mais profunda.

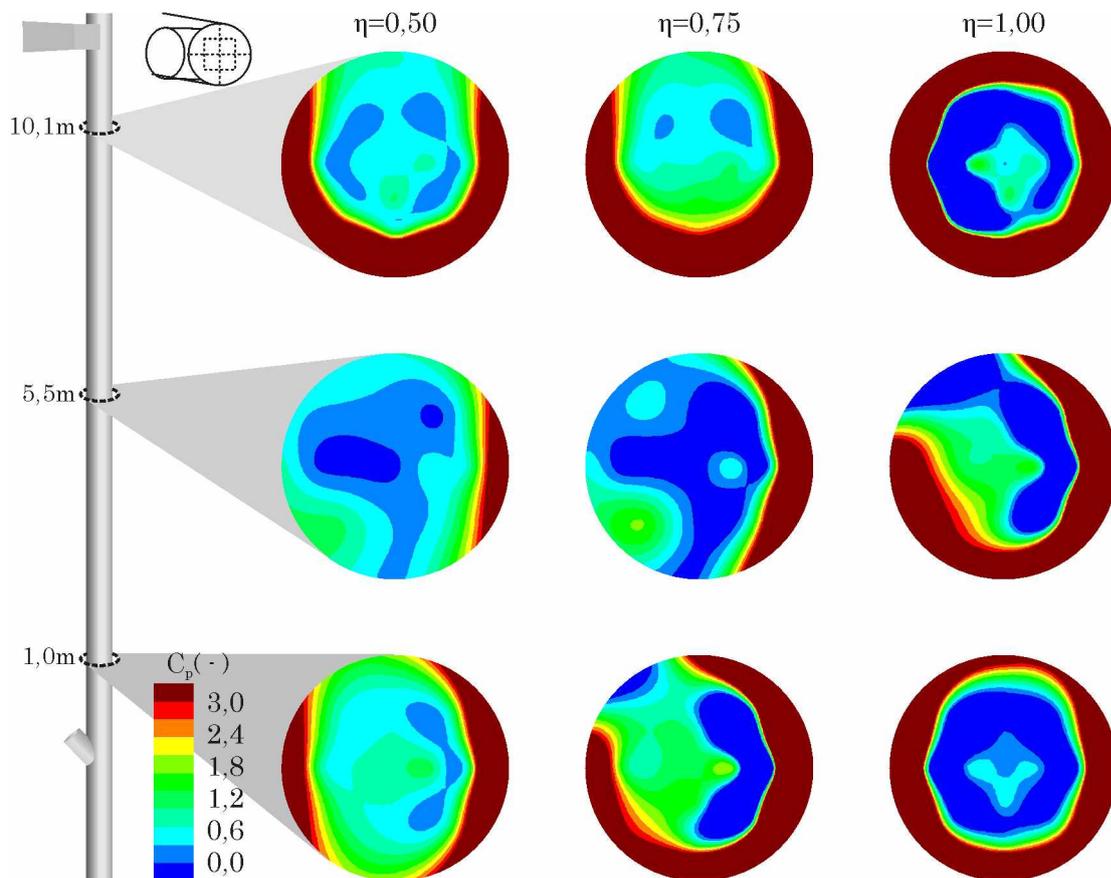


Figura 7.6: Campos para concentração média normalizada de partículas  $C_p$ , para os três carregamentos mássicos e velocidade superficial do gás  $U = 10m/s$ .

Os campos de concentração das partículas mostram sua distribuição ao longo do riser, evidenciando as estruturas de macroescala cuja morfologia é principalmente definida por características geométricas, além de condições operacionais. Os resultados apresentados nas Figuras 7.5 e 7.6 reúnem os seis estudos de caso propostos e esclarecem sobre

o locais para onde as partículas se deslocam, informação importante para compreensão de sua dinâmica no CFB. Os dados demonstram comportamentos de segregação da fase sólida e formação da estrutura *core-annulus* com o aumento do carregamento mássico de partículas. Ressalta-se que a escala de cores está limitada ao máximo mais frequente nas amostras – poucos pontos têm valor acima deste limite – e que a interpolação  $(r, \theta)$  entre os pontos deve ser mantida em mente, uma vez que pode superestimar a área ocupada por dada concentração.

Outra avaliação importante é sobre a dimensão das partículas, uma vez que vários diâmetros compõe a distribuição que caracteriza a amostra, como citado na seção 6.1.1. A questão que surge neste contexto, portanto, está em descrever a dinâmica de partículas com diferentes diâmetros, pois as maiores devem também guardar maior inércia e serem afetadas pelo escoamento do gás de forma distinta frente àquelas menores. A Tab. 6.3 descreve esta variação através de parâmetros e dimensões características.

Para auxiliar nesta investigação, a Fig. 7.7 apresenta campos médios temporais do diâmetro médio de Sauter ( $d_{p,32}$ ), para  $U = 7m/s$  e cada um dos carregamentos mássicos de partículas propostos. Ocorre uma variação de  $30\mu m$  na variável, em torno de ( $d_{p,32} = 100\mu m$ ).

O caso com maior  $\eta$  tem ao longo do riser o centro com partículas de diâmetro intermediário, enquanto maiores diâmetros acumulam-se em regiões anelares periféricas nas alturas próximas da base e do topo do riser. Estas são regiões de alta concentração de partículas, como mostra a Fig. 7.5, e na altura de  $h = 5,5m$  a dispersão também evidenciada pela concentração pode redistribuir as partículas na seção transversal devido a mecanismos advectivos e difusivos do escoamento.

Por outro lado, os casos com menores carregamentos têm comportamento bastante similar entre eles quanto à distribuição de diâmetros das partículas. Em ambos há uma redução média do diâmetro de Sauter na altura de  $h = 5,5m$ , diferenciando-os do campo para  $\eta = 1,00$  na mesma altura. Dado que naqueles casos apenas o número de partículas é menor, as colisões entre elas (acoplamento de quatro-vias) pode ser fator importante para a redispersão de partículas com diferentes diâmetros, resultando em maior homogeneidade

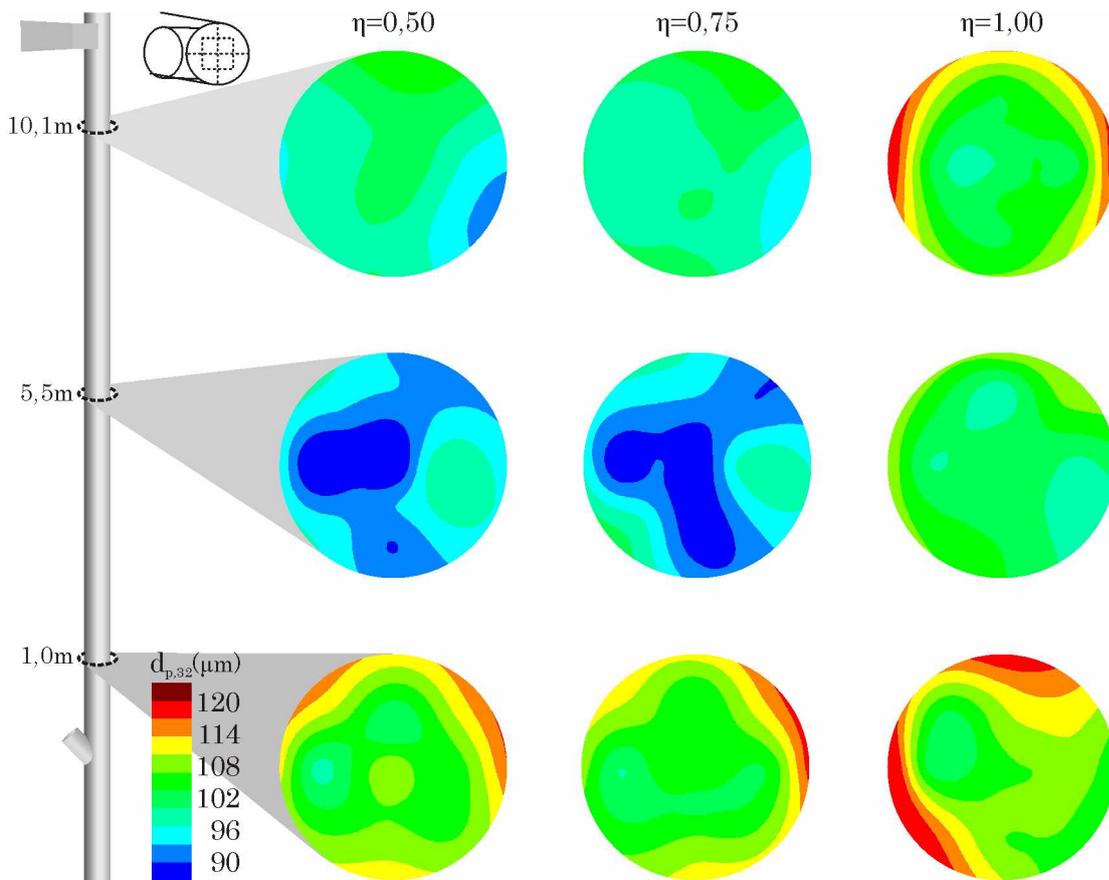


Figura 7.7: Campos para distribuição de diâmetros das partículas, segundo o diâmetro médio de Sauter ( $d_{p,32}$ ), para os três carregamentos mássicos e velocidade superficial do gás  $U = 7\text{m/s}$ .

como observada no maior carregamento.

Além disso, outro efeito observado na Fig. 7.7 é a redução de diâmetros no lado oposto à saída do riser, próximo a  $330^\circ$ , em  $h = 10,1\text{m}$ , para os menores carregamentos. Conforme discutido na seção 7.1, nesta região ocorre retorno de partículas devido à saída em T, portanto, estes resultados indicam que as partículas que sofrem acúmulo no topo do riser e recirculam são as de menor diâmetro, aquelas que são mais facilmente transportadas pelo gás. Por extensão da hipótese, supõe-se que as partículas com maiores diâmetros, conseqüentemente maior inércia, são primeiramente ejetadas do riser. Embora esta posição seja local de interpolação dos dados, as leituras para os casos 1, 2, 4 e 5 sistematicamente apresentam este comportamento.

Este efeito também é observado nos casos com  $U = 10m/s$ , como apresenta a Fig. 7.8. Nos campos para  $\eta = 0,50$  e  $\eta = 0,75$  em  $h = 10,1m$  ocorrem igualmente diâmetros menores próximos à posição de  $330^\circ$ . Há redução do diâmetro médio em  $h = 5,5m$ , que volta a ser maior nas medições próximas da base do riser. A distribuição observada no caso com maior carregamento é ainda mais uniforme que o caso referente a  $U = 7m/s$ , ou seja, há pouca variação do diâmetro médio entre os pontos de uma mesma altura e entre os campos das três alturas. Esta diferença indica maior segregação entre partículas grandes e pequenas quando possivelmente há menor frequência de colisão entre elas. Avaliar experimentalmente colisões de partículas em escoamentos gás-sólido como o investigado aqui, no entanto, é uma tarefa extremamente complicada cujo relato não foi encontrado na literatura especializada até então.

As variações do diâmetro médio de Sauter observadas nos campos das Figuras 7.7 e 7.8, portanto, demonstram como ocorre a distribuição de partículas grandes e pequenas no escoamento do leito circulante na UPRC. Considerando-se a dinâmica das partículas, tanto esta propriedade quanto a concentração, devem estar ligadas à cinética da fase sólida, que pode ser avaliada pelo estudo de sua velocidade. Neste sentido, a Fig. 7.9 apresenta os campos médios temporais da velocidade das partículas para os casos com  $U = 7m/s$ .

Os campos de velocidade da fase sólida apresentam variação desde valores acima da velocidade superficial, até aproximadamente  $u_p = 2,5m/s$  próximo à parede. Como esperado, as partículas ascendem com maior velocidade no centro do riser e nota-se um desenvolvimento do escoamento da fase ao longo do riser para os casos de menor carregamento. Ao contrário do caso de maior carregamento em que os campos são muito similares em todas as alturas, ou seja, apresenta o mesmo comportamento desde a base, em  $\eta = 0,50$  e  $\eta = 0,75$  mais locais da seção transversal passam a ter alta velocidade conforme a altura do riser. Para estes dois casos, na base do riser em poucos locais já ocorre velocidade máxima; na região intermediária do riser, ou de desenvolvimento, se observa mais pontos com alta velocidade, enquanto no topo, ainda mais.

Portanto, há um desenvolvimento da velocidade média das partículas ao longo do riser, evidenciando que as partículas seguem sendo aceleradas desde a base nestes casos. Surpreendentemente, para  $\eta = 1,00$ , ocorre pouca variação nos campos e pode-se apenas constatar aceleração nas regiões periféricas, porém no centro do riser a velocidade das partículas é mantida. A diferença entre os carregamentos indica que nos casos com menor  $\eta$ , há maior caminho livre para as partículas serem aceleradas antes de colidirem com outras, diferentemente do caso com maior concentração global. Naturalmente, pode-se supor que nas alturas de alimentação e saída de partículas a distribuição de velocidades seja bastante diferente da apresentada nos campos da Fig. 7.9. De fato, uma previsão do escoamento nestas regiões pode ser feita por experimentação numérica, o que será apresentado na seção 7.3.

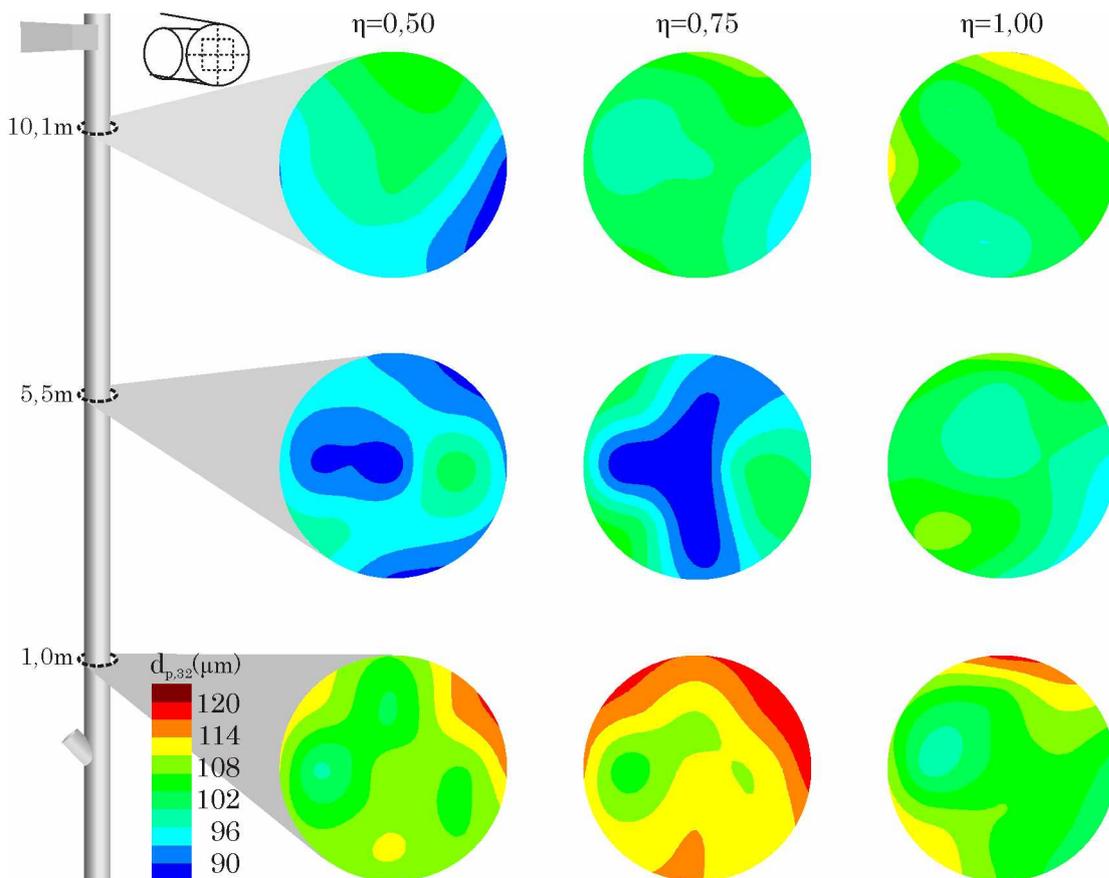


Figura 7.8: Campos para distribuição de diâmetros das partículas, segundo o diâmetro médio de Sauter ( $d_{p,32}$ ), para os três carregamentos mássicos e velocidade superficial do gás  $U = 10m/s$ .

A influência da concentração de partículas sobre sua velocidade também pode ser analisada e ela fornece subsídios para compreender o movimento da fase sólida. Com auxílio da Fig. 7.5, nota-se estreita relação entre regiões de alta concentração e baixa velocidade média.

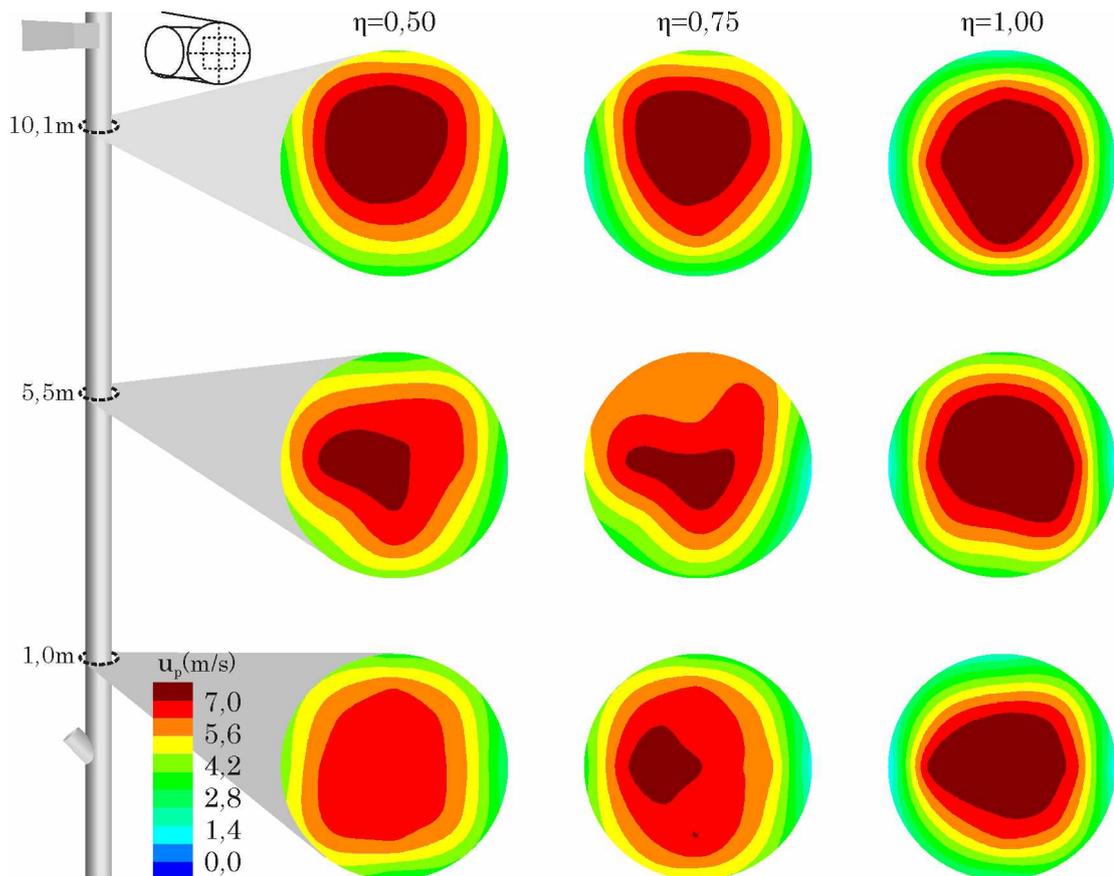


Figura 7.9: Campos da velocidade axial média das partículas  $u_{p,z}$ , para os três carregamentos mássicos e velocidade superficial do gás  $U = 7m/s$ .

Apesar de ser intuitivo o perfil observado nas leituras de escoamento desenvolvido, como para  $U = 7m/s$  e  $\eta = 1,00$ , a estrutura *core-annulus* destes casos indica que a baixa velocidade próximo à parede é devida à maior transferência de quantidade de movimento entre as fases (acoplamento de duas-vias) causada pelo maior número de partículas nesta área, e não é apenas um comportamento natural relacionado à baixa velocidade do gás influenciado pela parede. A provável maior frequência de colisões entre as partículas neste caso deve promover aumento da velocidade da fase, mesmo em baixa carga, como indicam

experimentos numéricos (UTZIG; SOUZA; MEIER, 2014a).

Em estudos com menor carga de sólidos ( $\eta = 0,24$ ), Pantzali et al. (2013) também observam perfil parabólico na altura média do riser, porém com diferença entre medição de velocidade no centro e no ponto mais próximo à parede de  $2x$ , enquanto Wang et al. (2014) encontraram diferença de até  $22x$  em CFB com alta densidade de sólidos ( $G_S = 1000kg_p/m^2s$ ). Neste último estudo, obviamente, a concentração de partículas próxima à parede é extremamente alta, o que causa tamanho gradiente de velocidade da fase. O primeiro estudo, entretanto, não apresenta medidas de concentração e, segundo as medições da presente tese, é difícil assegurar como deve se distribuir a concentração de partículas naquele caso. Esta análise aplicada aos resultados da Fig. 7.9 demonstra uma variação de velocidade entre o centro e a parede de até  $5x$ .

Além do efeito da concentração sobre o anel externo, nota-se também influência em regiões como o lado oposto à entrada de sólidos nas alturas de  $h = 1,0m$  e  $h = 5,5m$  dos casos com menor carregamento, bem como no intervalo entre  $180^\circ$  e  $360^\circ$  nos campos mais próximos à saída do riser. Assim, constata-se que as regiões em que as partículas têm maior velocidade são aquelas em que há menor concentração delas: majoritariamente no centro do riser, com deslocamentos para a metade entre  $90^\circ$  e  $270^\circ$  nos menores carregamentos de sólidos.

Comportamentos similares são encontrados nos estudos de caso com  $U = 10m/s$ , apresentados na Fig. 7.10. Nestes resultados, porém, verifica-se que nos três carregamentos as partículas seguem sendo aceleradas ao longo do riser, desde a base até o topo. A velocidade superficial do gás é superada, portanto, apenas na região de saída nos menores carregamentos. Embora neste conjunto de casos a energia cinética do gás seja maior que no anterior ( $U = 7m/s$ ), a fase sólida requer maior tempo para desenvolver seu escoamento. Da mesma forma, a velocidade das partículas é menor no lado oposto à sua alimentação e para  $\eta = 1,00$ , a alta concentração na região anelar externa igualmente gera um núcleo com maior velocidade.

Outra propriedade importante na investigação da dinâmica das partículas no riser da UPRC é a flutuação de sua velocidade, ou seja, o quanto a velocidade varia em torno

de sua média, dada uma distribuição de valores. Esta propriedade permite avaliar a estabilidade do escoamento da fase, no sentido de identificar regiões onde seu transporte sofre menor perturbação. Neste contexto, medições da flutuação média da velocidade axial das partículas são apresentadas na Fig. 7.11, para os casos com  $U = 7\text{m/s}$ .

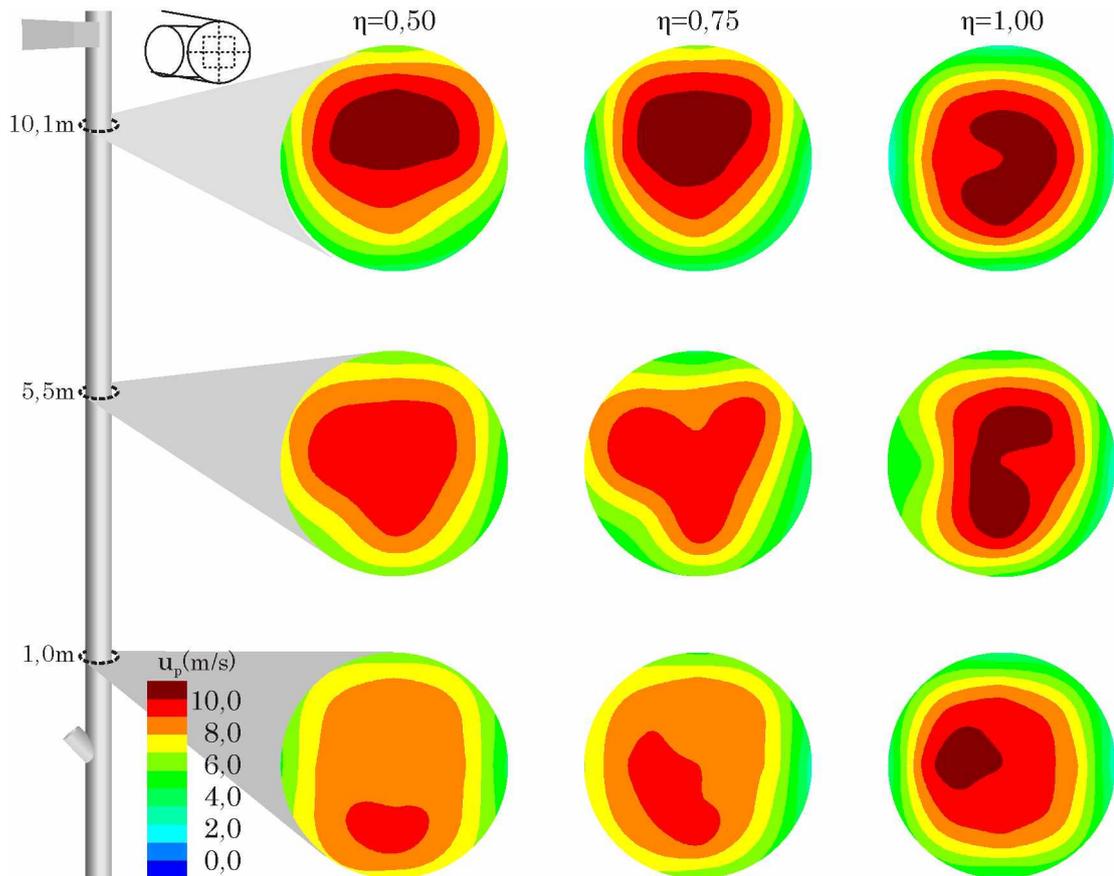


Figura 7.10: Campos da velocidade axial média das partículas  $u_{p,z}$ , para os três carregamentos mássicos e velocidade superficial do gás  $U = 10\text{m/s}$ .

Sabendo-se que a energia cinética turbulenta do escoamento ascendente em risers é maior na região próxima à parede devido ao gradiente de velocidade, espera-se que este efeito se reflita no transporte da fase discreta. De fato, os campos de flutuação das partículas mostram sistematicamente menores valores no centro do riser, sofrendo aumento em direção à parede. Resgatando os campos de velocidade axial média, Fig. 7.9, nesta região normalmente ocorre a máxima velocidade da fase.

Ao analisar a altura média de um CFB, Pantzali et al. (2013) também encontraram

este comportamento no centro do riser, com a flutuação sendo de 6% a 10% o valor da velocidade axial média máxima. Adicionalmente, Pantzali et al. (2015), aplicaram-se sobre a região de alimentação de sólidos e obtiveram flutuação média de aproximadamente 20% da velocidade axial máxima no ponto central. O presente estudo, consideradas as variações do carregamento mássico de partículas e velocidade superficial do gás, apresenta tanto na altura média do riser quanto na leitura próxima à base, em  $r = 0$ , flutuação da ordem de 10% da velocidade axial média máxima. Os dados referentes a  $U = 10\text{m/s}$  são apresentados na Fig. 7.12.

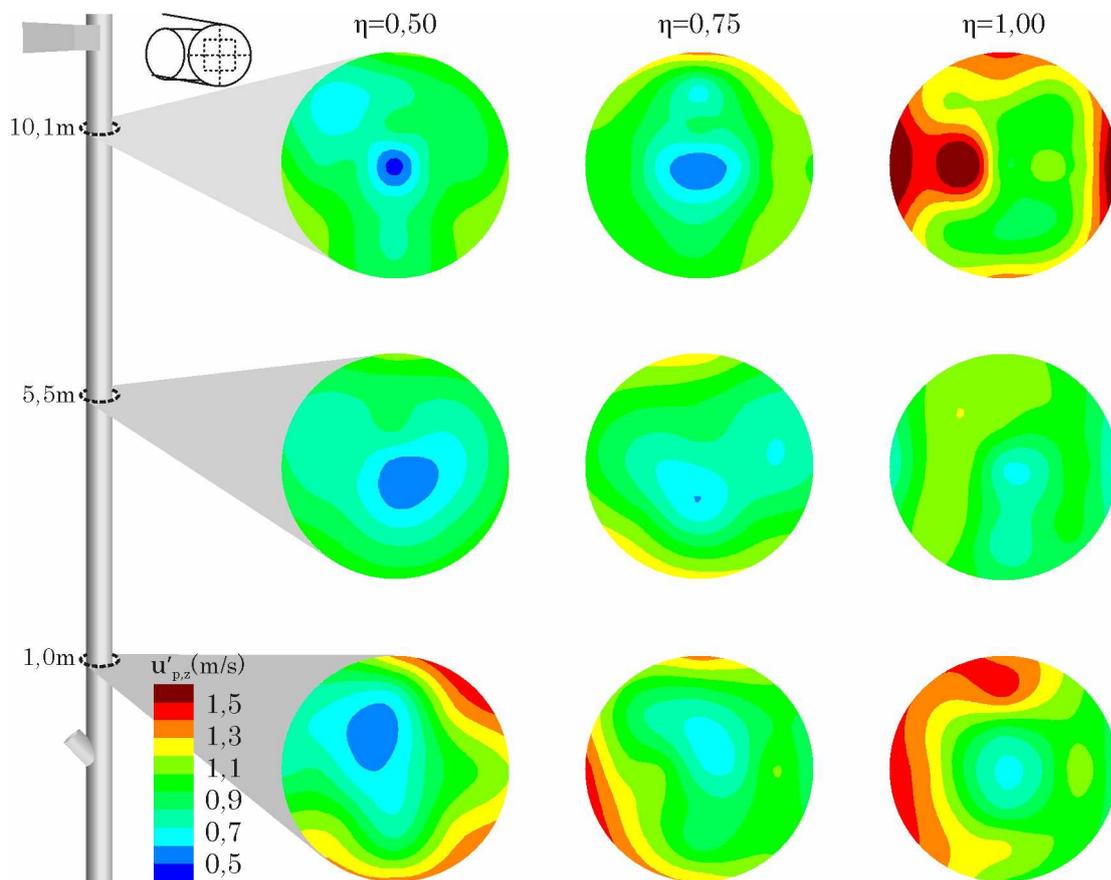


Figura 7.11: Campos para flutuação média da velocidade axial das partículas  $u'_{p,z}$ , para os três carregamentos mássicos e velocidade superficial do gás  $U = 7\text{m/s}$ .

Nas regiões próximas à parede, observa-se ocorrência de maior flutuação da velocidade axial das partículas, chegando a 20% da velocidade superficial do gás. Especialmente na seção da base do riser, na qual as partículas estão sendo aceleradas, há variação de

até 20% da velocidade superficial. Nos casos referentes a  $U = 10\text{m/s}$ , observando a coincidência das regiões com alta concentração apresentadas na Fig. 7.6 e alta flutuação das partículas, pode-se supor que esta variação de velocidade também é influenciada pela colisão entre partículas e delas com as paredes do riser.

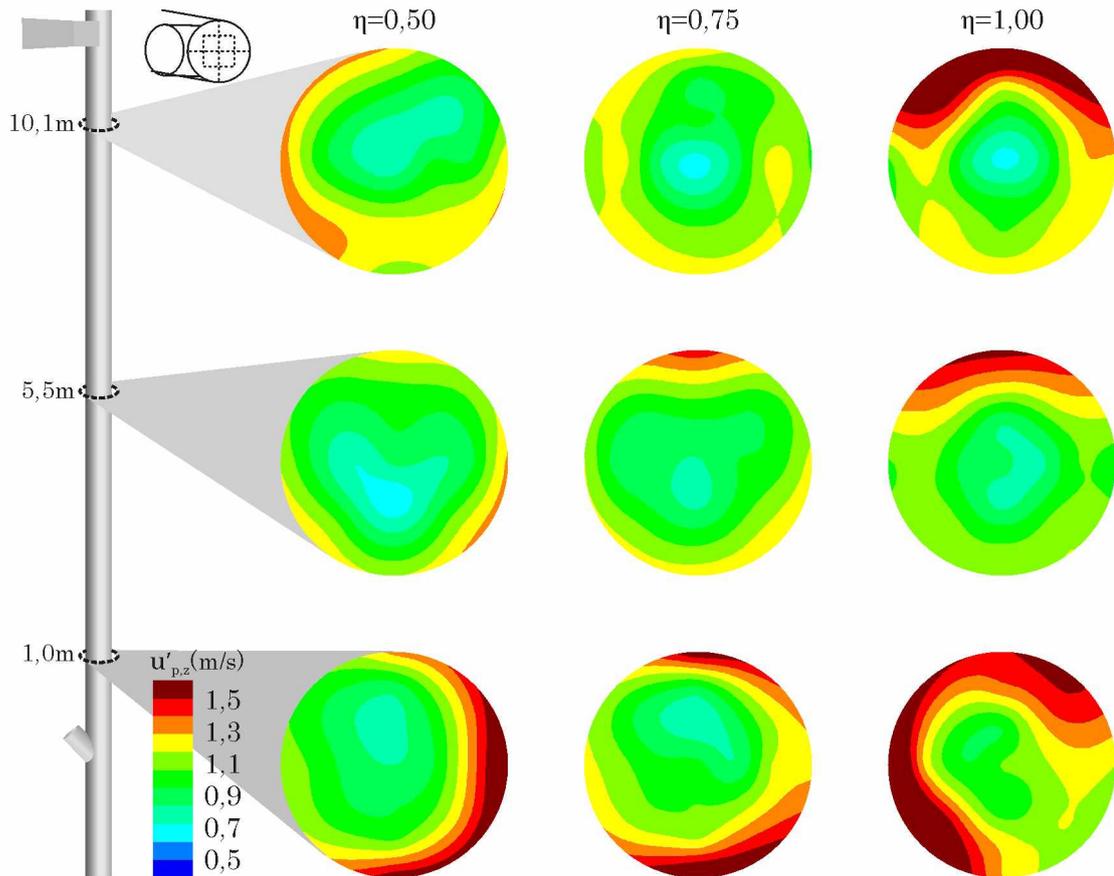


Figura 7.12: Campos para flutuação média da velocidade axial das partículas  $u'_{p,z}$ , para os três carregamentos mássicos e velocidade superficial do gás  $U = 10\text{m/s}$ .

Os campos obtidos pela PDA apresentados até aqui, portanto, são informações médias de 5.000 amostras coletadas em cada corrida, feita em triplicata para cada ponto da seção transversal do riser. É notável a importância destes dados, uma vez que evidenciam o comportamento médio das partículas, fornecem uma fotografia macroscópica do escoamento. As estruturas de macroescala observadas na seção 7.1 também foram aqui constatadas e descritas mais profundamente.

Para avançar na investigação da dinâmica das partículas no escoamento em um riser

CFB, as seções seguintes apresentam estudos a respeito da relação entre as propriedades e do seu desenvolvimento ao longo o riser.

### 7.2.2 Relações de ocorrência: velocidade, concentração e diâmetro das partículas

A análise de como as propriedades dinâmicas de um escoamento estão relacionadas, seja mono ou multifásico, pode auxiliar na revelação de características fenomenológicas menos óbvias e, assim, enriquecer a fundamentação argumentativa concernente à investigação. Logo, esta seção visa apresentar e discutir relações entre variáveis fundamentais e secundárias, bem como a ocorrência delas em locais específicos do escoamento gás-sólido no riser da UPRC. O comportamento das estruturas de mesoescala pode assim começar a ser desvendado.

Inicialmente, a relação entre os valores médios da concentração e da velocidade das partículas em cada um dos 17 pontos de medição será apresentada; esta análise fornece ideia da correlação entre as variáveis e seu intervalo de valores. Na Fig. 7.13, cada um dos três gráficos se refere à altura do riser como indicado ao lado. Em cada um deles, observa-se valores médios de alta concentração, embora nas medições da base ocorra uma descontinuidade no aumento da concentração.

Em ambas alturas, grande parte dos pontos estão dispostos em baixas concentrações – aproximadamente 90% abaixo de  $C_p = 10$  –, sempre com alta velocidade. Altas concentrações, portanto, estão relacionadas a baixa velocidade, menos de  $u_p = 4m/s$ . Este comportamento assintótico é característico para risers de CFB tanto com baixa, quanto com alta densidade de sólidos (WANG et al., 2014). A Fig. 7.13 reforça as avaliações da seção 7.2.1, esclarece como os dados em  $h = 1m$  são mais dispersos e que para as duas velocidades superficiais, ocorrem pontos de alta concentração em qualquer altura do riser.

Em oposição aos dados, médios, avaliar os dados instantâneos informa a respeito do espalhamento de uma variável frente a outra. Nesse sentido, a Fig. 7.14 apresenta os valores de velocidade e diâmetro da partícula das 15.000 amostras<sup>1</sup> medidas na angulação  $\theta = 0^\circ$ , em  $r/D = 0$  e  $r/D = 0,47$ , para o caso  $U = 10m/s$  e  $\eta = 1,00$ .

---

<sup>1</sup>Três repetições de cada leitura, com 5.000 amostras cada.

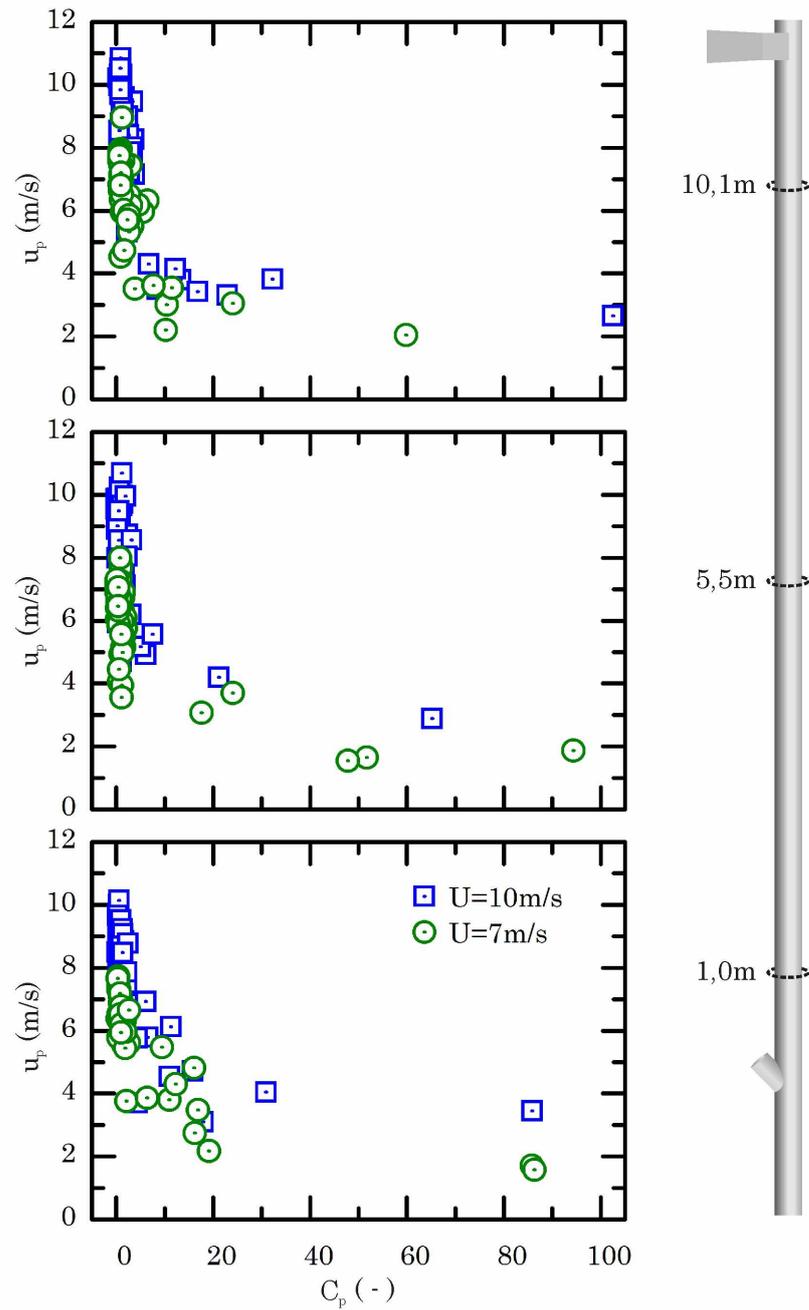


Figura 7.13: Relação entre a concentração normalizada média de partículas e sua velocidade axial média, para cada ponto de medição nas três alturas do riser da UPRC.

As nuvens de medições apresentadas na Fig. 7.14 mostram clara diferença entre os dados coletados no ponto central do riser ( $r/D = 0$ ) e no ponto mais próximo à parede, ( $r/D = 0,47$ ), além de como ocorrem diferentemente ao longo do riser. Embora a velocidade superficial do caso seja  $U = 7\text{m/s}$ , no centro do riser há grande número de

medições acima deste valor em  $h = 10,1m$ , evidenciando como as partículas são aceleradas nesta região e que isso ocorre para toda faixa de diâmetros. No ponto próximo à parede, as velocidades são menores e há movimento descendente de algumas partículas. Em relação às outras alturas um número significativo delas tem velocidade negativa em  $h = 1m$ , próxima à base, onde o escoamento da fase sólida está ainda sofrendo aceleração.

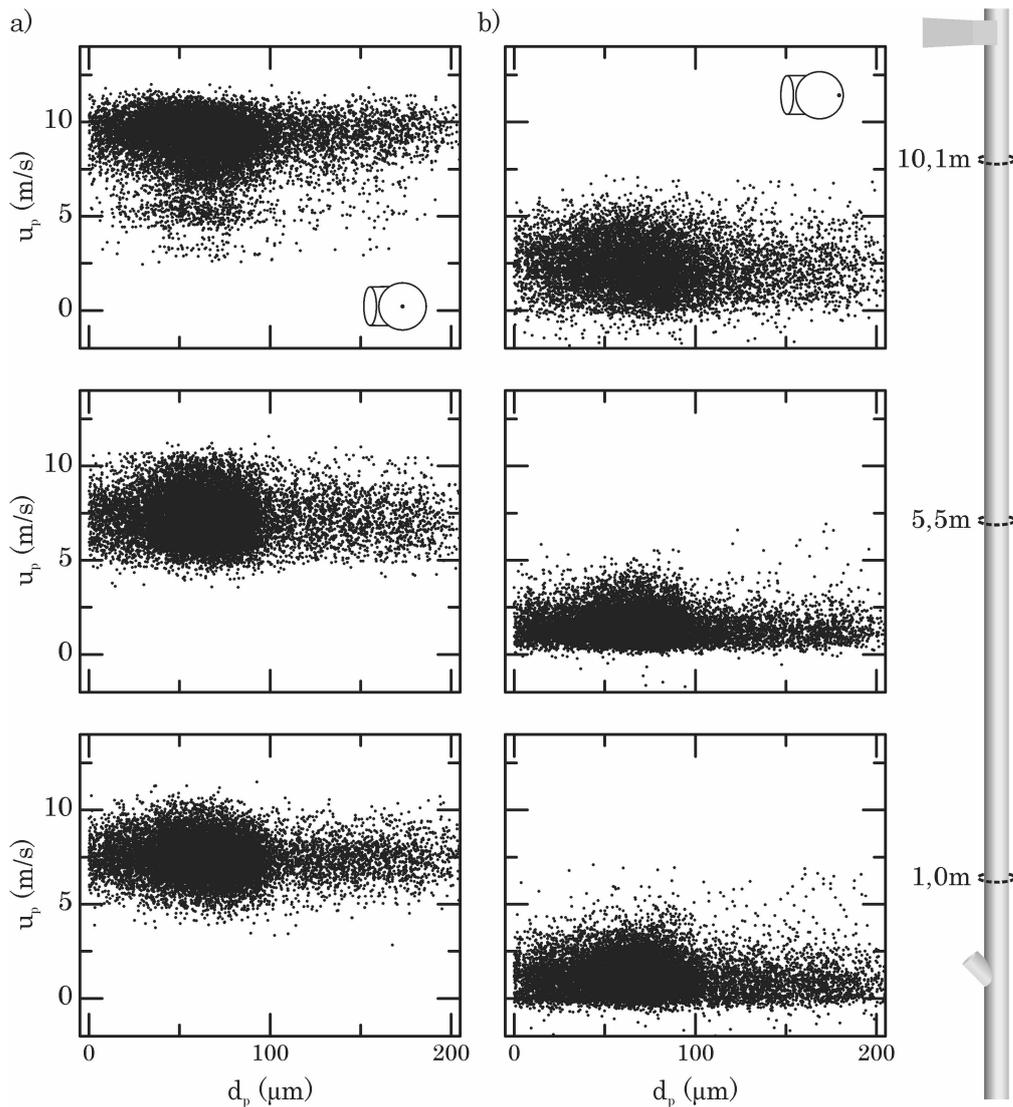


Figura 7.14: Dispersão entre o diâmetro ( $d_p$ ) e a velocidade da partícula ( $u_p$ ) de cada amostra, para o caso  $U = 7m/s$  e  $\eta = 1,00$  em  $\theta = 0^\circ$ : a)  $r/D = 0$  e b)  $r/D = 0,47$ .

Outra característica é a menor variação de velocidade das partículas maiores, acima de  $d_p = 100\mu m$ . Notadamente há maior densidade de medições na faixa de 25 a  $100\mu m$  nos dois pontos avaliados, também devido à natural distribuição de diâmetros apresentada

na Fig. 6.3; é maior a probabilidade de ocorrência das partículas nesta faixa, porém deve ser igualmente considerado o número de Stokes ( $St$ ) para cada diâmetro, apresentado resumidamente na Tab. 6.3. Vale resgatar neste ponto que partículas com  $St > 1$  tendem a ter sua trajetória pouco influenciada pelas estruturas turbulentas do fluido, embora ainda possa o ser pela colisão com outras partículas e com as paredes.

De fato, o número de Stokes para partículas com  $d_p = 72\mu m$  é  $St = 2,74$ , chegando a  $St = 21,17$  para  $d_p = 200\mu m$ , portanto espera-se que tenham um comportamento balístico. Ainda que a flutuação média de velocidade calculada seja aproximadamente  $u'_p = 1,0m/s$  na maior parte das seções transversais (ver Fig. 7.11) – porque a maior parte das leituras está nesta faixa –, nota-se na Fig. 7.14 que o espectro total de velocidades é até maior que  $5m/s$  para um mesmo diâmetro. É improvável que a causa de tamanha variação esteja apenas ligada ao arrasto gás-sólido e outras forças fluidodinâmicas, mesmo que a turbulência seja importante em escoamentos diluídos, porém também não se pode afirmar que se deve apenas a interações intrafase sólida.

Ao considerar os efeitos das forças de Saffman, Magnus e dispersão turbulenta<sup>2</sup>, pode-se supor que as partículas ascendam em trajetórias oscilatórias no sentido radial, também influenciadas pelas estruturas turbulentas e, sempre que transferir quantidade de movimento do sentido axial para o radial, a componente de velocidade axial deve reduzir; ao deixar de oscilar, a componente axial deve voltar a aumentar. Este efeito pode estimular colisões entre partículas e delas com as paredes, amplificando a força de Magnus. Dada a impossibilidade de mais profunda investigação do fenômeno, a contribuição de uma breve discussão será apresentada na seção 7.3.

Ressalta-se, novamente, que a quantificação destas influências por experimentação material é tarefa bastante complexa. Dado o estágio atual de desenvolvimento científico do tema, acredita-se que investigações neste nível são apenas incipientes. Além disso,

---

<sup>2</sup>A dispersão turbulenta pode não ser entendida como uma força particular, dependendo da abordagem matemática adotada para descrever o problema. Rigorosamente, assim como o arrasto, as outras duas também não são forças fundamentais da Natureza, mas efeitos da escala empregada. De fato, na presente tese, a dispersão turbulenta não é incluída diretamente na equação de movimento da partícula, porém o efeito é considerado devido à solução da equação de Lagevin para flutuação da velocidade da fase contínua.

Lucci, Ferrante e Elghobashi (2011) apontam que o número de Stokes pode não ser um parâmetro adequado para descrever as interações partícula-fluido quando o diâmetro da partícula é menor que a escala de Kolmogorov,  $d_p < \lambda_K$ . Como apresentou a Tab. 6.1, para as velocidades superficiais do gás investigadas na presente tese, obtém-se  $\lambda_{K,U=7m/s} = 2,28 \cdot 10^{-4}m$  e  $\lambda_{K,U=10m/s} = 3,44 \cdot 10^{-4}m$ , enquanto o maior diâmetro de partícula utilizado é  $d_p = 2,0 \cdot 10^{-4}m$ . Contudo, esta análise não visa refutar a utilização destes parâmetros como referências para previsão do comportamento das fases, porém indica, baseada nos resultados apresentados, que descrições simplificadas podem não representar a verdadeira fenomenologia do escoamento.

Os efeitos observados na Fig. 7.14 também o são na Fig. 7.15, que apresenta a dispersão de velocidade e diâmetro das partículas para o caso  $U = 10m/s$  e  $\eta = 1,00$ , nos locais de  $\theta = 0^\circ$ ,  $r/D = 0$  e  $r/D = 0,47$ . Similarmente, há grande variação nas leituras de velocidade, majoritariamente de partículas com  $d_p < 100\mu m$ . Neste caso, porém, nota-se redução desta variação no centro do riser desde a base em direção ao topo do riser: na leitura em  $h = 10,1m$ , os pontos estão mais concentrados em torno da velocidade média da fase. Nas leituras próximas à parede, por outro lado, a variação se mantém ao longo do riser e chega a ser de  $7,5m/s$ . Diferente do caso anterior, há poucas partículas com velocidade negativa, mesmo nas medições em  $h = 1,0m$ .

O estudo das Figuras 7.14 e 7.15 revela o quanto a velocidade das partículas está dispersa com relação aos seus diâmetros. Constata-se por esta avaliação das medições individuais de cada partícula, que a distribuição de velocidades é maior do que dá a entender a flutuação média, que isso ocorre para todos os diâmetros, porém menos para os maiores e que ocorrem partículas em movimento descendente. Estas observações auxiliam a investigação das estruturas de mesoescala, porém, dada a grande quantidade de dados, é impeditivo analisar daquela forma o quanto cada valor destas variáveis ocorre.

Para isso, apresenta-se nas Figuras 7.16 a 7.19, a ocorrência da velocidade e do diâmetro das partículas, no centro e no ponto próximo à parede do riser, para cada carregamento mássico e em cada altura de medição. No eixo das ordenadas, dispõe-se a

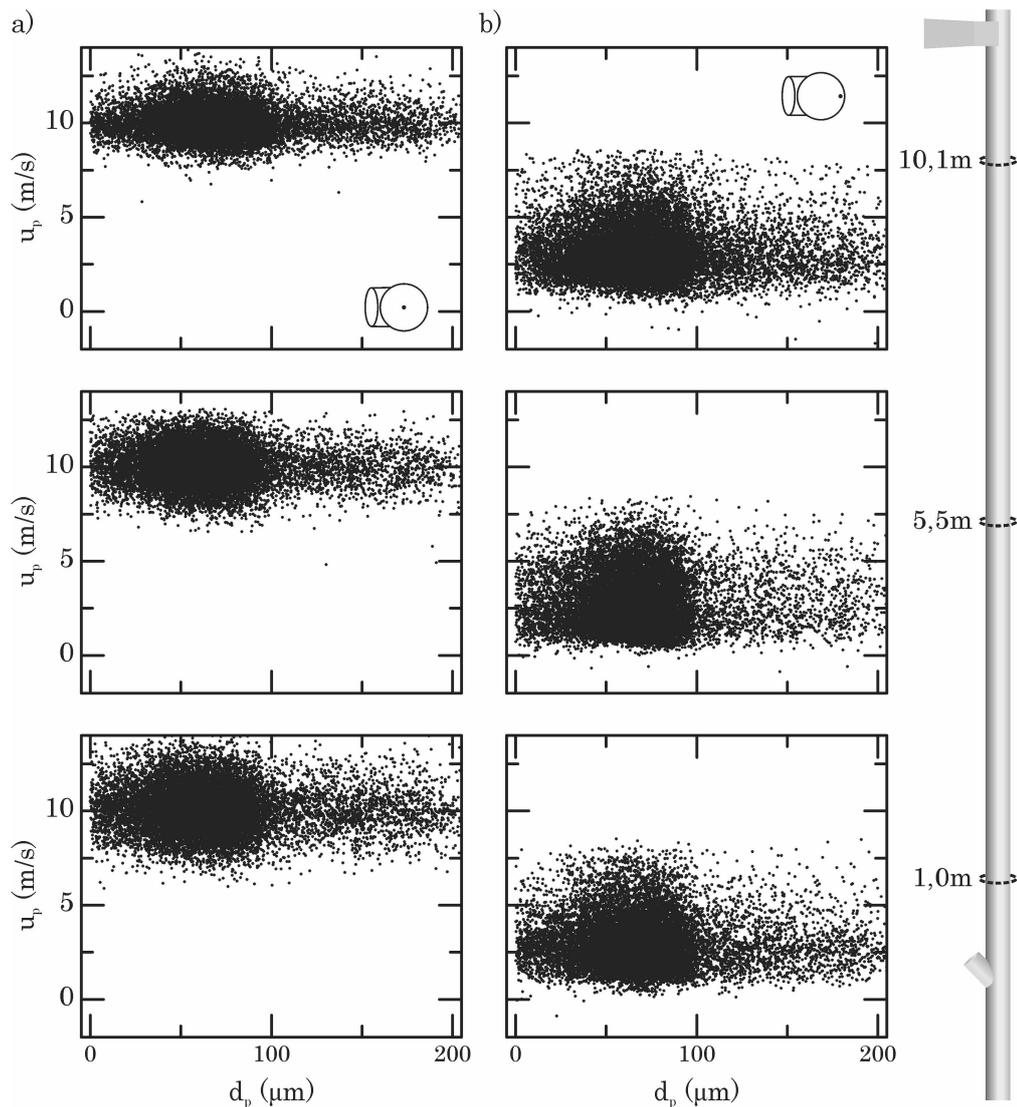


Figura 7.15: Dispersão entre o diâmetro ( $d_p$ ) e a velocidade da partícula ( $u_p$ ) de cada amostra, para o caso  $U = 10\text{m/s}$  e  $\eta = 1,00$  em  $\theta = 0^\circ$ : a)  $r/D = 0$  e b)  $r/D = 0,47$ .

contagem de partículas que ocorrem para o valor da variável analisada, entre as 15.000 amostras medidas naquele local. Esta contagem pode ser também compreendida como a frequência ou a probabilidade do valor ocorrer, posto que estas são apenas transformações sem alteração da magnitude do valor. Novamente, as colunas se referem aos carregamentos mássicos de partículas, enquanto as linhas, a cada altura no riser.

A distribuição de diâmetros é inicialmente analisada nas Figuras 7.16 e 7.17. Na maioria dos gráficos forma próxima à original da distribuição de diâmetros é mantida, ou seja, maior número de partículas entre  $40$  e  $80\mu\text{m}$ . No entanto, há modificações no sentido

de achatamento, ou curtose, e assimetria da distribuição. Em todos os casos das alturas  $h = 5,5m$  e  $h = 10,1m$  a maior ocorrência de  $d_p$  está na barra de  $60\mu m$ , ao passo que na altura  $1,0m$ , a frequência nas faixas de  $60$  e  $80\mu m$  é praticamente a mesma. Isso mostra que, nestes locais radiais e próximos à base do riser, há mais homogênea distribuição de partículas grandes e pequenas. Ao ascenderem pelo riser, inicia-se uma segregação de diâmetros e, como evidenciam as Figuras 7.7 e 7.8, a distribuição passa a ser menos achatada, terá maior curtose.

Ao avaliar apenas os casos com  $\eta = 1,00$ , nota-se maior achatamento em relação aos demais, especialmente quando  $U = 10m/s$ . Como na base do riser em que as partículas ainda devem manter significativas velocidades radial e azimutal e, assim, estarem colidindo mais, neste carregamento a probabilidade de colisão é maior, o que pode influenciar nesta distribuição. Especificamente na medição em  $r/D = 0,47$  e  $h = 10,1m$  para  $U = 7m/s$ , ocorre a distribuição com maior alargamento, com significativa presença de partículas grandes. Diferentemente dos casos com menor carregamento nesta velocidade superficial, em que observa-se maior ocorrência de partículas pequenas nesta posição devido à recirculação promovida pela saída em T (ver seção 7.1) – o que sugere que as partículas maiores são primeiramente ejetadas do riser –, no maior carregamento há acúmulo de partículas maiores, sugerindo outro mecanismo de ejeção das partículas do riser: as menores é que são primeiramente ejetadas.

Outra característica que pode ser percebida é a diferença entre a distribuição em  $h = 5,5m$  e as outras duas medições no riser da UPRC. Nesta altura, a distribuição é mais estreita em torno de  $60\mu m$  no centro do riser e permanece com maior magnitude frente às demais medições no ponto próximo à parede. Sistemáticamente, é pequena a frequência de partículas grandes nesta região do riser, sugerindo que as estruturas de mesoescala em forma de estrias verticais são constituídas principalmente de partículas médias e pequenas, enquanto as maiores são rapidamente transportadas através desta altura intermediária do riser, já que são menos frequentes.

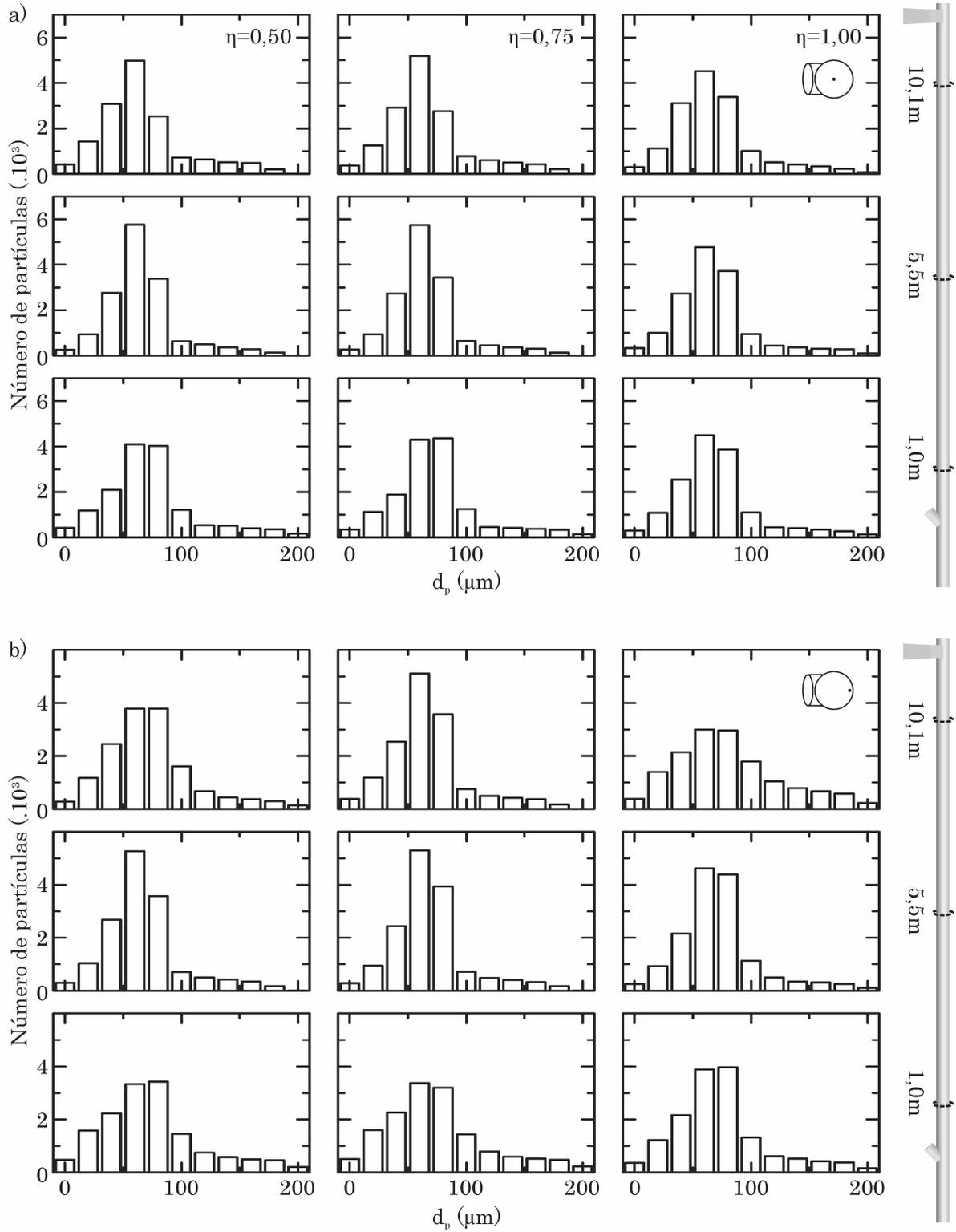


Figura 7.16: Ocorrência do diâmetro das partículas ( $d_p$ ), para os casos com  $U = 7\text{m/s}$ , em  $\theta = 0^\circ$ : a)  $r/D = 0$  e b)  $r/D = 0,47$ .

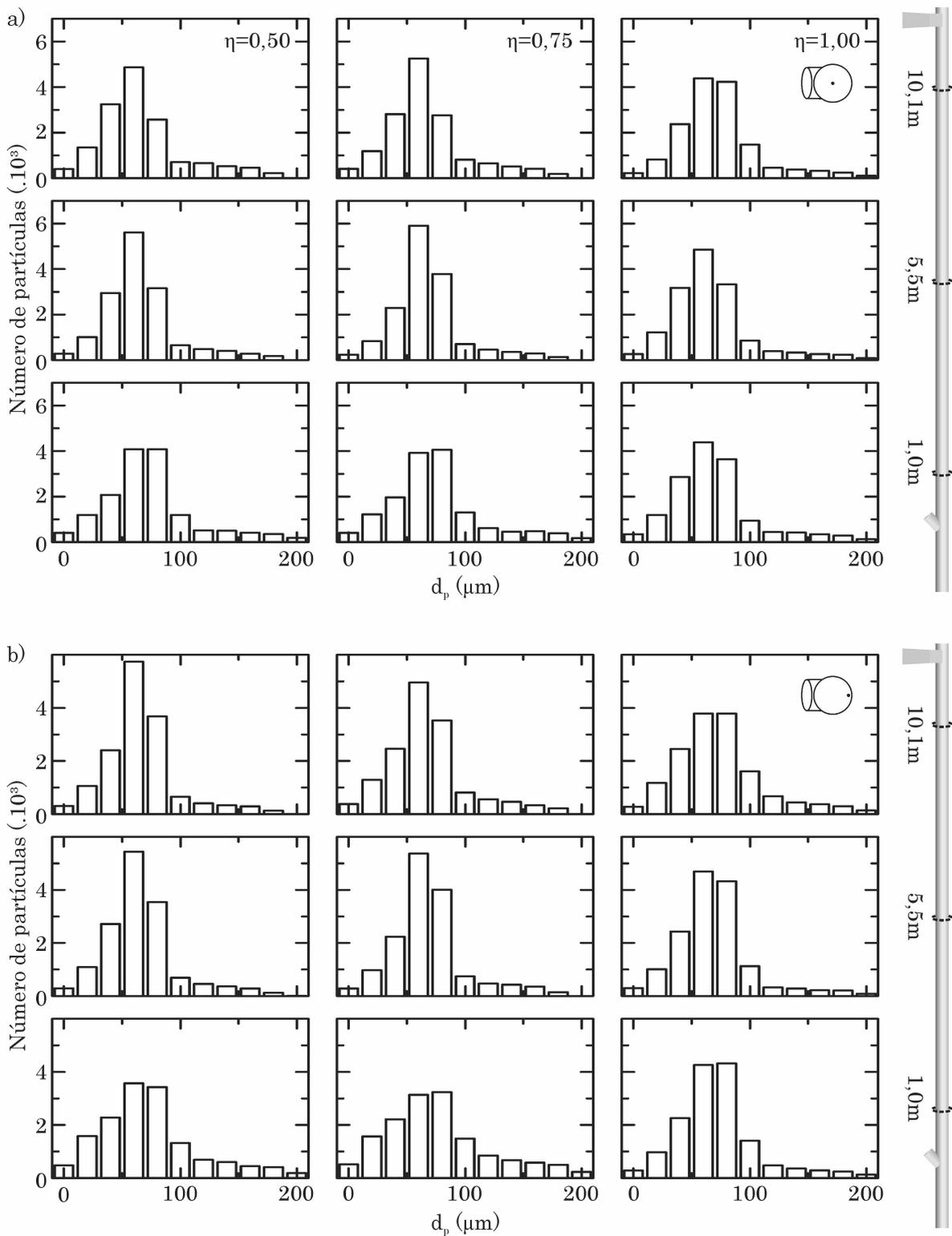


Figura 7.17: Ocorrência do diâmetro das partículas ( $d_p$ ), para os casos com  $U = 10\text{m/s}$ , em  $\theta = 0^\circ$ : a)  $r/D = 0$  e b)  $r/D = 0,47$ .

Além da análise de frequência de ocorrência para os diâmetros das partículas, pode-se fazê-la para a velocidade das mesmas. Desta forma, as Figuras 7.18 e 7.19 apresentam a distribuição de velocidades para os três carregamentos e  $U = 7m/s$  e  $U = 10m/s$ , respectivamente, em  $\theta = 0^\circ$ ,  $r/D = 0$  e  $r/D = 0,47$ . No centro do riser as distribuições são majoritariamente simétricas, ou seja, há pouco ou nenhum desvio de flutuação para mais ou para menos, exceto em  $\eta = 1,00$ ,  $U = 7m/s$  e  $h = 10,1m$ , algo já constatado na Fig. 7.14.

Nas leituras realizadas no ponto próximo à parede, entretanto, nota-se principalmente desvios para maior velocidade fazendo distribuições assimétricas. Este comportamento é natural em escoamentos ascendentes e também colabora na compreensão das estruturas de mesoescala: pode ser resultante do efeito cascata de concentração já relatado. Intermitentemente em variadas posições, as partículas geram regiões de maior concentração que podem ser constatadas visualmente; sempre que isso ocorre, é esperado que sua velocidade reduza devido ao efeito sobre o gás – tanto por maior transferência de quantidade de movimento, quanto por redução da porosidade e conseqüente menor facilidade de arraste –, mas deve voltar a aumentar pela resposta da fase contínua, dissipando assim a região de momentânea maior concentração e acelerando as partículas. A região onde isso mais ocorre é próxima à saída do riser, precisamente onde a frequência de maiores velocidades aumenta, como percebe-se nas Figuras 7.18 e 7.19.

As distribuições de velocidade em  $r/D = 0,47$  também têm maior amplitude, por isso são mais achatadas, o que evidencia as maiores flutuações médias. Na altura intermediária do riser, a distribuição se desloca para maiores velocidades e volta a reduzir quando as partículas se aproximam do topo, devido aos efeitos de saída. Nesta última região, a frequência de ocorrência de velocidade no centro do riser é sempre ligeiramente maior que a velocidade superficial do gás. Por outro lado, na base, as distribuições são deslocadas para velocidades menores, esclarecendo a aceleração das partículas ao longo do riser. A exceção do caso  $\eta = 1,00$  e  $U = 10m/s$ , já constatada por outros meios, novamente observa-se aqui distribuições simétricas em torno da velocidade superficial do gás nas três alturas.

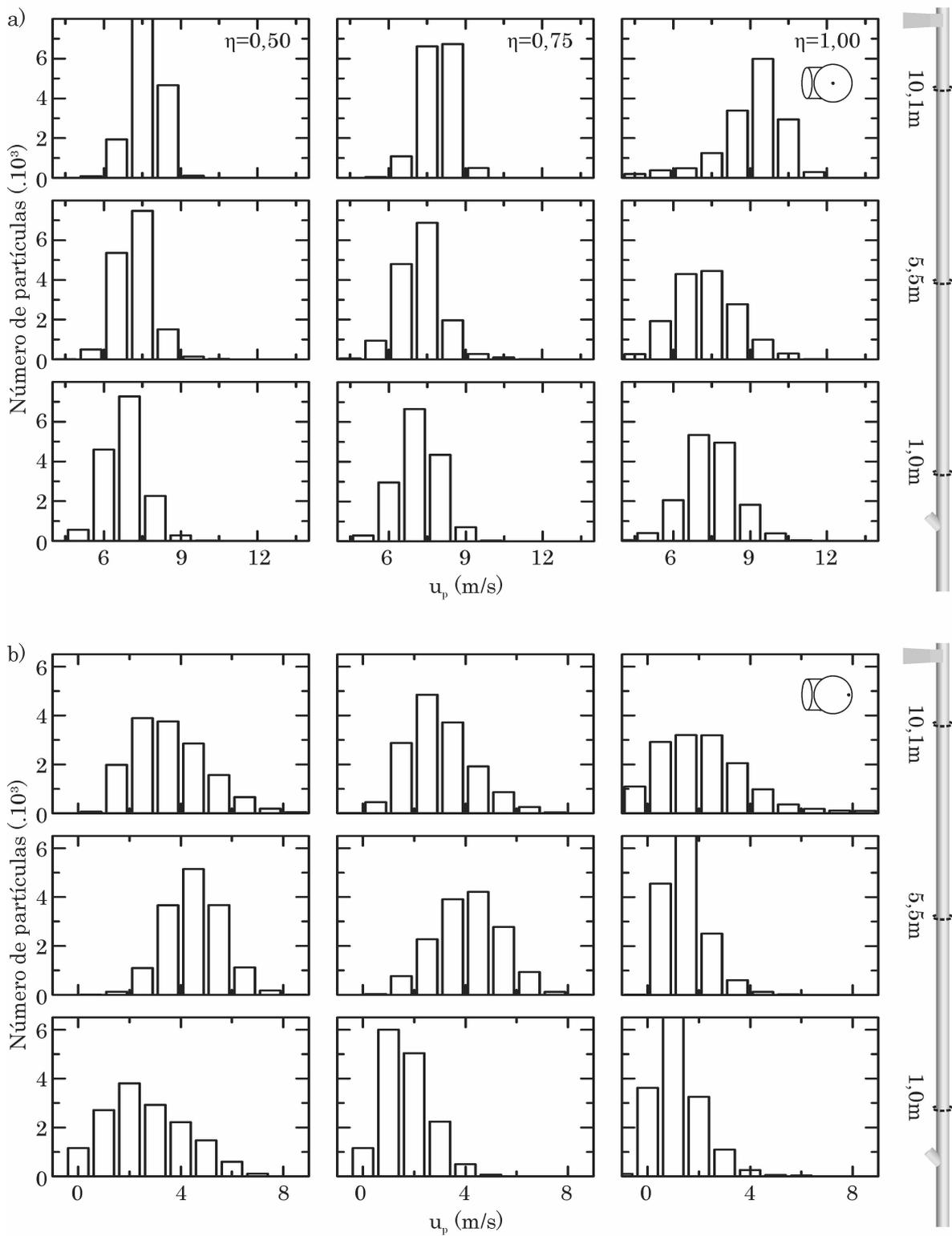


Figura 7.18: Ocorrência da velocidade axial das partículas ( $u_p$ ), para os casos com  $U = 7m/s$ , em  $\theta = 0^\circ$ : a)  $r/D = 0$  e b)  $r/D = 0,47$ .

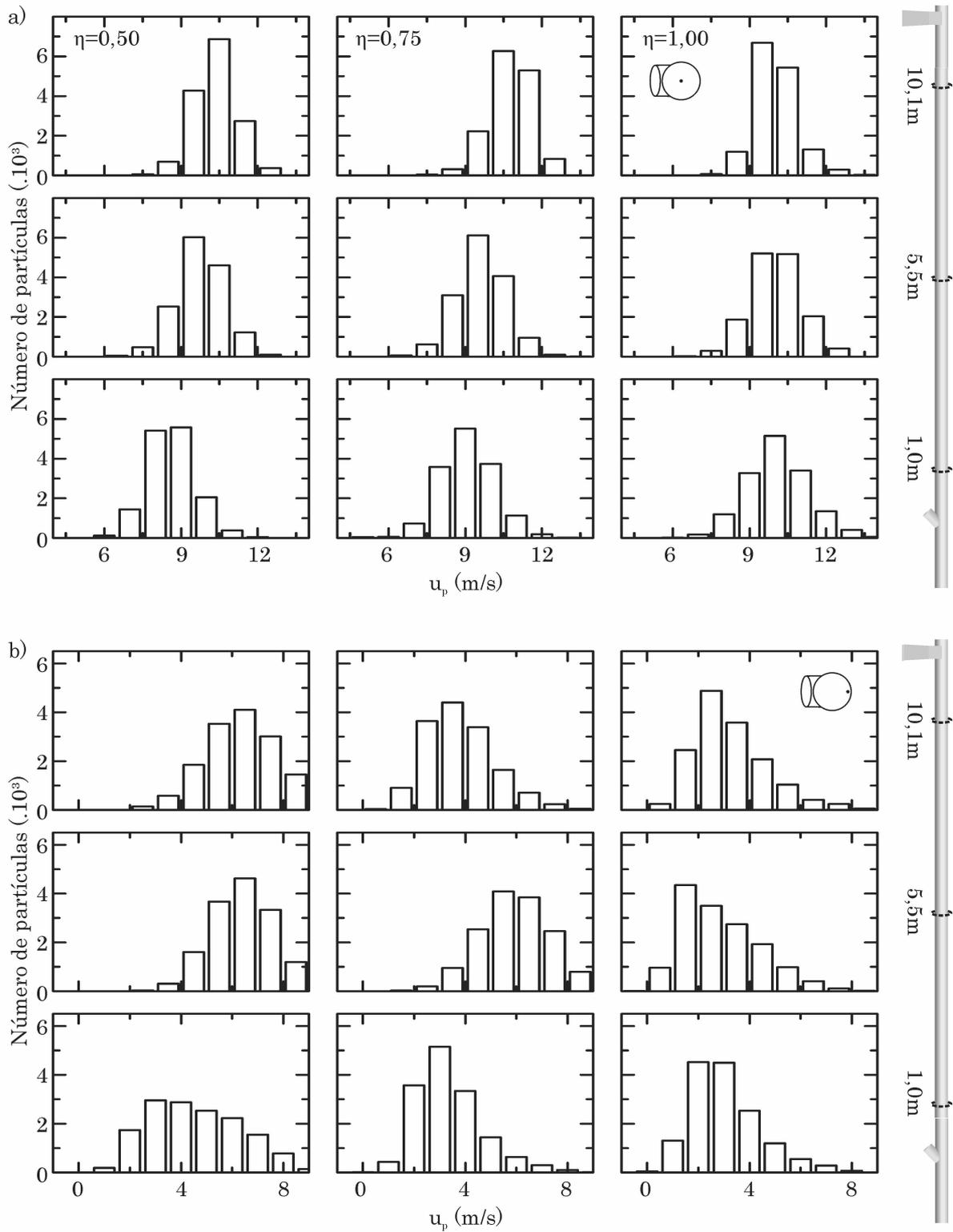


Figura 7.19: Ocorrência da velocidade axial das partículas ( $u_p$ ), para os casos com  $U = 10\text{m/s}$ , em  $\theta = 0^\circ$ : a)  $r/D = 0$  e b)  $r/D = 0,47$ .

Os estudos feitos nesta seção apresentaram como se relacionam a concentração, o diâmetro e a velocidade das partículas medidas nas três regiões do riser da UPRC e em cada condição operacional. A ligação entre alta concentração e baixa velocidade foi evidenciada, assim como um inesperado amplo espectro de velocidades. Explicações fenomenológicas foram sugeridas para alguns dos efeitos encontrados e comportamentos de desenvolvimento axial também foram verificados. Estes últimos são assunto da próxima seção.

### 7.2.3 *Desenvolvimento axial do escoamento particulado*

A utilização de perfis axiais para descrever a dinâmica de risers de leitos fluidizados circulantes é bastante comum, posto que descreve-se assim as variações de propriedades desde a base, onde ocorre alimentação de partículas, até o topo, onde são ejetadas do equipamento. Há padrões bem definidos na literatura (SHAH et al., 2016; MONAZAM; BREAUULT; SHADLE, 2016; HENSLER et al., 2016) para variáveis como a velocidade e fração média de partículas, além da pressão do gás.

Nesse sentido, as Figuras 7.20 e 7.21 apresentam médias dos dados que compõem as medições na seção transversal de cada altura do riser. Apesar dos comportamentos evidenciados nos planos das Figuras 7.5 a 7.12, em que observou-se acentuada segregação da distribuição de partículas impactando sobre outras propriedades, a análise destes conjuntos médios auxilia na compreensão do escoamento das partículas em macroescala.

A distribuição de diâmetros das partículas axialmente no riser é vista na Fig. 7.20 a) através do diâmetro médio de Sauter,  $d_{p,32}$ . Notavelmente, ocorre uma redução do diâmetro médio da distribuição na altura média  $h = 5,5m$ , em relação à base e ao topo do riser. A variação é similar para todos os casos: na região de alimentação de sólidos, acumulam-se partículas com maiores diâmetros; na região de desenvolvimento, são mais frequentes as partículas menores; e na região de saída, novamente acumulam-se partículas grandes. Na primeira região, dada seu maior peso, as partículas grandes levam mais tempo para serem aceleradas e ascenderem pelo riser, por isso estão mais presentes nesta altura; em seguida, sua inércia faz com que cruzem rapidamente a segunda região, fazendo com

que as partículas mais influenciadas pelo fluido, as menores, sejam mais frequentes nesta altura; por fim, dados os efeitos de saída, as partículas grandes voltam a ser retidas.

Este efeito é mais proeminente nos casos com menor carregamento, em que obtém-se aproximadamente  $d_{p,32} = 110\mu m$  na base, reduzindo para  $d_{p,32} = 95\mu m$  na altura média e aumentando para  $d_{p,32} = 102\mu m$  próximo à saída. Estas diferenças podem parecer de pequena magnitude, porém destaca-se que o cálculo do diâmetro de Sauter atenua a variação da distribuição.

A concentração média nas seções também pode ser avaliada por este prisma, como apresenta a Fig. 7.20 b). É natural a maior concentração de partículas na região próxima à sua alimentação, um comportamento observado nos casos de menor carregamento e bem caracterizado na literatura especializada (SHI et al., 2015; SHAH et al., 2016), embora possa ocorrer variações devido a condições geométricas e operacionais.

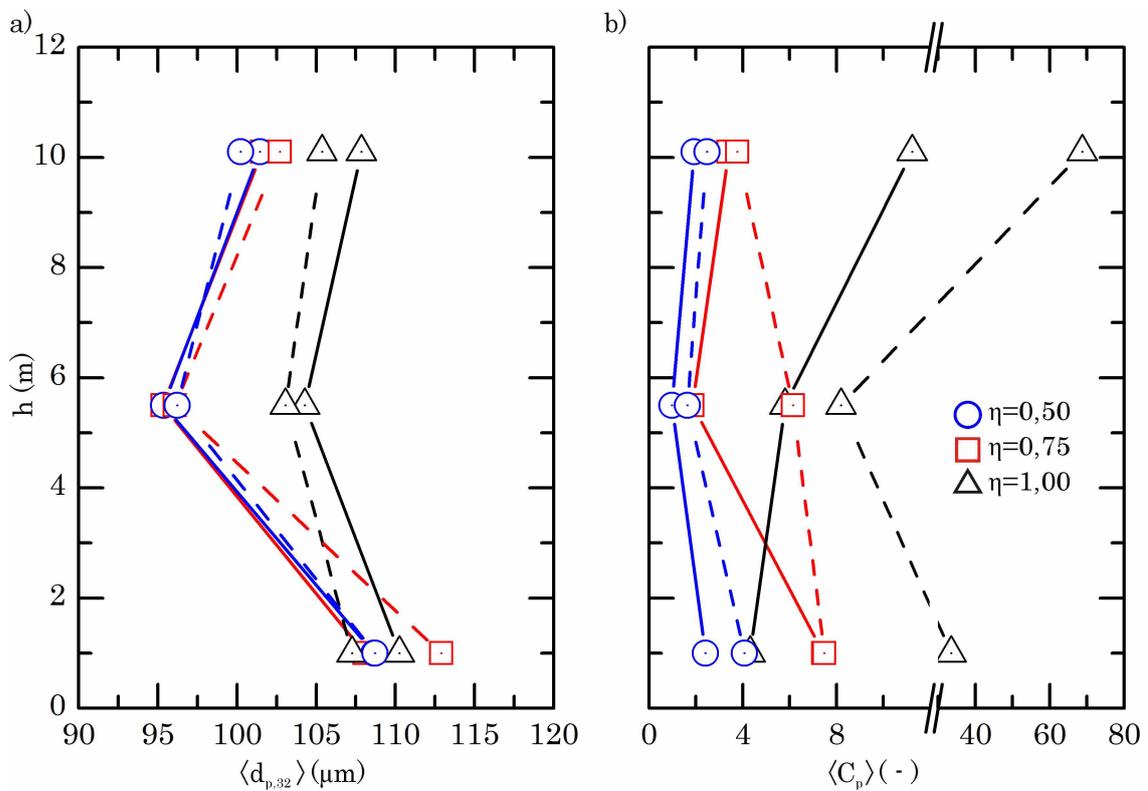


Figura 7.20: Desenvolvimento axial das médias do a) diâmetro médio de Sauter  $\langle d_{p,32} \rangle$  e b) da concentração normalizada de partículas  $\langle C_p \rangle$ . Casos: (—)  $U = 7m/s$  e (- -)  $U = 10m/s$ .

Para os casos com  $\eta = 1,00$ , as concentrações médias em  $h = 1,0m$  e  $h = 10,1m$  são significativamente influenciadas pelos poucos pontos com muito alta concentração. Isso, aliado à baixa resolução espacial faz com que os perfis axiais deste carregamento fujam do intervalo natural de valores. Por fim, a velocidade e sua flutuação médias são apresentadas na Fig. 7.21.

Sabendo que a alimentação de partículas é feita logo abaixo do início do riser e que, nesta posição, as partículas devem ascender a partir de velocidade axial nula, pode-se supor que os perfis de velocidade axial se aproximem mais de valores menores nos locais abaixo de  $h = 1,0m$ . Desta altura adiante, o comportamento geral das partículas é de aceleração, aumentando a velocidade da fase, o que também é relatado na literatura. A flutuação média mais uma vez evidencia que as regiões de alimentação e saída são as mais instáveis para a fase sólida.

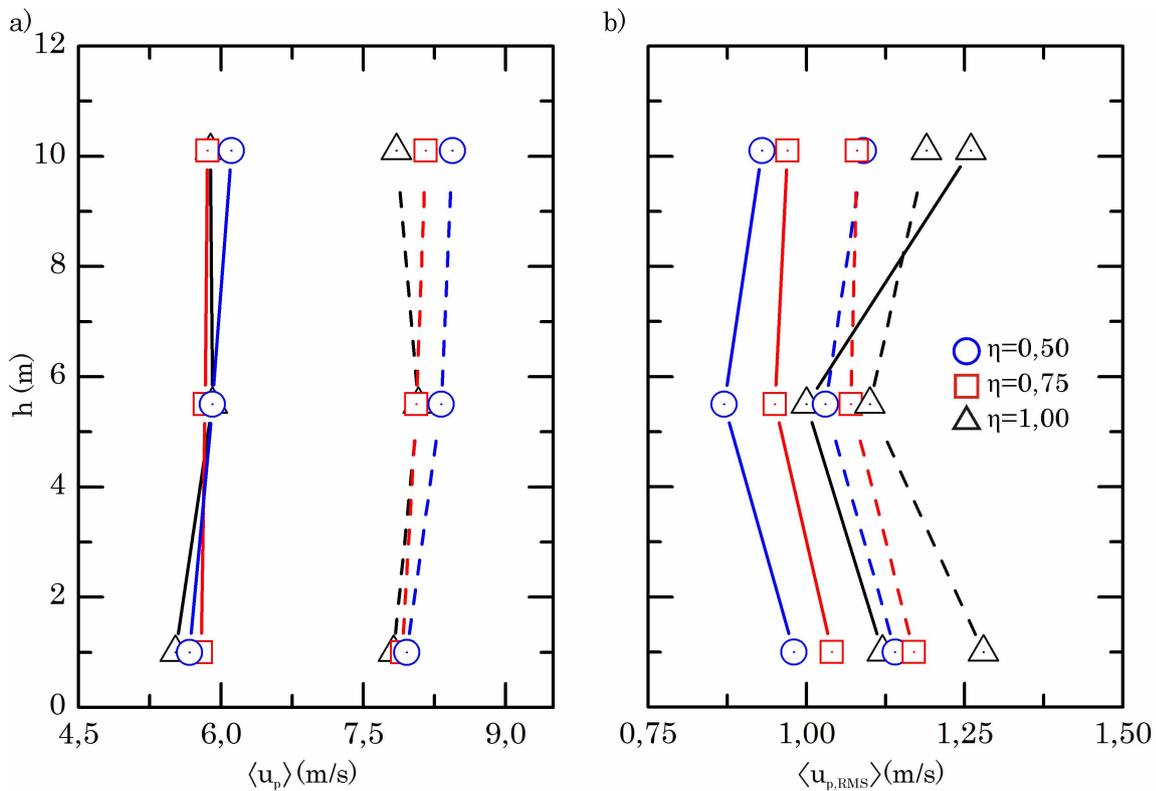


Figura 7.21: Desenvolvimento axial das médias da a) velocidade axial  $\langle u_p \rangle$  e b) da flutuação de velocidade das partículas  $\langle u'_p \rangle$ . Casos: (—)  $U = 7m/s$  e (- -)  $U = 10m/s$ .

Há um processo de estabilização do escoamento conforme se desenvolve pelo riser, até sofrer influência da saída em T. Na base e na altura intermediária, as flutuações são maiores quanto maior for o carregamento, indicando que para o intervalo de fluxos aqui investigado ( $G_S = 4kg_p/m^2s$  a  $G_S = 12kg_p/m^2s$ ), o escoamento se torna mais instável conforme há mais partículas sendo transportadas. É esperado que esse comportamento não se estenda indefinidamente, uma vez que escoamentos ascendentes gás-sólido concentrados promovem forte atenuação da turbulência e são transportados como empacotados. Evidentemente, maior resolução de medições ao longo do riser forneceria mais informações a respeito da dinâmica das partículas, com o que estes mecanismos seriam melhor compreendidos.

Os resultados de experimentação física apresentados até aqui forneceram importante conjunto de informações a respeito da dinâmica das partículas em um riser de CFB, tal que estruturas de macroescala foram identificadas e descritas por diferentes meios, assim como estruturas de mesoescala, que junto à primeira constituem o escoamento sob investigação na presente tese. Enquanto a aplicação da Anemometria por Efeito Doppler permitiu a mensuração da concentração, distribuição de diâmetros e velocidade das partículas em alta frequência, a dimensão de escala piloto da UPRC dificulta por ora uma investigação ainda mais profunda, que revelasse comportamentos sutis do escoamento, onde devem ocorrer as estruturas de microescala. Para ampliar a discussão e analisar efeitos que não puderam ser reconhecidos até aqui, a seção seguinte apresenta estudos de simulação computacional do escoamento.

### **7.3 Experimentos numéricos: principais resultados**

Simulações de fluidodinâmica computacional tridimensionais e transientes têm capacidade para representar os escoamentos multifásicos com avançado nível de detalhamento, o que lhes confere lugar de destaque na investigação científica da área, bem como têm sido primordiais em atividades de engenharia como o aumento de escala de processos. Por esse caráter especial, que abrange desde estudos de fenômenos fundamentais no domínio

do contínuo até previsões climáticas na atmosfera da Terra, a solução das equações para o movimento dos fluidos contribui sobremaneira em análises que requerem levantamento de informações muito difíceis de serem obtidas por sondas materiais.

Assim, conhecida a motivação do presente trabalho, sugeriu-se no capítulo 3 uma modelagem matemática do escoamento gás-sólido em riser de CFB baseada na abordagem euleriana-lagrangeana: a fase contínua é representada pelas equações URANS e a discreta, por equações de posição, de variação da quantidade de movimento linear e de angular, para cada partícula computacional. Estas duas últimas são compostas pelas forças de arrasto, peso, empuxo, de Saffman, de Magnus e pelo torque, todas adaptadas para escoamentos turbulentos. Além disso, considera-se os acoplamentos de duas e quatro-vias, ou seja, a influência que as partículas praticam sobre o gás e as colisões entre elas, respectivamente. Ao colidirem com as paredes do riser, elas também experimentam o efeito da rugosidade do material da parede. Indiretamente, são impactadas pelas flutuações de velocidade do gás naturais da turbulência, calculadas pela equação estocástica de Langevin, o que pode ser aproximado aos efeitos da turboforese e dispersão turbulenta.

Portanto, a solução do modelo matemático proposto é o segundo pilar no qual a presente tese se sustenta. Propõe-se que estes experimentos numéricos complementem e sejam complementados pelos experimentos físicos descritos na seção 7.2. Para tanto, as seções seguintes apresentam a solução do modelo para os estudos de caso propostos no capítulo 6, sua análise e validação frente às medições realizadas na UPRC.

### 7.3.1 *A condição de alimentação das partículas*

No escoamento gás-sólido em risers de CFB é natural ocorrer locais de muito alta concentração de partículas e também outros em que a fase discreta está bastante dispersa. Embora estes equipamentos tenham geometria relativamente simples, mudanças de sentido e direção do escoamento geram comportamentos complexos de serem matematicamente representados.

Se uma saída em forma de T for utilizada, como o é na UPRC, é natural o acúmulo de partículas acima da altura de saída até o topo do riser que, sendo fechado, causa re-

circulação do escoamento; nesta posição, portanto, haverá maior acúmulo de partículas e colisões entre elas. Ao longo do riser, se a condição de carregamento não for de alta concentração, as partículas encontram-se mais distribuídas axial e radialmente, ascendem sem gerar grandes estruturas porém, ainda assim, há movimentos importantes que constituem a transição entre a região de alimentação e saída. Nesta região mais baixa do riser onde ocorre a alimentação de partículas, portanto, o escoamento de gás recebe a fase sólida e inicia sua aceleração para o transporte ascendente.

De fato, a forma construtiva da alimentação de partículas por variar, especialmente quanto ao ângulo em relação ao eixo do riser. Alimentações horizontais, que formam  $90^\circ$  com o riser, usualmente requerem utilização de uma segunda fonte de gás para arrastar as partículas. Outras formas são alimentações com inclinação maior que o ângulo de repouso das partículas, tal que elas deslizem pela tubulação devido à ação da gravidade até chegarem ao riser; estas formas também podem ser aeradas quando da utilização de alta carga de sólidos. Especificamente na UPRC, conforme descrito no capítulo 5, a tubulação de alimentação de partículas está angulada em  $45^\circ$  com o eixo do riser e não contém inserção de gás secundário.

Assim, as partículas deslizam concentradas na base do duto formando um escoamento granular, após serem liberadas pela válvula rotativa que define o carregamento mássico realizado. Entre a dosagem da válvula e a tubulação angulada as partículas estão em queda livre e, para o diâmetro médio de Sauter da distribuição utilizada, têm velocidade terminal próxima de  $u_{p,term} = 0,3m/s$ . Desta forma, ao impactarem no duto inclinado que as levará até o riser, devem ter parte de sua quantidade de movimento transferida até se conformarem na base do duto e seguirem deslizando. Posto que este comportamento não pôde ser medido por experimentação física na UPRC e considerando o exposto na seção 6.2, a Fig. 7.22 apresenta uma solução numérica do modelo matemático proposto e que ilustra o comportamento constatado visualmente na UPRC.

Na Fig. 7.22 a), nota-se o campo de concentração de partículas  $C_p$  e algumas partículas computacionais – fora de escala – coloridas segundo seu vetor velocidade, que representam simplificadaamente a totalidade resolvida, na região da base do riser. Quando

chegam ao riser, as partículas cruzam o escoamento e alcançam a parede oposta à alimentação, a partir de onde sua grande maioria ascende. Algumas partículas são carregadas pelo gás durante este trajeto, porém para as condições operacionais experimentadas, majoritariamente o conjunto de partículas alcança a parede oposta, conforme constatações visuais na UPRC. A transição do movimento descendente para ascendente pode ser visualizada na Fig. 7.22 b), que apresenta o campo de velocidade axial da fase sólida e evidencia a velocidades negativas no duto de alimentação, que passam a positivas no riser, além do caminho médio percorrido pelas partículas evidenciado pelas linhas de corrente da velocidade média.

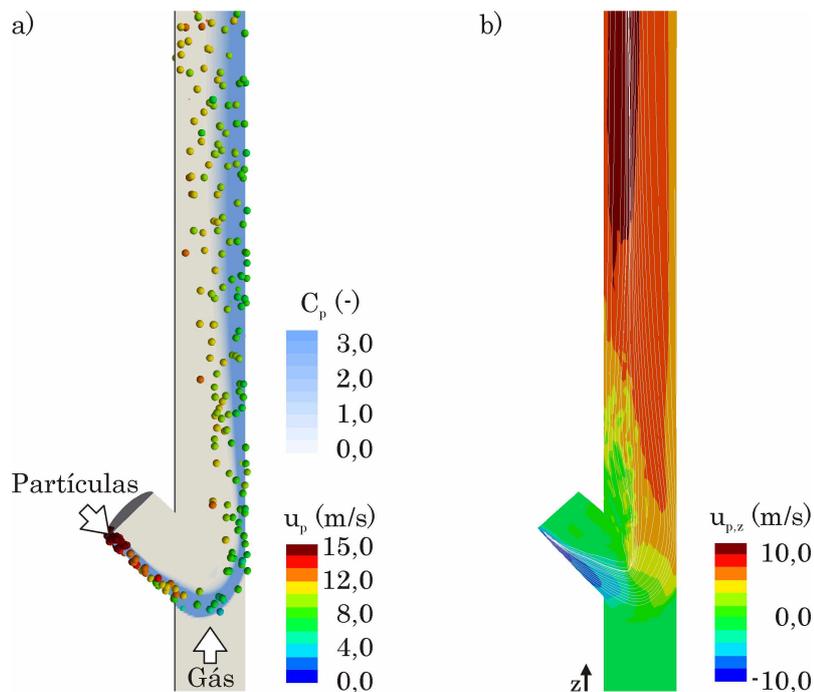


Figura 7.22: Efeito da alimentação de sólidos na simulação computacional, para o caso  $U = 10\text{m/s}$  e  $\eta = 1,00$ : a) concentração e vetor velocidade das partículas; b) velocidade axial e linhas de corrente aplicadas sobre o campo de velocidade das partículas.

Este comportamento de escoamento granular no duto de alimentação das partículas se mantém parcialmente quando chegam ao riser e encontram o escoamento ascendente do gás, fazendo com que a fase sólida tenha quantidade de movimento suficiente para invadir o riser e cruzar o escoamento da fase contínua. Por estarem muito próximas umas das

outras, as partículas formam um leito que escoam com baixa porosidade, através do qual o gás tem dificuldade de penetrar e carregar as partículas. Este efeito gera uma proteção do escoamento granular, fazendo com que as partículas no centro dele possam avançar maior distância no riser, enquanto as partículas que estão na periferia são arrastadas antes. Pode-se compreender esta dinâmica fazendo analogia ao comportamento de um cardume de peixes que se defende de um predador: os que estão no centro são protegidos, enquanto os que estão nos limites do cardume podem ser mais facilmente capturados. A Fig. 7.23 apresenta uma idealização deste fenômeno, mostrando em duas vistas que o gás preferencialmente contorna o leito de partículas, posto que é necessária maior energia para cruzá-lo, facilitando a invasão do escoamento granular no riser. A este efeito de proteção das partículas periféricas sobre as centrais, convencionou-se aqui chamar *efeito cardume*.

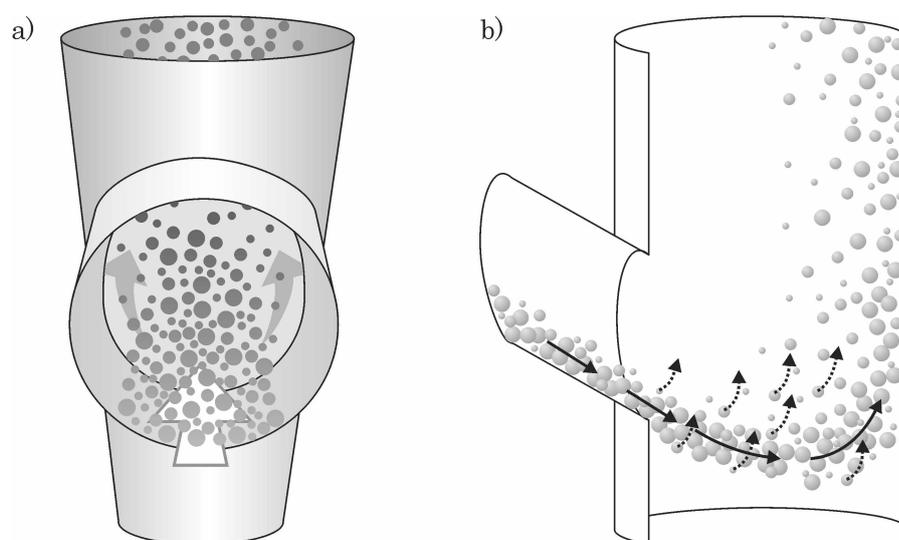


Figura 7.23: Idealização do efeito de escoamento granular em uma situação física: a) vista a partir do duto de alimentação e b) vista lateral.

A partir da descrição deste fenômeno, justifica-se a utilização nas simulações computacionais da velocidade de alimentação de partículas citada na seção 6.2.1,  $u_{p,in} = 15m/s$ . Dada a impossibilidade de medição física da velocidade do escoamento granular no duto de alimentação de partículas, a escolha natural deste valor é a velocidade terminal. Sabe-se que na queda livre desde a válvula rotativa as partículas não estão isoladas e o mesmo

efeito de escoamento em leito com baixa porosidade e, portanto, proteção entre partículas pode fazer com que de fato alcancem velocidade maior que a terminal, uma vez que a resistência frente ao gás é menor. Por outro lado, ocorrem colisões com paredes e com o duto inclinado, onde passam a deslizar até o riser e onde também ocorre recirculação de gás proveniente do escoamento no riser. A quantificação rigorosa da velocidade com que as partículas chegam ao riser é, desta forma, complexa.

Simulações computacionais seguindo a modelagem proposta no presente trabalho foram realizadas para a queda das partículas desde a válvula rotativa até o riser, ou seja, o trecho de tubulação vertical e em seguida inclinado, para quantificar a velocidade das partículas no final do percurso. Os resultados, não apresentados aqui, mostraram que as partículas alcançaram a velocidade terminal na queda  $u_{p,term} \approx 0,3m/s$ , mantendo-a no deslizamento. Este valor, portanto, foi testado na geometria simplificada do riser da UPRC, conforme descrito na seção 6.2.1.

O resultado observado foi a imediata ascensão das partículas assim que chegassem ao riser, como apresenta simplificada a Fig. 7.24 a). Desta forma, as partículas se concentram na mesma metade do riser referente à alimentação, fenômeno não observado nas constatações visuais da UPRC. A velocidade inicial das partículas foi elevada, portanto, até que o comportamento observado visualmente – partículas alcançarem a parede oposta à alimentação – fosse reproduzido. A Fig. 7.24 b) demonstra simplificada o resultado encontrado quando da utilização de  $u_{p,in} = 15,0m/s$ .

Considera-se pouco provável que a velocidade das partículas ao chegarem no riser seja esta última. Por outro lado, também é improvável que seja a velocidade terminal, dado o efeito de leito descendente no percurso vertical, que deve escoar com velocidade maior que a terminal de uma partícula isolada. Assim, mesmo que a velocidade real das partículas seja uma entre as duas citadas, a solução do modelo não resultará no comportamento observado na UPRC.

A causa desta inabilidade é a abordagem adotada para descrever o movimento das partículas. Utiliza-se no modelo proposto a abordagem lagrangeana de força pontual,

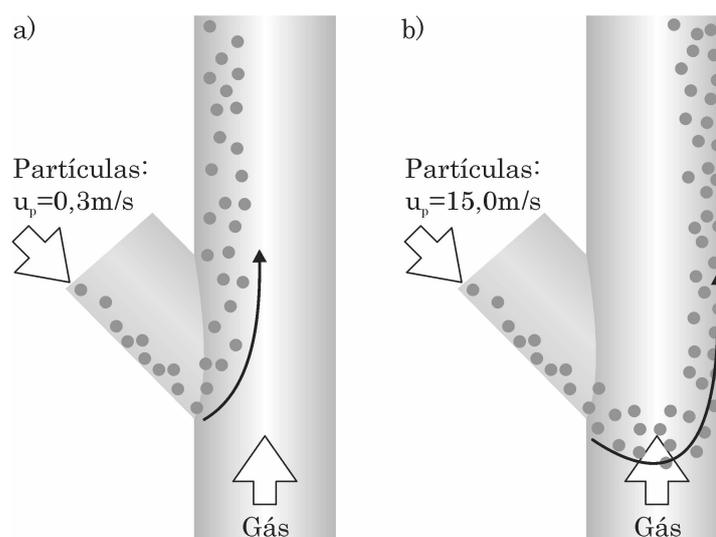


Figura 7.24: Diferenças na condição inicial para a fase sólida: utilização a) da velocidade terminal de uma partícula média e b) de velocidade suficiente para reproduzir o comportamento real.

ou seja, as partículas não têm sua superfície resolvida, suas propriedades físicas estão concentradas em um ponto discreto que efetivamente não ocupa volume no domínio de escoamento e as forças de campo e fluidodinâmicas são aplicadas sobre esta entidade discreta. Tal abordagem é bastante adequada para uma série de escoamentos gás-sólido e permite de fato a avaliação de diversas forças. Dada a desconsideração da fração volumétrica relativa à presença da fase sólida como uma hipótese simplificadora adotada, o escoamento granular e o efeito cardume propriamente não podem ser representados. Para equivaler os efeitos de proteção do efeito cardume que permite a fase sólida invadir o riser e alcançar a parede oposta mesmo com menores velocidades, utilizou-se da velocidade inicial  $u_{p,in} = 15 \text{ m/s}$  como uma condição sintética para as simulações computacionais.

A dinâmica das partículas no riser da UPRC, portanto, será avaliada considerando esta condição que, devido à mudança de sentido descendente para ascendente assim que alimentadas no riser, deve ter pouco impacto nas análises distantes desta altura. Com isso posto, passa-se à avaliação do modelo matemático proposto quanto à acurácia de sua solução numérica e à influência de propriedades e forças sobre a dinâmica das partículas.

### 7.3.2 Testes de sensibilidade dos métodos numéricos e modelos matemáticos

A complexidade da modelagem matemática tridimensional e transiente dos escoamentos multifásicos exige avaliações cuidadosas dos métodos empregados e criteriosos testes para isolar influências de modelos que complementam a estrutura matemática proposta para descrever o problema sob análise. Nesse sentido, as seções seguintes apresentam breves discussões a respeito de diferentes aspectos do modelo matemático.

Variações sobre um modelo-base foram realizadas para cada teste, portanto. O modelo matemático base é constituído por todas as forças citadas acima atuando sobre as partículas computacionais, com desvio padrão do ângulo de rugosidade da parede  $\Delta\gamma = 1,5^\circ$ , modelo de turbulência k- $\epsilon$  duas-camadas, quatro-vias e resolvido sobre malha com 718.816 nós.

#### *Verificação da discretização espacial do domínio*

A verificação da discretização espacial utilizada pela geração da malha numérica é tarefa importante para avaliar sua influência sobre os resultados fornecidos pela solução numérica. Para tanto, conforme discutido nas seções 4.2 e 6.2.1, aplica-se a análise do Índice de Convergência de Malha (GCI) sobre os resultados de duas malhas numéricas.

O Caso 1 ( $U = 7\text{m/s}$  e  $\eta = 0,50$ ) foi simulado por 4s de tempo real do escoamento gás-sólido no riser, com o modelo de turbulência k- $\epsilon$  duas-camadas, discretizado pelas duas malhas numéricas citadas na seção 6.2.1: uma esparsa com 318.952 nós e outra refinada, com 718.816 nós. O refinamento da malha adotado é justificado pela viabilidade da solução, isto é, seja tal que se obtenha resultados minimamente influenciados pela discretização, com custo computacional aceitável. Nesta análise, dada a geometria complexa do riser da UPRC, calculou-se o espaçamento médio da malha numérica ( $\delta_{MN}$ ) conforme exposto na seção 4.2, resultando em  $R = \delta_{MN,ref}/\delta_{MN,esp} = 2,41$ ; utilizou-se ordem formal de precisão do algoritmo  $m = 2$ ; e fator de segurança  $F_S = 3$ , conforme sugere Roache (1994).

Conhecida a formulação apresentada na seção 4.2, a Fig. 7.25 apresenta perfis

radiais obtidos na altura de  $h = 5,5m$  resolvidos para as duas malhas numéricas. A partir da aplicação do GCI, pode-se obter uma solução extrapolada (linhas contínuas nos gráficos) que representa uma previsão da solução do modelo na região assintótica de refinamento da malha, dada pela Extrapolação de Richardson. Portanto, segundo o método, deve haver um nível de refinamento a partir do qual a solução não seja mais influenciada; é o que representa a solução extrapolada. Além disso, pode-se calcular o erro fracionado de Richardson entre as duas soluções e de conseqüentemente delas com a extrapolada. Na Fig. 7.25, as regiões sombreadas representam o erro fracionado relativo à malha esparsa.

Nota-se grande proximidade entre resultados da malha refinada e sua extrapolação pelo GCI, sugerindo que é adequada sua utilização para solução numérica do modelo matemático proposto. Malhas numéricas ainda mais refinadas não apresentariam resultados significativamente diferentes. Por outro lado, é razoável a variação da malha esparsa frente à solução extrapolada, considerando a refinada, especialmente ao se avaliar a concentração de partículas.

Por fim, ressalta-se que idealmente o GCI deve ser aplicado para cada condição operacional avaliada, posto que a fenomenologia é particular em cada uma delas. Obviamente, o mesmo serve para a avaliação de geometrias distintas. Devido ao custo destas avaliações e considerando que o escoamento investigado na presente tese não deve sofrer significativas alterações entre as condições operacionais propostas, entende-se como suficiente a presente análise, que corrobora a utilização da malha numérica com 718.816 nós para solução do modelo matemático.

### *Colisões entre partículas*

Parte importante do modelo matemático reside no tratamento das interações entre as fases contínua e discreta. Conforme discutido na seção 2.2, ocorrem complexos mecanismos e decorrentes fenômenos devido a estas interações e um modelo adequado à representação de uma dada aplicação, deve ser capaz de capturar estes efeitos.

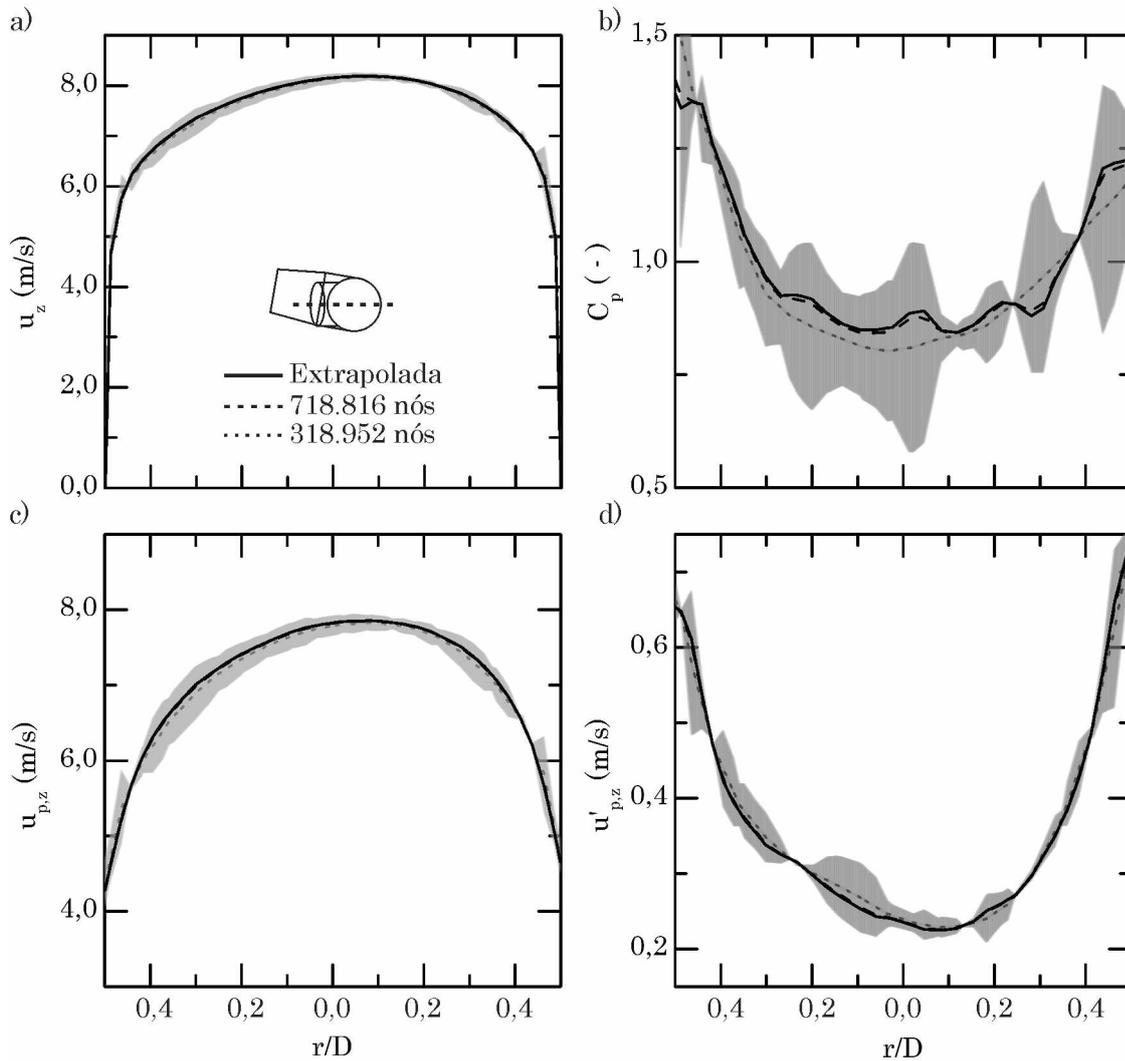


Figura 7.25: Índices de convergência de malha avaliados para o Caso 1, radialmente, em  $h = 5,5m$ , segundo: a) velocidade axial gás; b) concentração normalizada de partículas; c) velocidade axial das partículas; e d) flutuação média da velocidade axial das partículas.

Na abordagem lagrangeana aplicada às partículas de um escoamento gás-sólido, a colisão entre os corpos discretos pode ser descrita de diferentes formas. Na presente tese, um modelo estocástico para esferas rígidas sugerido por Oesterle e Petitjean (1993), descrito na seção 3.3, trata do acoplamento de quatro-vias, ou seja, a relação do fluido com as partículas e delas com elas mesmas é considerada.

Na Fig. 7.26, portanto, o impacto das colisões entre partículas do comportamento do escoamento da fase sólida no riser da UPRC é avaliado, para as condições  $U = 10m/s$  e  $\eta = 1,00$  (Caso 6) em  $h = 5,5m$ . A linha tracejada representa a solução do modelo

proposto sem a considerar as colisões entre partículas, um modelo de duas-vias, portanto. Observa-se pouca influência sobre a velocidade axial média e sua flutuação média; embora diferença ocorra na distribuição das partículas dada pela concentração normalizada média, não é significativa e a tendência é mantida.

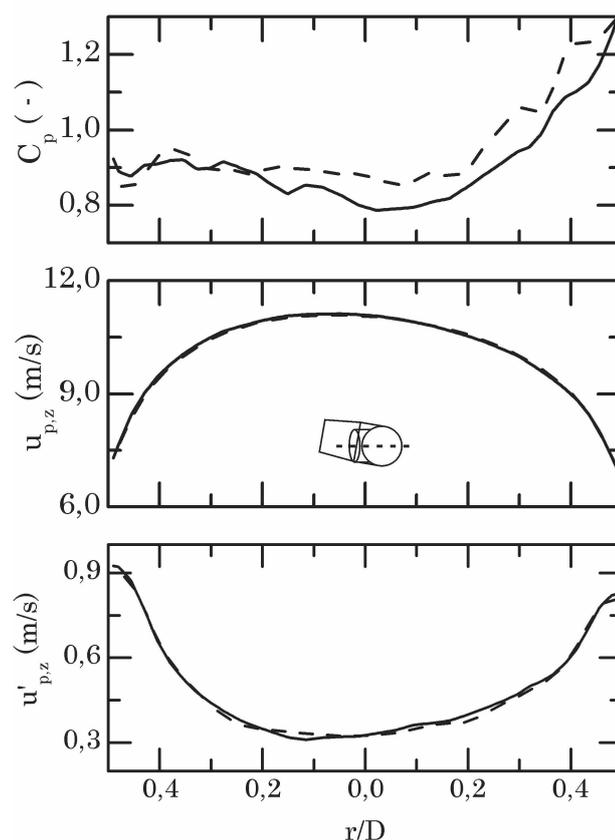


Figura 7.26: Comparação de soluções computacionais para o Caso 6 ( $U = 10\text{m/s}$  e  $\eta = 1,00$ ), em  $h = 5,5\text{m}$ : (—) modelo matemático de quatro-vias e (- - -) modelo duas-vias, sem colisões entre partículas.

### *Rugosidade da parede*

Outro fator a ser considerado para a dinâmica das partículas é como se comportam ao colidirem com as paredes quando transportadas por escoamento confinado. Nos escoamentos em que as paredes exercem maior influência, a correta computação das velocidades linear e angular das partículas após colidirem com as paredes ganha importância, assim como a consideração da rugosidade do material. Estes efeitos são aqui resolvidos pelos

modelos propostos por Breuer e Alletto (2012) e Sommerfeld e Huber (1999).

Especificamente no modelo para rugosidade da parede, há o fator  $\Delta\gamma$  que representa a magnitude da variação dos ângulos de escape da partícula após colisão com a parede, provocados por possíveis irregularidades na superfície, matematicamente definido como o desvio padrão da distribuição de ângulos. Este valor deve ser ajustado segundo o diâmetro das partículas e a estrutura da rugosidade da parede. Porém, na ausência da possibilidade desta avaliação, é conveniente realizar testes para mensurar o impacto deste fator sobre a solução.

Nesse sentido, a Fig. 7.27 apresenta soluções computacionais para o Caso 6 ( $U = 10\text{m/s}$  e  $\eta = 1,00$ ), nas quais o fator  $\Delta\gamma$  foi modificado. O perfil tracejado se refere a  $\Delta\gamma = 3,0^\circ$  e representa uma rugosidade relativamente alta; o perfil pontilhado, a  $\Delta\gamma = 0,0^\circ$  e representa parede perfeitamente lisa, sem rugosidade; e o perfil com linha contínua,  $\Delta\gamma = 1,5^\circ$ , uma rugosidade intermediária. Nota-se pouca influência da variação deste fator sobre a velocidade média e sobre sua flutuação média. Maior rugosidade da parede, no entanto, resulta em maior redistribuição das partículas para o centro no riser, devido ao retorno com maiores ângulos em relação à parede após colisão. Isso altera o perfil de concentração de partículas,  $C_p$ , fazendo com que ocorram mais partículas no centro do riser que próximas à parede. Por outro lado, parede lisa e com rugosidade moderada resultam em distribuições similares.

### *Forças de Saffman e Magnus*

As forças que atuam sobre as partículas segundo a abordagem matemática utilizada na presente tese podem ser provenientes da aplicação de um campo, como o gravitacional, e da ação direta de outra matéria contínua, como um fluido ou outros corpos. Entre as forças significativas em misturas com variação de massas específicas  $\rho_p/\rho > 1000$  e aplicadas pela ação de um fluido, estão o arraste e as forças de Saffman devidas ao cisalhamento e à rotação da partícula, também citadas como forças de Saffman *lift* e rotacional. Esta última, além disso, é também conhecida por força de Magnus.

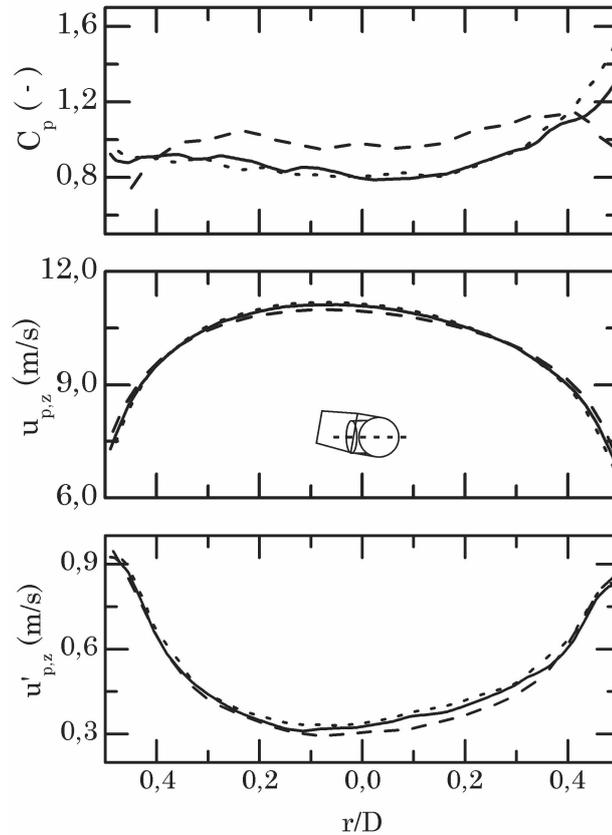


Figura 7.27: Comparação de soluções computacionais para o Caso 6 ( $U = 10\text{m/s}$  e  $\eta = 1,00$ ), em  $h = 5,5\text{m}$ : (—) fator de rugosidade da parede  $\Delta\gamma = 1,5^\circ$ , (- - -)  $\Delta\gamma = 3,0^\circ$  e ( $\cdots$ )  $\Delta\gamma = 0,0^\circ$ .

Sabe-se que a ordem de grandeza da força de arrasto em escoamentos gás-sólido é normalmente preponderante sobre as demais. Para avaliar a importância das forças de Saffman  $F_{si}$  e de Magnus  $F_{ri}$  na trajetória de uma partícula  $i$ , Eq. 3.5, soluções computacionais do modelo foram realizadas desconsiderando estas forças. Parte dos resultados para o Caso 6, tomados em  $h = 5,5\text{m}$ , são apresentados na Fig. 7.28.

Nota-se pouca influência desta consideração sobre o escoamento no riser da UPRC quando avaliadas a velocidade axial média e a flutuação média das partículas. Alguma diferença é percebida na concentração de partículas: é ligeiramente maior nas regiões próximas à parede do riser e menor no centro. Esta variação, entretanto, não é significativa se comparada aos dados de experimentação física, apresentados na seção 7.2.

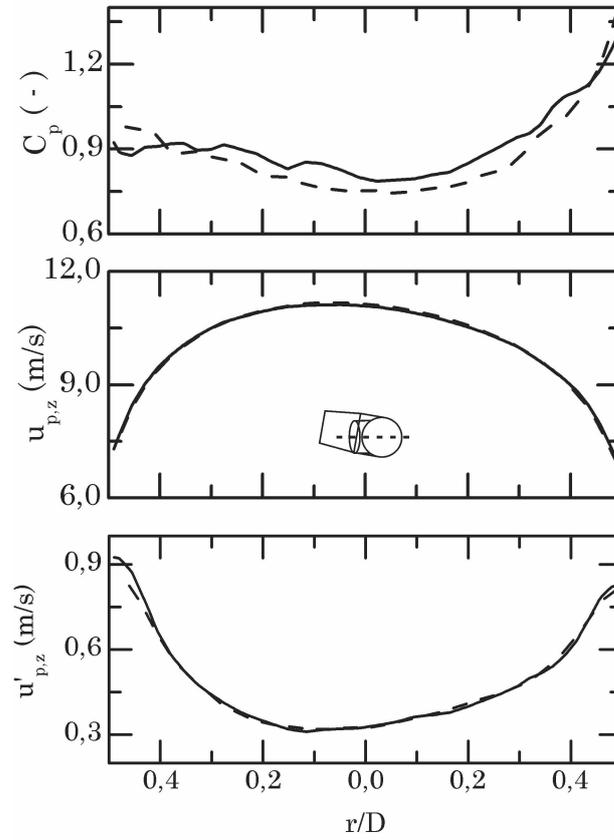


Figura 7.28: Comparação de soluções computacionais para o Caso 6 ( $U = 10\text{m/s}$  e  $\eta = 1,00$ ), em  $h = 5,5\text{m}$ : (—) modelo completo dado pela Eq. 3.5 e (- - -) modelo sem as forças de Saffman e Magnus,  $F_{si}$  e  $F_{ri}$ .

### *Turboforese e dispersão turbulenta*

Além das forças diretas sobre as partículas relacionadas nas Equações 3.5 e 3.6, que descrevem a variação da velocidade linear e angular, respectivamente, as partículas são influenciadas indiretamente pela flutuação da velocidade do fluido, dada pela equação de Langevin. As flutuações de velocidade da fase contínua, matematicamente, são uma representação da sua turbulência e são frequentemente traduzidas por propriedades como a energia cinética turbulenta e a intensidade turbulenta.

Conforme discutido no capítulo 2, uma das causas elencadas para a formação da estrutura *core-annulus* em escoamentos gás-sólido ascendentes é a variação das flutuações de velocidade do fluido entre o centro e a parede do riser. O mecanismo fluidodinâmico é,

portanto, a turboforese. Adicionalmente, para partículas consideradas pequenas –  $d_p < 10\mu m$  e/ou com baixa relação entre massas específicas partícula-fluido – esta influência é entendida como um mecanismo de dispersão turbulenta. Em abordagens matemáticas eulerianas-eulerianas, estes mecanismos recebem formulações específicas, porém aqui são considerados indiretamente.

Para avaliar a magnitude da influência da turboforese, assim, o Caso 6 ( $U = 10m/s$  e  $\eta = 1,00$ ) foi resolvido numericamente excluindo-se a adição de flutuações da velocidade na fase contínua. Desta forma, apesar do cálculo da energia cinética turbulenta pelo modelo de turbulência, as partículas são transportadas exclusivamente pelo campo médio de velocidade do gás.

A Fig. 7.29 apresenta esta solução em comparação ao modelo completo. Nota-se significativa diferença nos perfis radiais da flutuação média da velocidade axial das partículas, da velocidade axial média e de concentração. O maior impacto é observado da distribuição das partículas na seção transversal do riser, evidenciando que a segregação do escoamento causada pela alimentação unilateral se mantém até a região de desenvolvimento, ou seja, a redispersão da fase sólida se deve principalmente às flutuações cinéticas da fase contínua.

### 7.3.3 Validação dos modelos matemáticos frente aos dados experimentais

Confrontar os resultados fornecidos pelas simulações numéricas com os das simulações físicas a fim de determinar o grau de acurácia do modelo matemático proposto, aplicado ao problema do escoamento gás-sólido em riser de CFB em escala piloto, é tarefa importante para garantir segurança à análise. A partir disso, é possível ter dimensão da representatividade do modelo quando aplicado à complexa condição do escoamento aqui investigado, no qual ocorre fluxo cruzado entre partículas e fluido, regiões de alta e baixa concentração, turbulência parietal e com locais de alta anisotropia, efeitos de modulação da turbulência por influência de partículas com distribuição de tempos de resposta, escoamento segregado com dispersão de partículas.

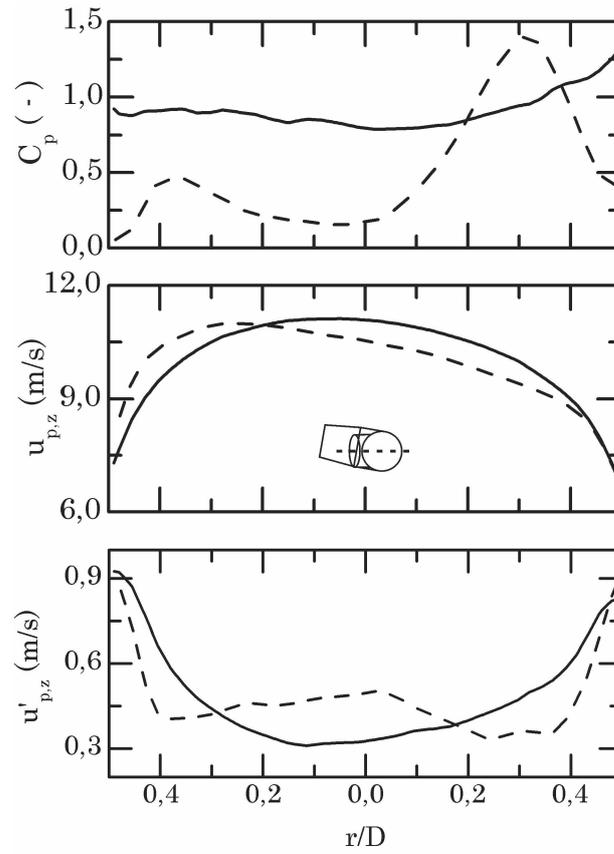


Figura 7.29: Comparação de soluções computacionais para o Caso 6 ( $U = 10\text{m/s}$  e  $\eta = 1,00$ ), em  $h = 5,5\text{m}$ : (—) modelo completo para o fluido e (- - -) modelo sem adição de flutuação de velocidade pela equação de Langevin.

Dado que há um grande volume de informações levantadas pela Anemometria por Efeito Doppler (PDA) quando aplicada na UPRC, assim como as resolvidas por Fluidodinâmica Computacional, a validação apresentada em seguida se refere a variáveis médias temporais tomadas radialmente, em alinhamento com o duto de alimentação de partículas, em cada uma das três alturas do riser nas quais se aplicou a PDA. Utilizando como referência a Fig. 6.8, a linha se estende entre  $0^\circ$  e  $180^\circ$ .

Além da solução numérica que utiliza do modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  duas-camadas, como nas análises da seção anterior, aqui se apresenta também a solução com utilização do modelo  $k-\omega$  SST. Nas Figuras 7.30 a 7.35, os símbolos circulares se referem aos dados provenientes da experimentação física, em que as barras representam um erro de 5%, valor considerado alto para medições de velocidade realizadas com Anemometria por Efeito

Doppler.

Desta forma, a Fig. 7.30 apresenta a comparação de perfis radiais para a concentração média de partículas obtidos pela Anemometria por Efeito Doppler na UPRC e pelas soluções computacionais, para dois dos estudos de caso sugeridos: o Caso 1, de condições operacionais  $U = 7m/s$  e  $\eta = 0,50$ ; e o Caso 3, com  $U = 7m/s$  e  $\eta = 1,00$ . Como ocorre intensa segregação do escoamento de partículas, ou seja, estão concentradas nas zonas próximas à parede do riser enquanto no centro ocorre menor concentração, para manter sua clareza os gráficos contém um recorte no eixo das ordenadas para apresentar os pontos com alto valor.

A distribuição de concentrações das partículas previstas pelas soluções computacionais se mostra adequada na região radial central do riser,  $0,3 \leq r/D \leq 0,3$ , com exceção da altura  $h = 5,5m$  do Caso 1, em que ocorre uma região de muito baixa concentração, possivelmente devido à transferência de partículas em direção à parede na transição entre os efeitos de entrada e saída. Neste Caso, solução com modelo k- $\epsilon$  duas-camadas capta a alta concentração na parede oposta à alimentação de partículas ainda mantida em  $h = 1,0m$ , porém não com a magnitude capturada pela PDA. Conforme o escoamento ascende, as soluções preveem que a distribuição de partículas aproximadamente se equalize, indicando que as partículas computacionais estão igualmente distribuídas na seção transversal.

Cabe recordar a normalização dos dados de concentração adquiridos na UPRC como descrito na seção 4.3; a quantidade total de partículas reais presentes no riser em cada condição operacional pode, de fato, variar em relação àquela calculada para a normalização, uma vez que ocorrem zonas de concentração, portanto carregamento mássico de partículas ou razão de carga, maior que a global utilizada, como explicitado nas seções anteriores. Igualmente, também ocorrem zonas de concentração menor que a global, tal que a estimativa da quantidade total de partículas reais é vulnerável a erros.

As soluções com o k- $\epsilon$  ainda apresentam sutil variação radial de  $C_p$  desde a parede para o centro do riser, especialmente no Caso 1. O comportamento geral é similar para os Casos 4 e 6, de condições operacionais  $U = 10m/s$  e  $\eta = 0,50$ , e  $U = 10m/s$  e  $\eta = 1,00$ ,

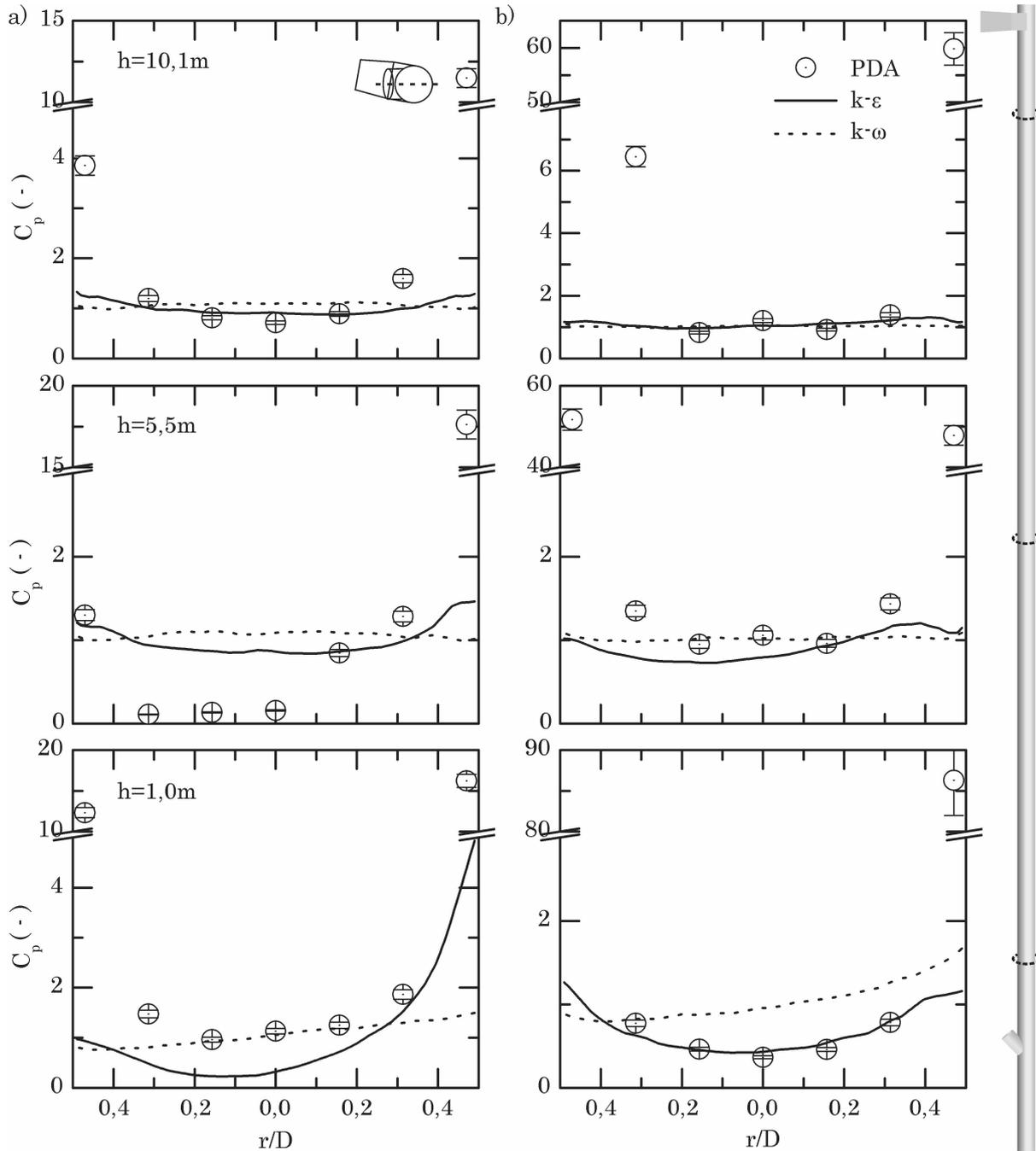


Figura 7.30: Comparação radial entre a concentração média de partículas obtida pela experimentação física (PDA) e numérica (modelos de turbulência  $k-\epsilon$  e  $k-\omega$ ), para os Casos a) 1 ( $U = 7 \text{ m/s}$  e  $\eta = 0,50$ ) e b) 3 ( $U = 7 \text{ m/s}$  e  $\eta = 1,00$ ).

respectivamente. A comparação entre as medições pela PDA e os resultados numéricos para estes dois casos é apresentada na Fig. 7.31.

Apesar da intensificação da turbulência, gerada pela maior velocidade superficial do gás, a equalização da distribuição das partículas na seção transversal se mantém em torno do  $C_p = 1,0$ , a partir de  $h = 5,5m$ . Novamente, a região radial central é bem representada, enquanto as altas concentrações próximas à parede não são capturadas pelas soluções numéricas. Na posição próxima à base do riser, a maior advecção e fluxo mássico de partículas do Caso 6 resulta na previsão de alta concentração na parede do lado oposto à alimentação de sólidos, sobreprevendo inclusive medições próximas de  $r/D = 0,0$ .

Este último resultado, assim como aqueles referentes às alturas  $h = 5,5m$  e  $h = 10,1m$  em que não ocorre nem se mantém a estrutura *core-annulus*, podem ter causas numéricas e não matemáticas, uma vez que esta dinâmica já foi prevista pelo código anteriormente (UTZIG; SOUZA; MEIER, 2014a). Além da condição de entrada de partículas, destaca-se como possíveis causas a disposição de nós da malha numérica na direção radial e o número de partículas computacionais utilizadas nos cálculos. De fato, considerando a escala piloto do riser da UPRC, para viabilizar as simulações computacionais optou-se pelo não refinamento da malha próxima à parede a fim de resolver a camada limite do escoamento, o que forneceria solução da dinâmica das partículas mais estratificada axialmente, como se observa na experimentação física material. O segundo fator tem motivação tal qual o primeiro, posto que, para um número razoável de parcelas computacionais, a solução langrangeana demanda mais tempo de cálculo que a euleriana, assim limitou-se o número de partículas em transporte no riser entre 250.000 e 350.000; como o riser é extenso e há regiões de alta concentração na base e topo, na região de transição ocorre menor número de partículas computacionais, embora sua relação com a quantidade de partículas reais seja considerada.

O impacto destes fatores, entretanto, é menor na validação da velocidade média da fase sólida, como apresentam as Figuras 7.32 e 7.33. Naturalmente, o escoamento de partículas mais próximas à parede sofre reflexo de sua alta concentração como menor velocidade de transporte, uma vez que a transferência de quantidade de movimento com o

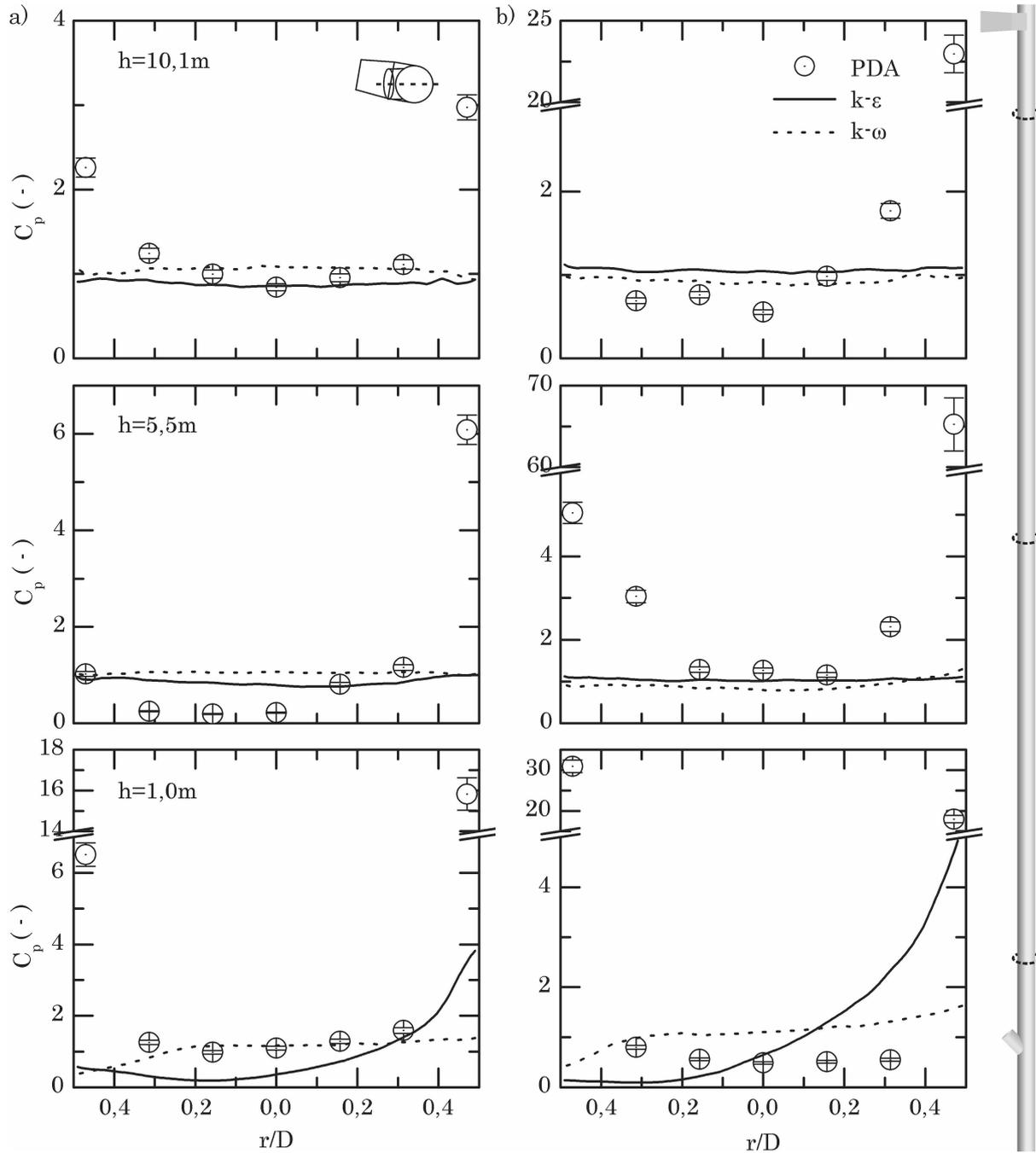


Figura 7.31: Comparação radial entre a concentração média de partículas obtida pela experimentação física (PDA) e numérica (modelos de turbulência  $k-\varepsilon$  e  $k-\omega$ ), para os Casos a) 4 ( $U = 10\text{m/s}$  e  $\eta = 0,50$ ) e b) 6 ( $U = 10\text{m/s}$  e  $\eta = 1,00$ ).

gás é maior. Assim, velocidades em torno de  $u_{p,z} = 4,0m/s$  são constatadas nas medições mais próximas da parede nos Casos 1 e 6, enquanto  $u_{p,z} \approx 2,0m/s$  para o Caso 3 e  $u_{p,z} \approx 6,0m/s$ , para o Caso 4. No centro radial do riser, a velocidade das partículas supera sutilmente a superficial do gás, exceto em  $h = 1,0m$  com  $\eta = 0,50$ , portanto Casos 1 e 4.

Nesta última região, a grande maioria das soluções numéricas apresentou boa validação com as leituras da PDA. As simulações com o modelo  $k-\omega$  SST resultaram em maior aproximação com os dados da experimentação física no centro do riser, porém as simulações utilizando o  $k-\varepsilon$ , responderam melhor na região próxima à parede. Conforme já discutido nas seções 7.1 e 7.3.4, o escoamento gás-sólido físico – observado na UPRC – sofre grande influência da saída lateral em T, chegando à posição de medição em  $h = 10,1m$  direta ou indiretamente, porém este efeito não foi constatado nas simulações computacionais. Por isso, é menor o grau de validação nesta altura para condições mais carregadas, como o Caso 6.

Adicionalmente, atenção deve ser dada à comparação em  $h = 1,0m$ , Caso 4 ( $U = 10m/s$  e  $\eta = 0,50$ ), onde é maior a diferença entre as velocidades de cada experimentação. A Fig. 7.8 já apresentou medições que indicam presença de partículas com maiores diâmetros nesta posição, o que resulta em maior tempo de resposta. Além disso, as simulações computacionais consideram que as parcelas têm diâmetro uniforme  $d_p = 72\mu m$ , menor que a média adquirida pela PDA (seção ), o que se traduz em menor energia requerida para sua aceleração e transporte. Há de se considerar, portanto, a diferença de representar uma distribuição de diâmetros de partículas por um valor médio, especialmente em escoamentos não-uniformes e altamente anisotrópicos como o da presente investigação.

Contudo, existe ainda outro fator: a limitação da PDA à leitura de partículas esféricas (ver seção 5.2.1). Como apresentou a Fig. 6.5, em que a Microscopia Eletrônica de Varredura evidencia que apenas uma parte da amostra de partículas de vidro é composta realmente de esferas, as medições da PDA devem capturar apenas a fração de esferas e formas aproximadas. Se esta fração é justamente composta por partículas de

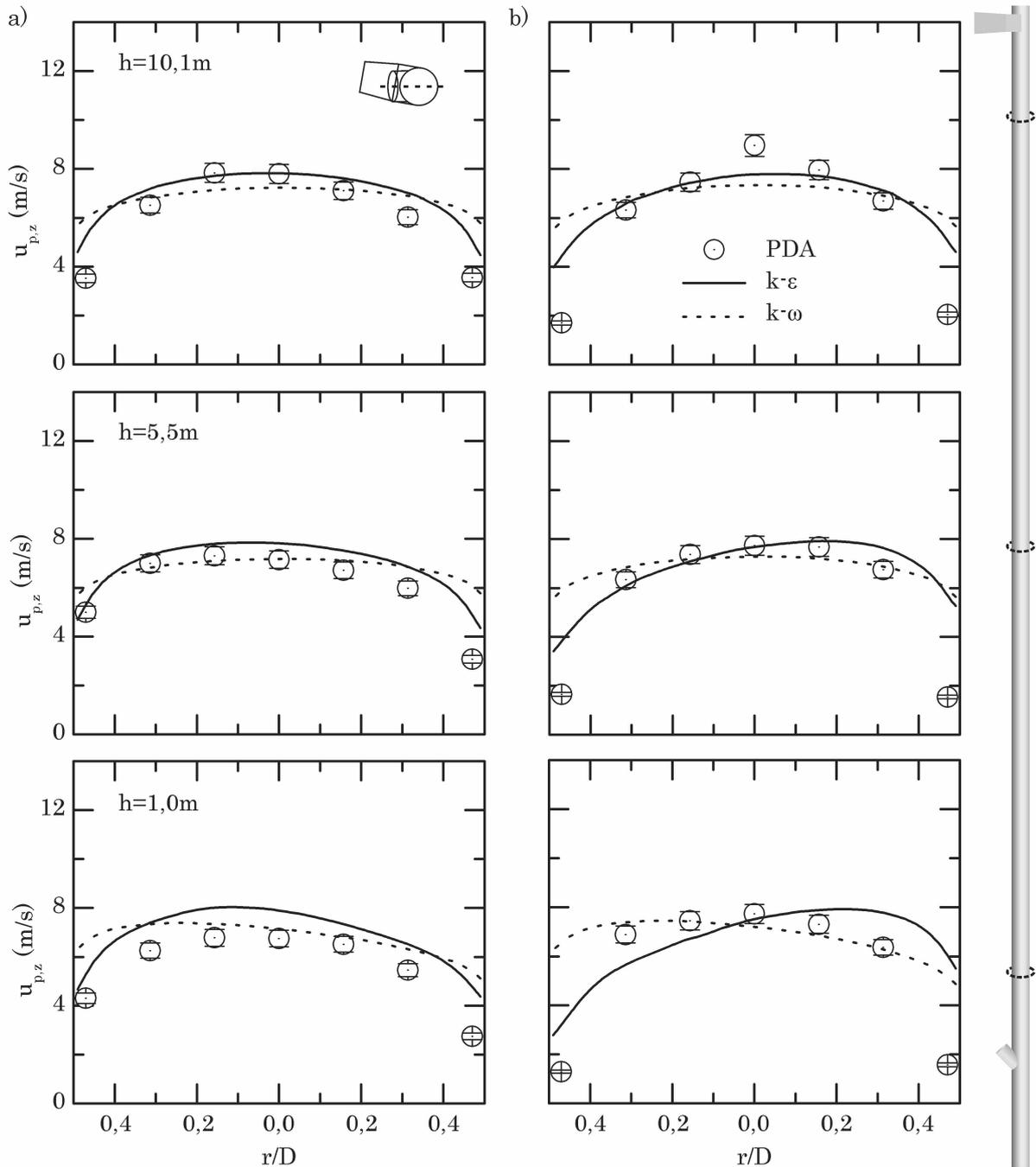


Figura 7.32: Comparação radial entre a velocidade axial média das partículas obtida pela experimentação física (PDA) e numérica (modelos de turbulência  $k-\varepsilon$  e  $k-\omega$ ), para os Casos a) 1 ( $U = 7\text{m/s}$  e  $\eta = 0,50$ ) e b) 3 ( $U = 7\text{m/s}$  e  $\eta = 1,00$ ).

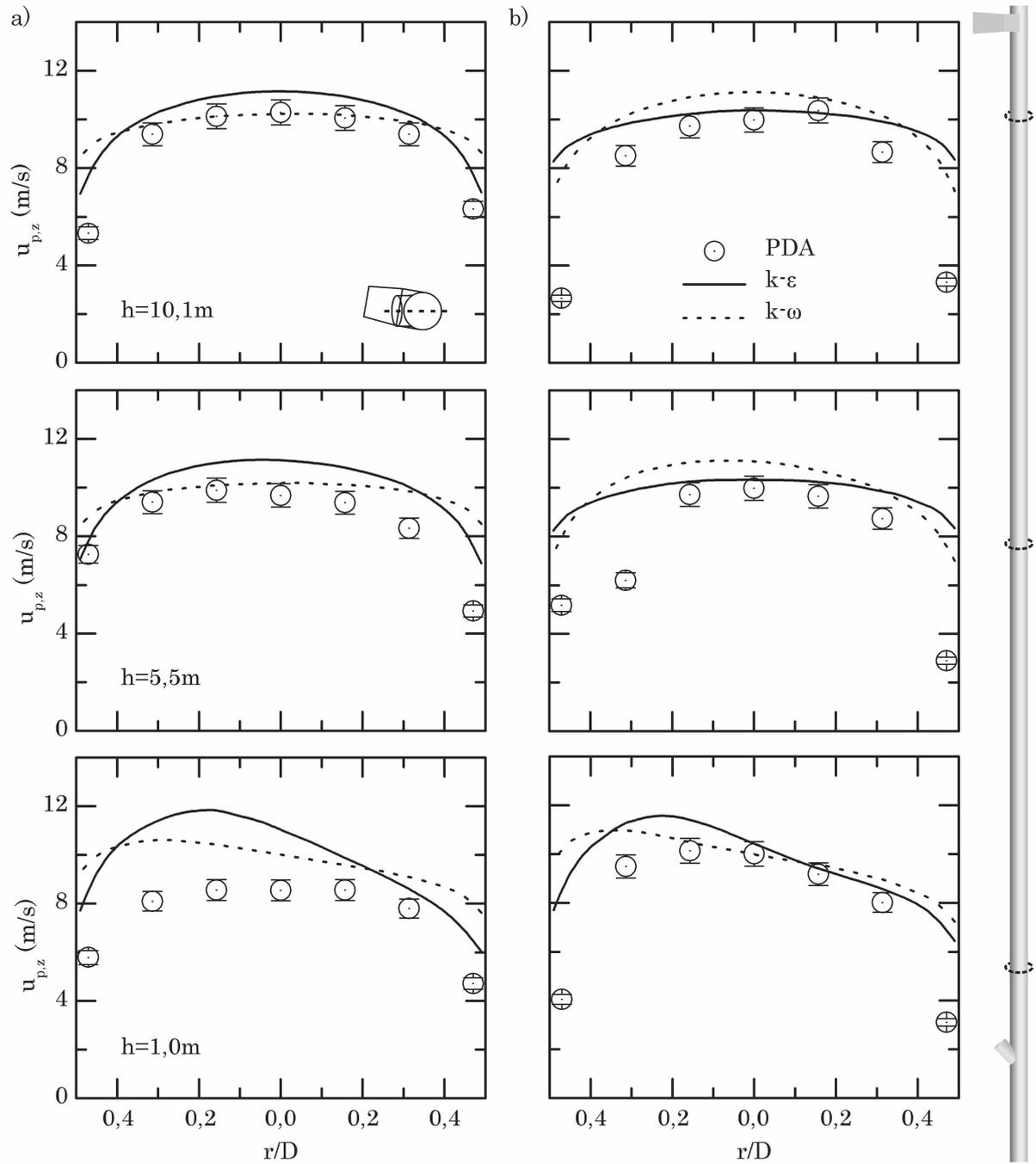


Figura 7.33: Comparação radial entre a velocidade axial média das partículas obtida pela experimentação física (PDA) e numérica (modelos de turbulência  $k-\epsilon$  e  $k-\omega$ ), para os Casos a) 4 ( $U = 10 \text{ m/s}$  e  $\eta = 0,50$ ) e b) 6 ( $U = 10 \text{ m/s}$  e  $\eta = 1,00$ ).

maior diâmetro característico e se as de formas irregulares têm menor diâmetro, então as variações se justificam. Ressalte-se que a medição de diâmetro por difração da luz, como aquela utilizada para levantamento inicial da distribuição de diâmetros, é capaz de medir partículas irregulares.

Para aprofundar a validação da dinâmica das partículas no riser da UPRC, a flutuação média de velocidade axial pode também ser comparada entre as experimentações, uma vez que a abordagem lagrangeana adotada para representar a fase sólida permite seu cálculo. Assim, na Fig. 7.34 perfis radiais desta propriedade são comparados para os Casos 1 – condições operacionais  $U = 7\text{m/s}$  e  $\eta = 0,50$  – e 3 –  $U = 7\text{m/s}$  e  $\eta = 1,00$ .

A flutuação média da velocidade axial das partículas obtida pela PDA é de aproximadamente  $u'_{p,z} = 1\text{m/s}$ , enquanto as simulações computacionais resultaram majoritariamente em  $u'_{p,z} \approx 0,5\text{m/s}$  nas três alturas e ambos casos. Há, portanto, uma defasagem das previsões numéricas em relação aos dados físicos. Particularmente para o Caso 1, no qual o carregamento é menor, as flutuações calculadas pelo modelo com o  $k-\omega$  se aproximam mais das leituras da PDA, indicando melhor grau de validação para esta variável. Este modelo de turbulência descreve melhor os escoamentos confinados e, dado que o espectro do número de Stokes para a distribuição é de valores que conferem característica inercial à fase e que as frequências de colisão entre partículas e delas com a parede são baixas devido ao escoamento vertical, a solução da fase contínua é preponderante.

Naturalmente, a flutuação das partículas decorre da sua interação com o gás e com elas próprias devido às colisões, uma vez que o acoplamento de quatro-vias está sendo considerado. De fato, esta propriedade é resultante de uma relação complexa entre modelos matemáticos que visam descrever tanto a sua dinâmica quanto a do gás. Além das forças explicitamente consideradas na equação de aceleração da partícula computacional, a fase sólida também é influenciada indiretamente pelas flutuações da fase gasosa, adicionadas à solução URANS pelo modelo de Langevin. Portanto, o cálculo da flutuação das partículas é refinado.

Um comportamento bastante similar ao destes casos, também ocorre para os Casos 4 ( $U = 10\text{m/s}$  e  $\eta = 0,50$ ) e 6 ( $U = 10\text{m/s}$  e  $\eta = 1,00$ ), apresentados na Fig. 7.34. Nestes

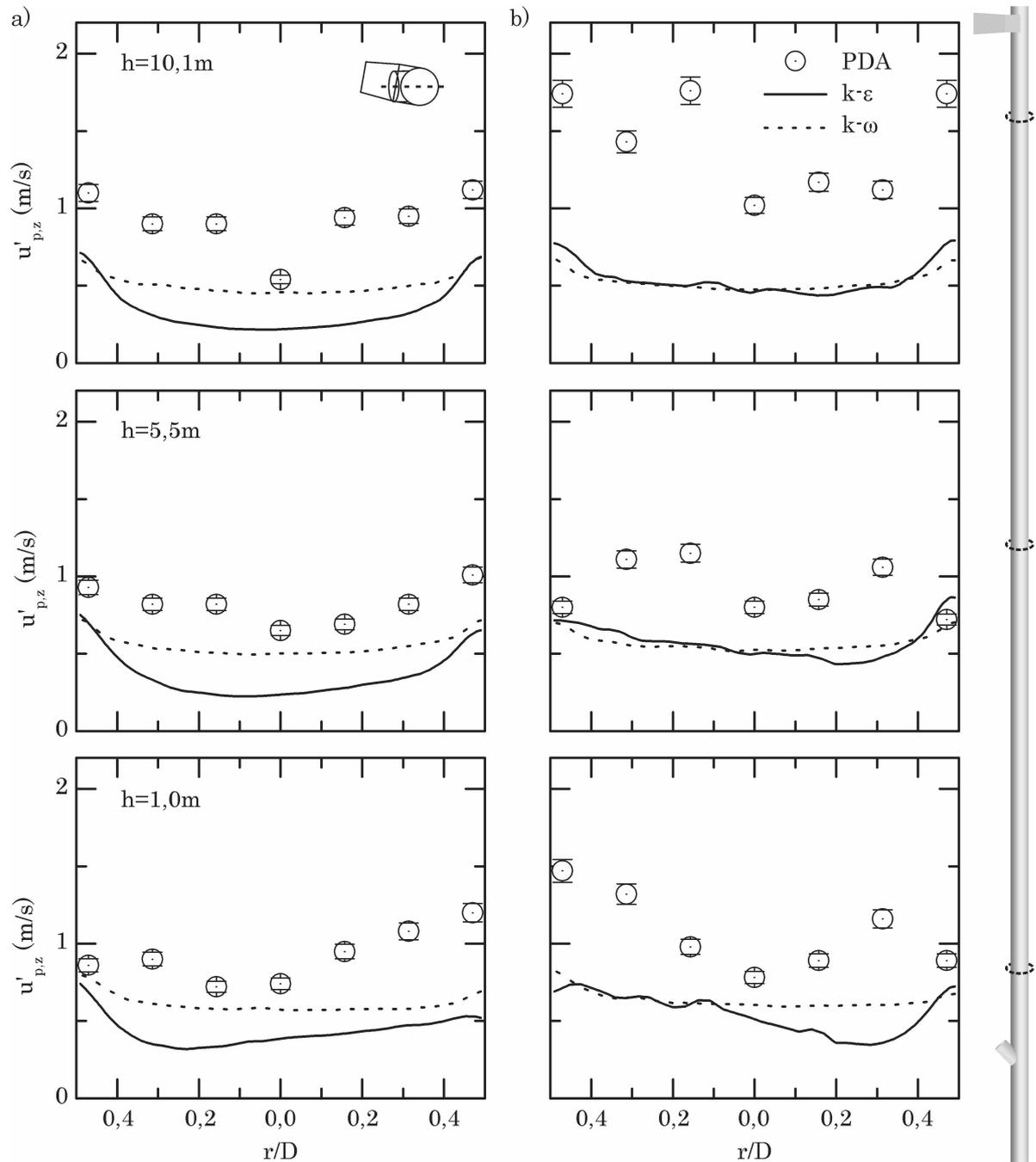


Figura 7.34: Comparação radial entre a flutuação média da velocidade axial das partículas obtida pela experimentação física (PDA) e numérica (modelos de turbulência  $k-\varepsilon$  e  $k-\omega$ ), para os Casos a) 1 ( $U = 7 \text{ m/s}$  e  $\eta = 0,50$ ) e b) 3 ( $U = 7 \text{ m/s}$  e  $\eta = 1,00$ ).

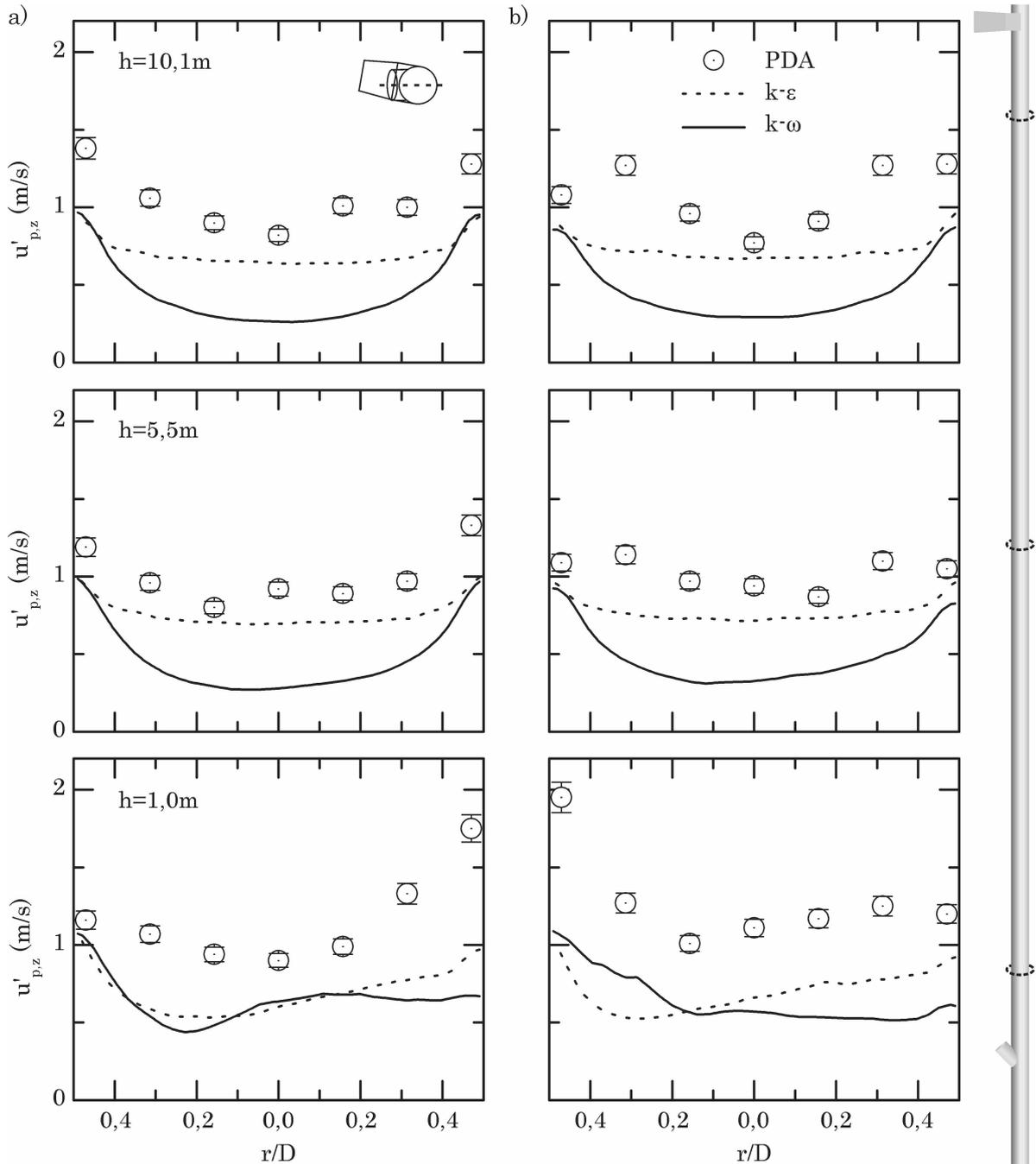


Figura 7.35: Comparação radial entre a flutuação média da velocidade axial das partículas obtida pela experimentação física (PDA) e numérica (modelos de turbulência  $k-\varepsilon$  e  $k-\omega$ ), para os Casos a) 4 ( $U = 10\text{m/s}$  e  $\eta = 0,50$ ) e b) 6 ( $U = 10\text{m/s}$  e  $\eta = 1,00$ ).

casos, se mantém a defasagem das soluções numéricas frente aos dados experimentais como nos Casos 1 e 3, embora a proximidade seja maior. Novamente, o modelo de turbulência  $k-\omega$  fornece melhores resultados, especialmente na altura  $h = 5,5m$  onde ocorre menor variação dos valores médios da flutuação de velocidade das partículas.

Ainda que em  $r/D = 0,47$ , a  $\theta = 180^\circ$  e  $h = 1,00m$  para o Caso 6, a concentração de partículas seja alta, a velocidade média seja baixa, a flutuação média da velocidade é alta. A tendência é igualmente apresentada pelas simulações numéricas, apesar da subpredição dos valores. Sendo uma região de recuperação do escoamento, os gradientes são maiores, como também se observa na velocidade média – Fig. 7.33.

#### 7.3.4 Predição do escoamento gás-sólido em riser de CFB

A solução do modelo matemático proposto no capítulo 3 pela aplicação dos métodos citados no capítulo 4, resulta na simulação computacional do escoamento gás-sólido em riser de CFB com o que, dadas as condições operacionais descritas no capítulo 6, realiza-se experimentos numéricos que auxiliam no entendimento da fenomenologia do escoamento. Estas predições trazem informações que não foram obtidas na experimentação física, por isso a complementam.

O modelo-base citado na seção anterior foi também utilizado aqui. Majoritariamente, nas soluções dos estudos de caso, manteve-se entre 250.000 e 300.000 partículas computacionais no domínio de escoamento. Para 4s de tempo de escoamento, foram necessárias entre 3 e 4 semanas de cálculo em um único núcleo computacional. Nas seções seguintes, portanto, as regiões de entrada e saída do riser serão mais bem investigadas, bem como os deslocamentos não-axiais.

#### *Efeitos de macroescala: regiões de entrada e de saída do riser*

As regiões de alimentação de partículas e de saída do escoamento do riser não puderam ser detalhadamente investigadas na experimentação física devido a impeditivos de ordem operacional, ou seja, foi impossível no momento dispor o PDA para executar medições nestas alturas. A solução matemática tridimensional e transiente do escoamento

mento, entretanto, pode fornecer suficiente iluminação sobre o que ocorre nestas regiões, fechando as lacunas deixadas anteriormente. Assim, será possível melhor compreensão das estruturas de macroescala já descritas no início do presente capítulo e que vem sendo evidenciadas por diferentes mecanismos.

É importante ter em mente que, sendo esta uma solução numérica de modelos primariamente semi-empíricos, embora com sólida fundamentação na Física Natural, como citam Landau e Lifshits (1987), a validação dos modelos frente a dados provenientes de experimentos físicos é prática recomendada para assegurar consistência dos modelos para representação do fenômeno investigado. Parte desta tarefa será realizada na seção 7.3.3 para o escoamento investigado na presente tese, porém ressalta-se que o modelo matemático proposto já passou por validações anteriores para casos de escoamento gás-sólido (UTZIG; SOUZA; MEIER, 2014b; SOUZA; SILVA; UTZIG, 2014; SOUZA; SALVO; MARTINS, 2015). A experiência adquirida nos grupos de pesquisa nos quais o presente trabalho está inserido, no entanto, tem mostrado que as validações devem ser direcionadas para o fenômeno de aplicação ou o mais próximo possível dele.

Inicialmente, utiliza-se da solução do Caso 6 ( $U = 10m/s$  e  $\eta = 1,00$ ) para avaliar a dinâmica das fases sólida e gasosa na altura do engaste entre o duto de alimentação de partículas e o riser. Na Fig. 7.36 nota-se campos da velocidade média do gás e da concentração de sólidos, em planos ortogonais e centrais no riser da UPRC – um entre  $0^\circ$  e  $180^\circ$ , outro entre  $90^\circ$  e  $270^\circ$ . O direcionamento do gás para caminhos preferenciais próximos à parede onde a velocidade aumenta para manter a continuidade, Fig. 7.36 a), é devido à queda de partículas desde o duto de alimentação como apresenta a Fig. 7.36 c), cuja escala de cores está limitada a  $\eta = 2,0$  para fins de clareza.

O impacto da alimentação de partículas é bem evidenciado no campo de pressão do gás, Fig. 7.36 b), onde se percebe, pela queda de pressão, a redução da energia disponível para o transporte ascendente posterior. As regiões de alta concentração coincidem com aquelas de baixa velocidade do gás e redução da pressão, uma vez que nestes pontos ocorre maior transferência de quantidade de movimento entre as fases. Nota-se também a recirculação que ocorre no engaste quando o gás invade o duto de alimentação, gerando

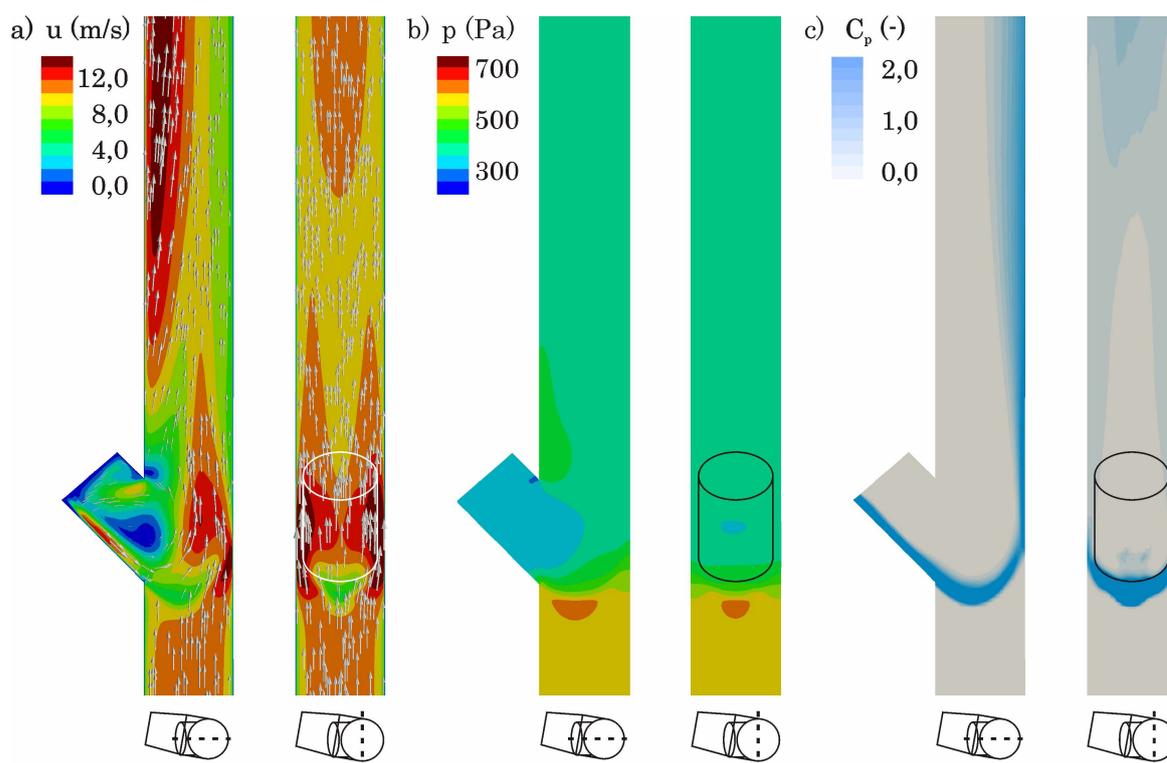


Figura 7.36: Solução numérica do Caso 6 ( $U = 10\text{m/s}$  e  $\eta = 1,00$ ), região da base do riser: a) campo de velocidade média do gás, b) campo de pressão e c) campo de concentração normalizada de partículas.

um efeito adicional sobre as partículas alimentadas – Fig. 7.36 a). Parte disso decorre do deslocamento do escoamento de gás, causando uma zona de mais baixa pressão, parte decorre do escoamento natural sobre um engaste de tubulações. Embora impossível de constatar atualmente na experimentação física, esta recirculação também deve ocorrer na UPRC.

Comparações entre diferentes condições operacionais podem ser feitas para avaliar a influência do carregamento de sólidos sobre o escoamento nesta região. Para tanto, a Fig. 7.37 apresenta campos de velocidade média do gás e das partículas para os Casos 1 ( $U = 7\text{m/s}$  e  $\eta = 0,50$ ,  $G_S = 4,144\text{kg}_p/\text{m}^2\text{s}$ ) e 6 ( $U = 10\text{m/s}$  e  $\eta = 1,00$ ,  $G_S = 11,840\text{kg}_p/\text{m}^2\text{s}$ ). Verifica-se similaridade entre os campos de velocidade média do gás, diferindo na magnitude: em ambos os casos, ocorre recirculação no duto de alimentação de sólidos, é menor a velocidade média no lado oposto à alimentação onde ocorre maior concentração de partículas sendo arrastadas, o que reflete em aumento da velocidade do

gás na metade adjacente à alimentação.

Majoritariamente, os gradientes de velocidade são maiores no caso com  $U = 10m/s$ , o que também ocorre para a velocidade média da fase sólida, Fig. 7.37 b) e d). Nestes últimos, observa-se que a velocidade mínima das partículas ao cruzar a seção transversal do riser é  $3m/s$ , o que ainda pode ser efeito da sua condição inicial matemática imposta na face transversal da tubulação de alimentação. Estudos em risers de CFB com menor carga podem ser usados como referência para avaliar este comportamento: Van Engelandt et al. (2007) mediram o escoamento a  $U = 7,43m/s$  e  $G_S = 3kg_p/m^2s$  nesta região com LDA e obtiveram velocidade das partículas aproximada de  $u_p = 2,5m/s$ ; Pantzali et al. (2015), para  $U = 5,3m/s$  e  $G_S = 1kg_p/m^2s$ , obtiveram aproximadamente  $u_p = 3,5m/s$ . Embora pouco rigorosa, estas referências sugerem que a condição sintética para entrada de partículas não resulta em um comportamento irreal das partículas.

A flutuação média da velocidade para ambas as fases também demonstra que a instabilidade desta região do riser, como apresenta a Fig. 7.38 para os mesmos Casos 1 e 6. A fase gasosa tem maior flutuação de velocidade exatamente no local em que as partículas são despejadas no riser e, por isso, ocorre a maior concentração delas. Como é um local de escoamento denso cruzado pelo gás, é natural a redução da velocidade média e o aumento da flutuação, que chega a  $u' = 1,5m/s$ . A flutuação da velocidade do gás é atenuada, por outro lado, na região de escoamento ascendente em que as partículas estão sendo aceleradas, no lado oposto à sua alimentação, onde também é menor a velocidade média. Isso demonstra que o transporte nesta região amortece, suprime as oscilações naturais do escoamento turbulento, o que é sabido para escoamentos gás-sólido ascendentes densos. A mecânica deste efeito, no entanto, não é trivial e vem sendo tema de intensas investigações na última década; uma amostra disso aplicada ao escoamento gás-sólido horizontal é dada por Utzig et al. (2015b), além de estudos mais profundos de Meyer (2012) e Tanaka e Eaton (2008).

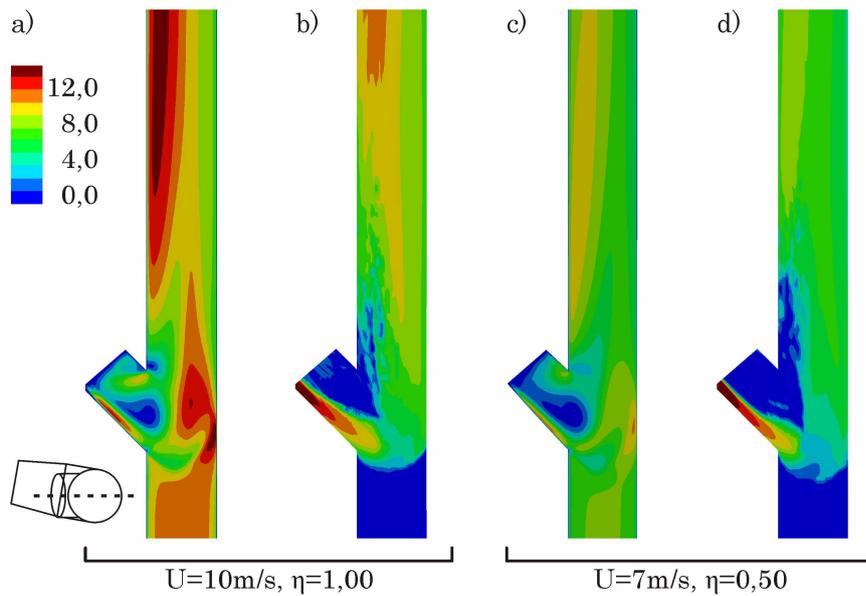


Figura 7.37: Solução dos Casos 1 e 6, região da base do riser: campos de velocidade média a) c) do gás,  $u(m/s)$ , e b) d) das partículas,  $u_p(m/s)$ .

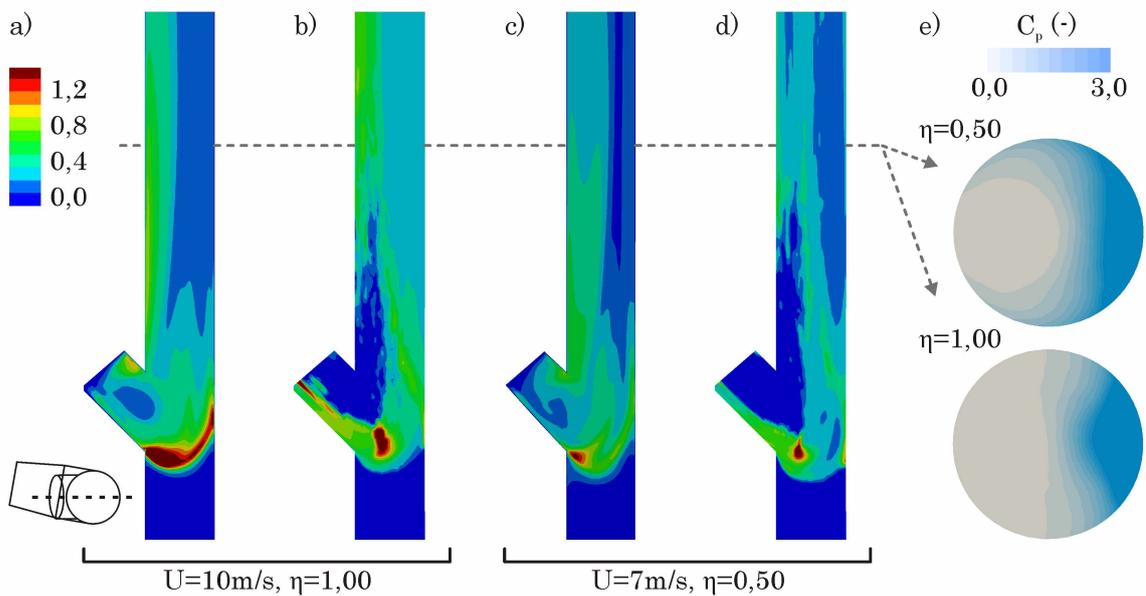


Figura 7.38: Solução dos Casos 1 e 6, região da base do riser: campos de flutuação média da velocidade a) c) do gás,  $u'(m/s)$ , e b) d) das partículas,  $u'_p(m/s)$ ; e) campos de concentração normalizada de partículas em  $h = 0,25m$ .

Comportamento similar ocorre para a flutuação média da velocidade das partículas, vistas na Fig. 7.38 b) e d). Quando em ascensão, as partículas têm maior flutuação de velocidade na região com menor concentração, pois o escoamento de gás sofre menor

influência do acoplamento de duas-vias e as partículas estão mais distantes umas das outras, reduzindo a probabilidade de colisão. Esta variação de concentração pode ser vista na Fig. 7.38 e), cuja escala está limitada em  $\eta = 3,0$  para fins de clareza, onde percebe-se o escoamento segregado da fase sólida característico da alimentação lateral, sendo disperso pelo escoamento ascendente ao longo do riser.

No topo do riser os efeitos da saída em T são restritos apenas à região mais próxima, isto é, até a  $0,5m$  do topo, diferentemente do observado na experimentação física. A Fig. 7.39, assim, apresenta os campos da velocidade média do gás e das partículas, também para os Casos 1 e 6. Aqui, os planos estão alinhados à saída lateral, de forma que estão girados  $10^\circ$  na direção azimutal em relação à origem.

Nas Figuras 7.39 a) e c), nota-se aceleração do gás direcionado à saída, chegando a  $u = 16m/s$  quando  $U = 10m/s$ , e gerando um caminho preferencial como desvio da recirculação que retroalimenta a região causada pelo avanço do riser além da saída lateral. Ressalta-se que há muito baixa concentração de partículas no centro – esta discussão será apresentada adiante –, porém também ocorrem maiores velocidades próximas às paredes laterais da saída, por onde as partículas são carregadas. Como consequência, outra região de recirculação se forma aderida à face inferior da saída lateral, facilitando o acúmulo de partículas neste local, fato também constatado visualmente na experimentação física.

Baixa velocidade das partículas é igualmente observada na região aderida à parede inferior da saída, como apresenta as Figuras 7.39 b) e d). Por efeito do arraste pelo gás, a fase sólida também é acelerada na saída, mantendo a velocidade máxima com a qual era transportada no centro do riser. Sua realimentação de volta ao riser devido à recirculação no topo é observada com velocidade aproximada de  $u_p = 1m/s$ , próximo à parede oposta à saída.

É esperado que a flutuação da velocidade das partículas seja alta nesta região de topo, conforme apresenta as Figuras 7.40 b) e d). Ocorre grande variação da velocidade da fase na região que pode ser entendida como uma interface fictícia entre o escoamento ascendente que se direciona para a saída e o descendente, fruto da recirculação do topo do riser. Neste local, portanto, as partículas em ascensão se chocam com as descendentes

causando maior variação da velocidade, além do maior cisalhamento no escoamento de gás. Em ambos os casos, a flutuação média alcança  $u'_p = 1,5\text{m/s}$ , porém no Caso 6 ocorre em maior extensão. A flutuação da velocidade das partículas também é maior nas regiões próximas à parede no corpo do riser em comparação ao centro, algo também constatado na experimentação física, Figuras 7.11 e 7.12. Estes comportamentos são resultado da combinação de efeitos intrafase, como as colisões entre partículas, e entre as fases, pelo acoplamento de duas-vias. Portanto, um aumento na flutuação média da velocidade do gás é esperada, o que apresentam as Figuras 7.39 a) e c).

A dinâmica do escoamento das partículas observada no topo do riser, como visto até aqui, segue um comportamento médio similar em diferentes condições operacionais. O acúmulo de sólidos na região de saída, como já apontado na seção 7.1, é previsto pelas simulações computacionais, seguindo as tendências descritas naquela seção. Apresenta a Fig. 7.41, desta forma, isovolumes aplicados sobre o campo de concentração normalizada de partículas em todos os casos propostos, para valores de  $C_p \geq 20$ . Estes isovolumes compreendem as células computacionais em que ocorre concentração de partículas en-

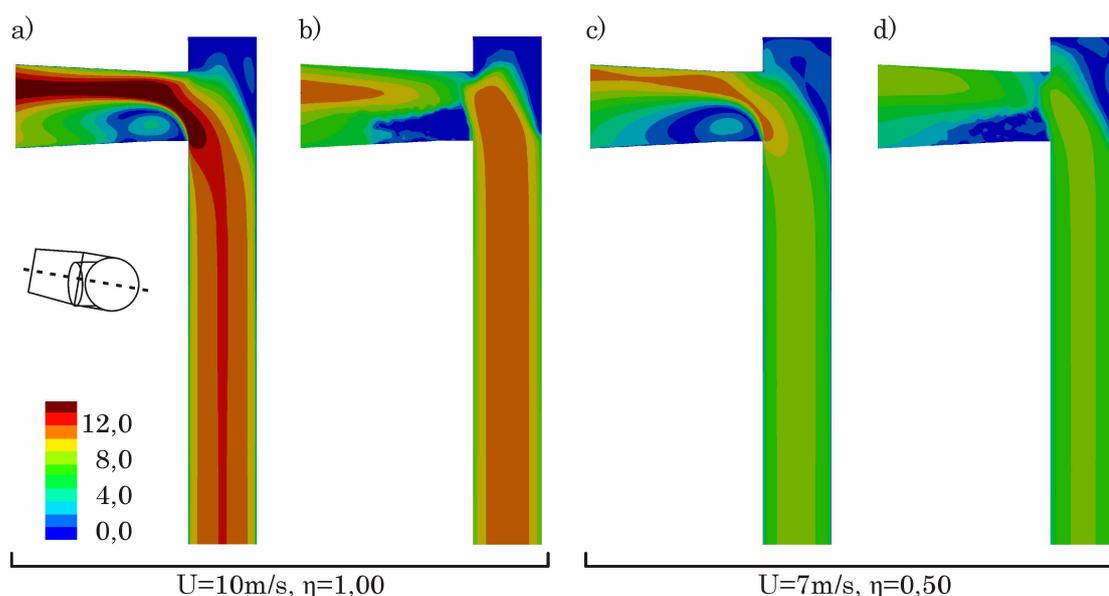


Figura 7.39: Solução dos Casos 1 e 6, região do topo do riser: campos de velocidade média a) c) do gás,  $u(\text{m/s})$ , e b) d) das partículas,  $u_p(\text{m/s})$ .

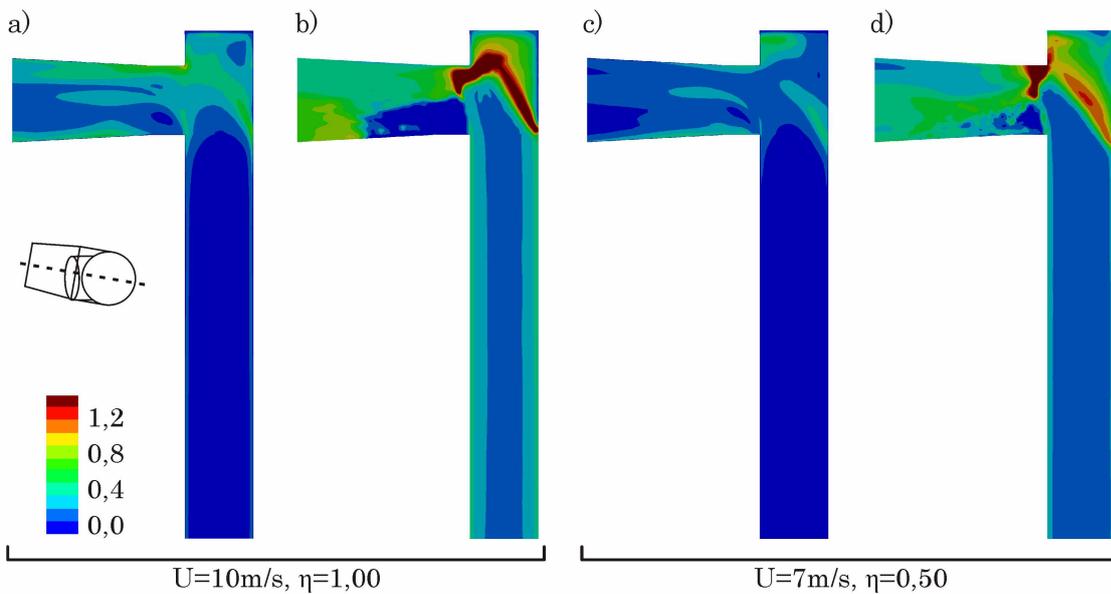


Figura 7.40: Solução dos Casos 1 e 6, região do topo do riser: campos de flutuação média da velocidade a) c) do gás,  $u'(m/s)$ , e b) d) das partículas,  $u'_p(m/s)$ .

tre o valor citado e a máxima, o que representa muito alta concentração em relação ao escoamento na região de desenvolvimento.

Além disso, a morfologia da distribuição de concentração se assemelha bastante àquela descrita na Fig. 7.2, especialmente para o Caso 4 ( $U = 10m/s$  e  $\eta = 0,50$ ), em que são mais evidentes todos os efeitos citados. Há diferença do comportamento geral no Caso 1 ( $U = 10m/s$  e  $\eta = 0,50$ ), que tem o menor fluxo mássico de sólidos, porém pode ser apenas necessário maior tempo de média. Efeitos não verificados nas soluções numéricas são o retorno de partículas até  $1,5m$  desde o topo do riser e o efeito cascata de aglomerações; estes efeitos podem requerer maior resolução espaço-temporal para serem capturados.

As estruturas consideradas de macroescala, geradas principalmente por condições geométricas, foram igualmente constatadas pelas simulações computacionais. A seguir, utiliza-se dos experimentos numéricos para aprofundar a investigação da dinâmica das partículas no riser da UPRC com vistas às estruturas de mesoescala e os movimentos que as influenciam.

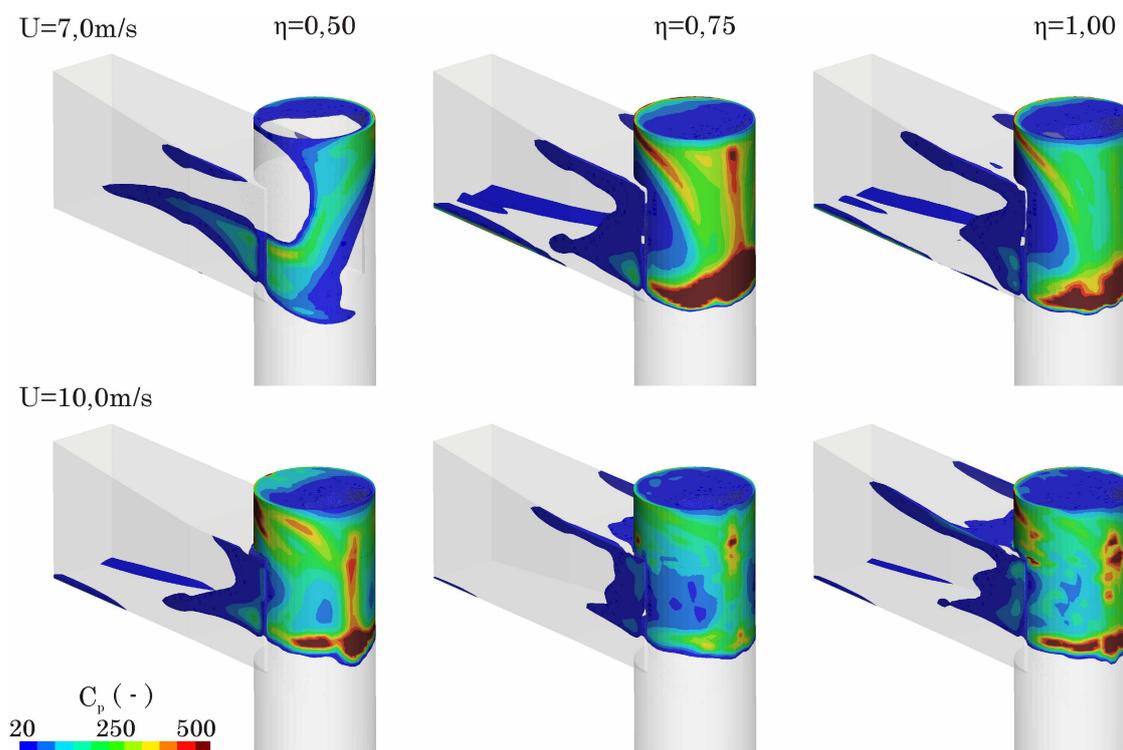


Figura 7.41: Isovolumes aplicados sobre a concentração normalizada de partículas, intervalo para  $C_p \geq 20$ , em todas as condições operacionais – Casos 1 a 6.

#### *Efeitos de mesoescala: a influência do escoamento sobre ele próprio*

O escoamento de partículas em um leito fluidizado circulante é primariamente influenciado por condições geométricas do riser, porém, também o é pelo próprio escoamento gás-sólido se houver extensão suficiente para isso, ou seja, regiões que sofrem mínimo impacto de imposições geométricas. A existência deste trecho, no entanto, não se deve exclusivamente às dimensões do riser, mas também à fluidodinâmica do escoamento.

Para mensurar a transferência de quantidade de movimento ocorrendo no plano transversal do riser, o que indica quanto o escoamento da fase sólida está influenciando sobre ele mesmo para o espalhamento das partículas, a Fig. 7.42 apresenta perfis radiais sobre ele mesmo para o espalhamento das partículas, a Fig. 7.42 apresenta perfis radiais do componente  $\tau_{p,xy}$  do Tensor de Reynolds calculado para a fase sólida. Os dados obtidos de quatro dos estudos, nas três alturas trabalhadas até aqui, demonstram que na região próxima à alimentação de partículas, base do riser em  $h = 1m$ , há maior troca de quantidade de movimento entre as direções, especialmente na metade adjacente à alimentação

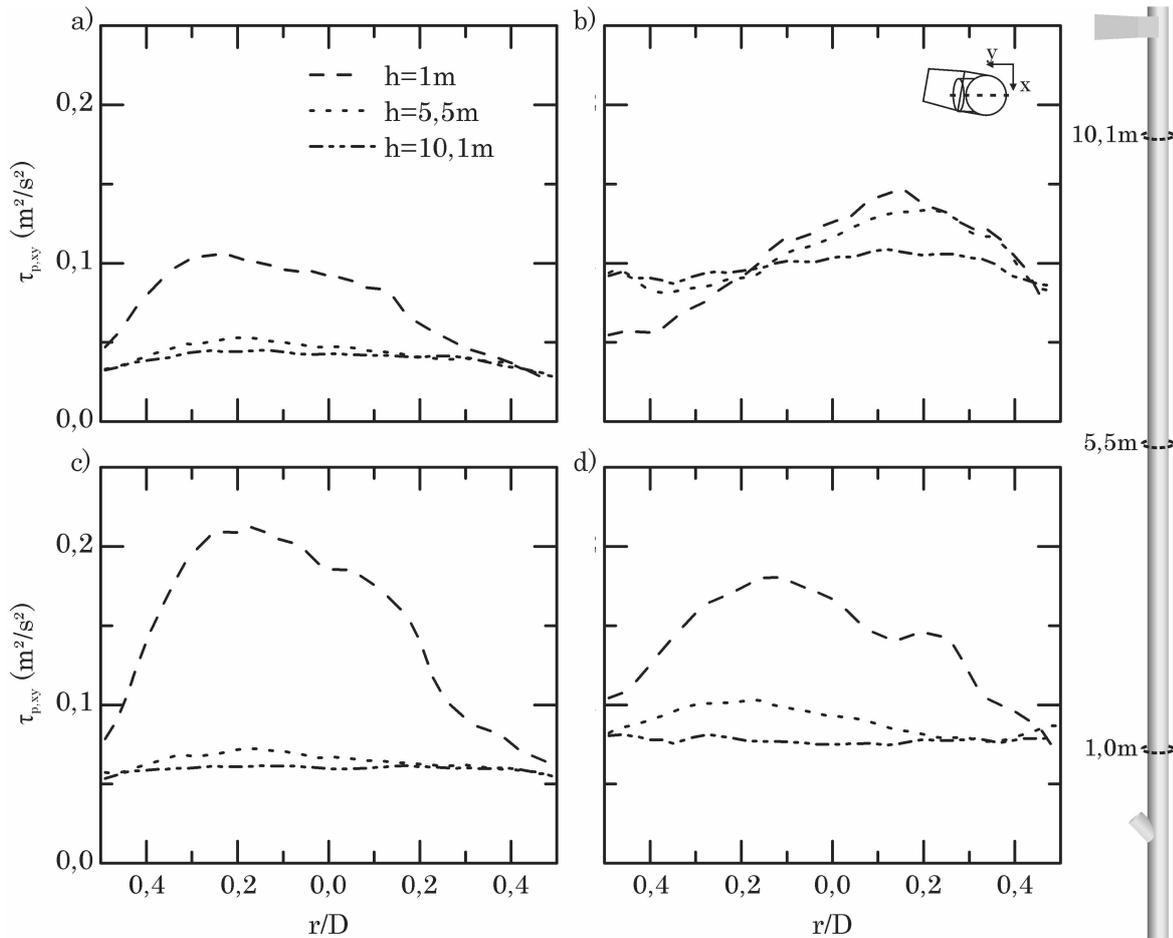


Figura 7.42: Perfis radiais do Tensor de Reynolds ( $\tau_{p,xy} = u'_{p,x} * u'_{p,y}$ ) para o escoamento da fase sólida no plano da seção transversal: Casos a) 1 ( $U = 7m/s$  e  $\eta = 0,50$ ), b) 3 ( $U = 7m/s$  e  $\eta = 1,00$ ), c) 4 ( $U = 10m/s$  e  $\eta = 0,50$ ) e d) 6 ( $U = 10m/s$  e  $\eta = 1,00$ ).

( $-0,5 < r/D < 0,0$ ).

Ao longo do riser, os valores deste componente do tensor se igualam e estabilizam em diferentes valores. Um exemplo é o Caso 4, Fig. 7.42 c), no qual se observa alta transferência na base do riser, porém logo se estabiliza em  $\tau_{p,xy} = 0,05m^2/s^2$  a partir de  $h = 5m$ . Exceção é o Caso 3, Fig. 7.42 b), que estabiliza apenas quando o escoamento se aproxima da saída, em  $h = 10m$ . De fato, como observado na experimentação física, a condição operacional deste caso apresentou-se bastante instável; embora não seja o maior fluxo mássico de sólidos, o maior carregamento em menor velocidade se aproxima mais de comportamentos de leito fluidizado sem ejeção de sólidos, no qual não há estabilização

neste sentido.

A avaliação de  $\tau_{p,xy}$  nos outros dois casos também foi realizada, bem como em outras alturas do riser e direções na seção transversal, apesar de não apresentados aqui por motivo de clareza da análise. O comportamento geral descrito se mantém com pequenas variações e a transferência de quantidade de movimento é até duas vezes maior na altura exata de alimentação de partículas, abaixo de  $h = 0m$ . Para analisar, além disso, como a flutuação da velocidade axial das partículas interfere na distribuição, a energia cinética devido à flutuação de velocidade das partículas pode ser calculada como:

$$K_p = \frac{1}{2} \left( u_{p,x}'^2 + u_{p,y}'^2 + u_{p,z}'^2 \right). \quad (7.1)$$

Os seis estudos de caso têm perfis radiais para  $K_p$  apresentados na Fig. 7.43, segundo as alturas  $h =$ ,  $h = 5,5m$  e  $h = 10,1m$ . Nota-se que a energia é maior para os dados mais próximos da base do riser nos casos com  $U = 10m/s$ , pois naqueles locais ainda ocorre intensa troca de quantidade de movimento entre as partículas. Há aumento nestas curvas também entre  $-0,5 < r/D < 0,0$ , onde o comprimento do livre caminho médio das partículas é maior, o escoamento está mais diluído pois a fase sólida está concentrada na parede oposta e assim sofre maior influência do gás que escapa pelas laterais do escoamento granular das partículas ao invadirem o riser. Um comportamento geral em todos os casos é a estabilização dos perfis em forma de U, indicando alta energia no escoamento próximo à parede em relação ao centro do riser. Em  $r/D = 0,0$ , a energia é normalmente  $K_p \approx 0,1m^2/s^2$  a partir da região de desenvolvimento em diante, a metade frente àquela na base do riser; o mesmo indicam Pantzali et al. (2015).

Este efeito se deve justamente ao desenvolvimento do escoamento, estado em que não ocorrem mais significativas trocas de quantidade de movimento, especialmente nos casos mais estáveis ( $U = 10m/s$ ). Nos casos mais instáveis, particularmente para o Caso 3, Fig. 7.43 c), a estabilização é mais demorada. O aumento de  $K_p$  nas periferias do escoamento se deve à maior frequência de colisões nesta região, que é mais concentrada

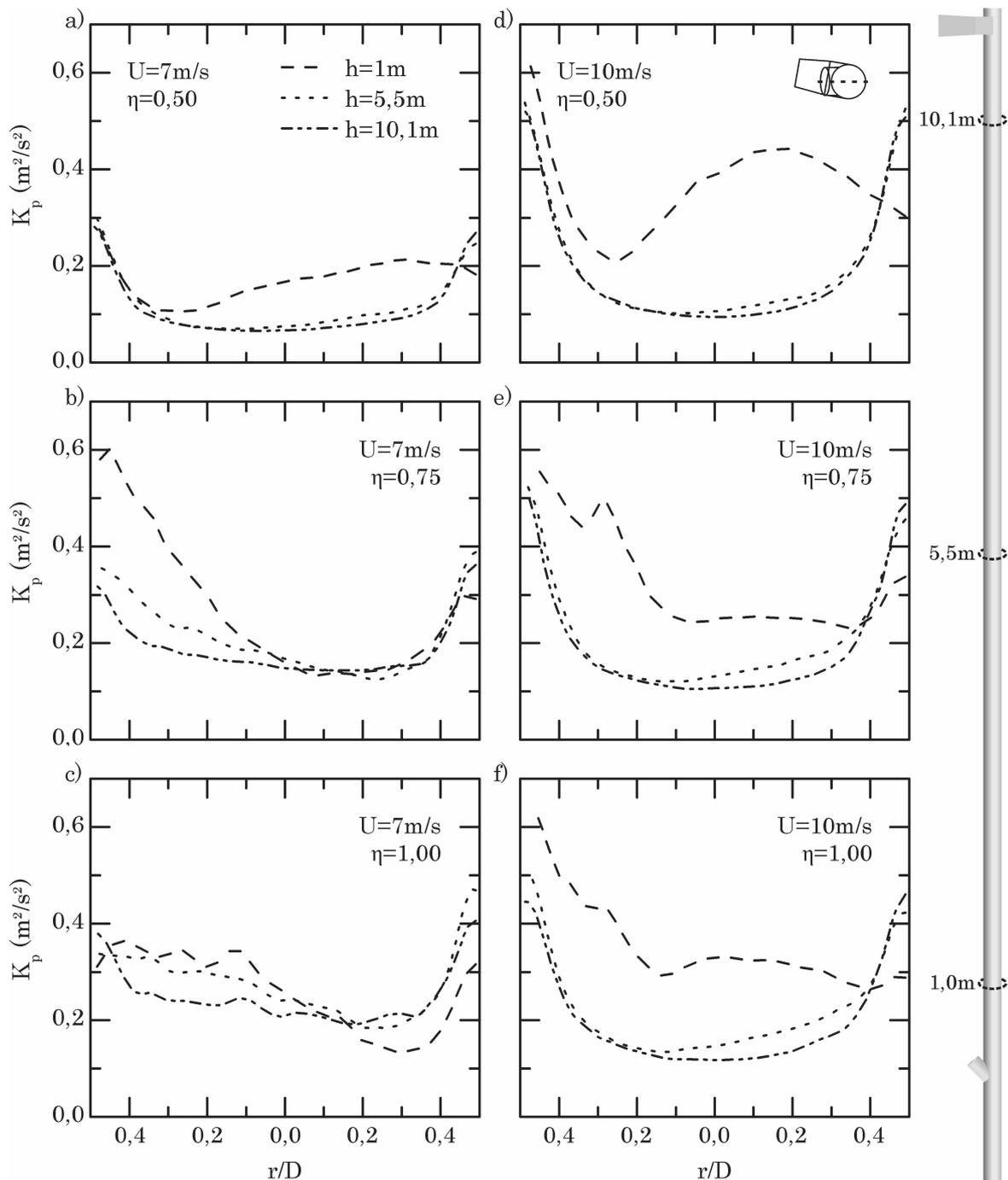


Figura 7.43: Perfis radiais da Energia Cinética das partículas devido à flutuação de velocidade para os Casos a) 1, b) 2, c) 3, d) 4, e) 5 e f) 6.

como já apresentaram as Figuras 7.5 e 7.6, ao maior cisalhamento do escoamento do gás e potencializado por efeitos da turboforese.

Para esclarecer sobre como ocorre a distribuição de energia cinética devido à flutuação das partículas na seção transversal do riser, a Fig. 7.44 apresenta campos tomados

ao longo do riser para os Casos 2 e 5. A morfologia deste campos demonstra como há sempre maior energia nas partículas periféricas e como com  $U = 10m/s$ , o escoamento de partículas requer menor comprimento de riser para se desenvolver.

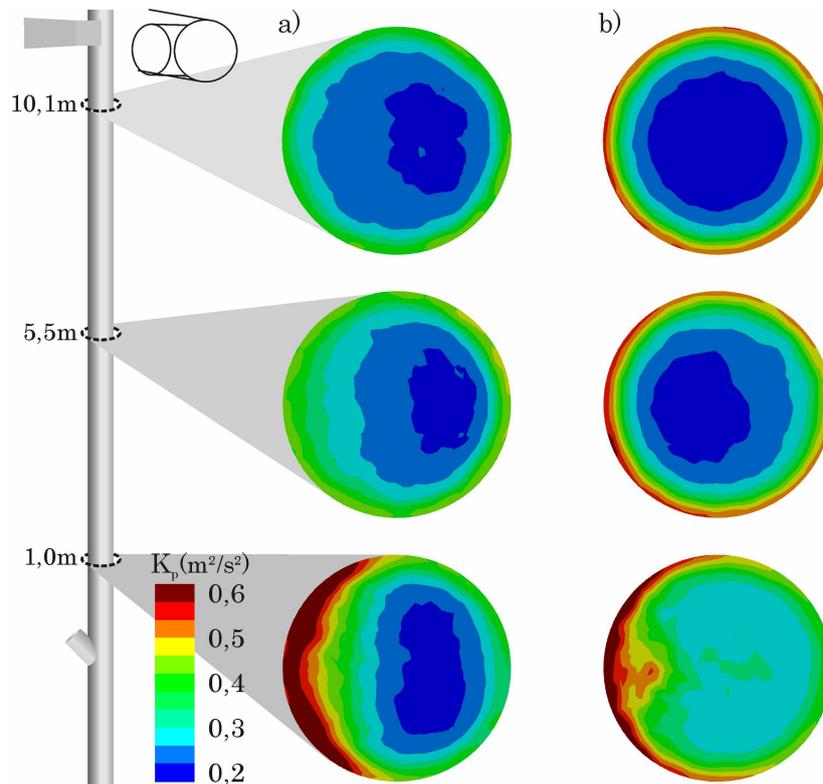


Figura 7.44: Campos da Energia Cinética das partículas devido à flutuação de velocidade: Casos a) 2 ( $U = 7m/s$  e  $\eta = 0,75$ ) e b) 5 ( $U = 10m/s$  e  $\eta = 0,75$ ).

O escoamento de partículas próximas à parede, entretanto, é de difícil medição. Por isso, maior investigação os efeitos parietais exige estudos bem-planejados. Uma característica é a formação de aglomerações longitudinais, com comprimento na ordem de dezenas de centímetros até metros, ao longo do riser como descrito na seção 7.1. Estas estruturas são vistas a partir da altura de  $h = 4m$  e se estendem até  $h = 10m$ . As regiões aglomeradas podem ser identificadas pela variação de concentração de partículas em relação às regiões vizinhas, onde ocorrem vazios. Este comportamento foi constatado de forma aproximada nas simulações computacionais, como apresenta a Fig. 7.45. Nela, observa-se uma isosuperfície formada pela ligação dos locais do escoamento de partículas em que  $C_p = 1,00$  e uma fotografia do escoamento físico na UPRC.

A isosuperfície apresenta oscilações na direção azimutal, com início e fim na direção axial, assim como são os aglomerados constatados na experimentação física. Entre esta superfície e a parede ocorre maior concentração e dela para o centro, menor. Embora este dado não possa ser validado aqui, ele fornece a sugestão de que as aglomerações longitudinais são variações de concentração na direção azimutal e que o modelo proposto na presente tese é capaz de representar aproximadamente o fenômeno. Maior fidedignidade pode ser alcançada em soluções com maior resolução espaço-temporal, além da utilização de modelos matemáticos que resolvem parte do espectro de energia da turbulência, como a Simulação de Grandes Escalas.

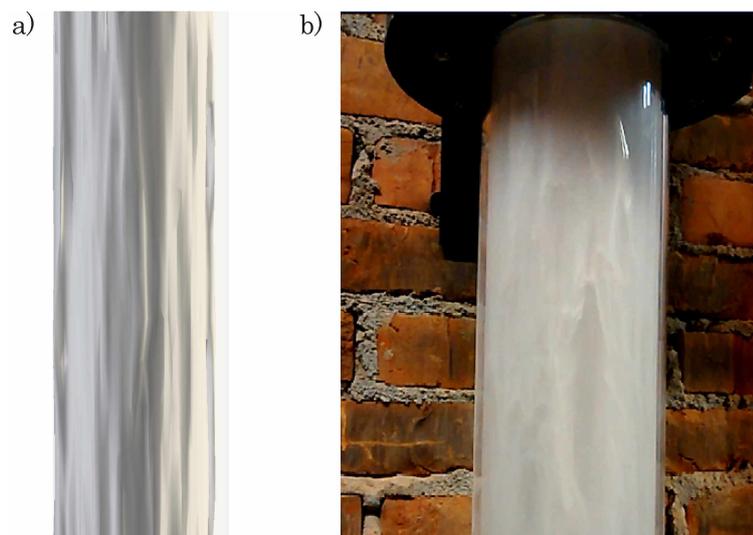


Figura 7.45: Estruturas longitudinais devido à aglomeração de partículas: a) isosuperfície para  $C_p = 1,00$ , Caso 6, e b) fotografia da operação na UPRC.

Estas estruturas foram investigadas matematicamente usando abordagem euleriana-euleriana por Agrawal et al. (2001). Os autores sugerem que as causas da formação das estruturas de mesoescala estão relacionadas a instabilidades resultantes das interações entre as fases e ao amortecimento das flutuações do movimento das partículas pelo gás e pelas colisões entre elas. Assim como no presente trabalho, os autores citam a necessidade de solução com maior refinamento espaço-temporal para captura da microdinâmica do escoamento e as reais causas da ocorrência destas estruturas.

Nesta seção, a investigação do escoamento gás-sólido no riser da UPRC foi aprofundada a partir de simulações computacionais dos estudos de caso propostos. Estas soluções corroboraram e ampliaram as análises realizadas na experimentação física pela aplicação de Anemometria por Efeito Doppler e, assim, ambas revelaram comportamentos de macro e mesoescala do escoamento, fornecendo informações tridimensionais e transientes, tal que o escoamento em riser de CFB em escala piloto foi descrito e quantificado.

Para finalizar o presente capítulo, a seção seguinte traz comparações entre os dados obtidos tanto pela experimentação física, material, quanto numérica, como validação da modelagem matemática e consequente mensuração de sua acurácia frente ao escoamento ascendente real de partículas.

## **Fechamento do capítulo**

Os resultados obtidos a partir dos experimentos propostos na presente tese e as discussões que suscitam foram apresentados neste capítulo. A dinâmica das partículas no riser de leito fluidizado circulante da UPRC foi investigada a partir de medições via Anemometria por Efeito Doppler e através da solução matemática do escoamento por Fluidodinâmica Computacional. Assim, o entendimento desta fenomenologia se baseou em dois pilares: a experimentação física na UPRC e a experimentação numérica, pela representação virtual do escoamento gás-sólido ascendente. A análise do comportamento geral do escoamento na UPRC permitiu a identificação de padrões e estruturas com grandes dimensões, que foram chamadas de macroescala, principalmente geradas por efeitos geométricos construtivos da unidade. Segregação da fase sólida na base e sua recirculação no topo do riser foram observadas em diferentes intensidades, assim como as consequências de sua ocorrência. Estruturas alongadas de aglomeração também foram constatadas na região de desenvolvimento do escoamento, as quais definiu-se como de mesoescala.

Para aprofundar a investigação, os experimentos físicos trouxeram informações capturadas em alta frequência da concentração, diâmetro e velocidade das partículas, através de campos na seção transversal de três posições ao longo do riser. Estes dados corrobora-

ram as observações anteriores e demonstraram fenômenos adicionais como: a formação de estrutura *core-annulus*; a segregação radial e axial de diâmetros, mostrando que partículas maiores tendem a serem levadas para as regiões próximas à parede, além de estarem mais presentes na base e topo do riser; a distribuição de velocidade axial média e de flutuação média da velocidade axial, no que se percebe a influência de regiões mais concentradas sobre a velocidade e que as partículas têm menor flutuação no centro do riser. Os dados instantâneos também foram analisados a fim de avaliar as relações entre eles e sua frequência de ocorrência em alguns dos pontos de medição. Além disso, as simulações de CFD dos casos permitiu a análise de locais nos quais a experimentação física não pôde ser realizada, como a região de alimentação de partículas e de saída do riser. O impacto de diferentes modelos foi avaliado, fornecendo evidências da relevância dos fenômenos que eles representam sobre o escoamento gás-sólido. A dinâmica das partículas ainda foi avaliada para auxiliar na compreensão das estruturas de mesoescala, além de sua solução numérica ter sido validada frente aos dados experimentais.

Finalmente, portanto, no presente capítulo a dinâmica da fase sólida em um riser de CFB foi investigada segundo seis estudos de caso propostos. Para tanto, a Unidade Piloto de Riser e Ciclones foi projetada, construída e operada, na qual o escoamento ascendente de gás e partículas foi analisado pela técnica óptica de Anemometria por Efeito Doppler. De maneira simultânea, o escoamento foi representado virtualmente através do simulador UNSCYFL3D, sob uma modelagem matemática euleriana-lagrangeana de quatro-vias. Distribuições espaço-temporais das propriedades dinâmicas das partículas foram mensuradas, descritas e discutidas, de forma a avançar no entendimento fenomenológico do tema e conseqüentemente contribuir com a evolução científico-tecnológica que envolve os leitos fluidizados circulantes.

# CAPÍTULO VIII

## Conclusões e perspectivas

Escoamentos gás-sólido em leitos fluidizados circulantes compõem uma classe de aplicações com relevante importância em diversos processos industriais. Majoritariamente, estas aplicações ocorrem em equipamentos de geometria complexa, assimétricas, em estado de turbulência, com transferência térmica e de massa. Por isso, é mister o desenvolvimento científico que fundamente o tecnológico e, assim, leve ao melhoramento dos processos existentes e à sugestão de outros mais eficientes. Para tanto, a compreensão dos mecanismos físicos que permeiam a fenomenologia das interações entre gás e partículas só pode ser ampliada com a investigação sistemática deste escoamento, seja por via de experimentos materiais, seja por numéricos. Em uma ou noutra, são essenciais ferramentas sofisticadas que possam acuradamente descrever o escoamento gás-sólido turbulento e todos os mecanismos que isso envolve.

Para fins de engenharia, este entendimento contribui para a predição confiável das propriedades tanto da fase contínua quanto da dispersa, como as distribuições de velocidade, concentração e flutuações de velocidade, ao projetar ou ampliar a escala de processos. A validação dos modelos matemáticos a serem resolvidos nas simulações computacionais, portanto, é primordial. Nesse contexto a presente tese está inserida e, ao alcançar os objetivos propostos, auxilia na evolução dos estudos sobre os escoamentos

gás-sólido em risers de leito fluidizado circulante, especialmente no cenário brasileiro. As conclusões e perspectivas de atividades futuras, portanto, são relatadas a seguir.

### 8.0.1 *Conclusões da tese*

Dada a investigação física e numérica do escoamento gás-sólido ascendente em leito fluidizado circulante propostas da presente tese, as principais conclusões que podem ser tomadas são:

- o projeto e a implementação da Unidade Piloto de Riser e Ciclones – UPRC, seu controle e sistema de medição por técnica óptica, foram executados com sucesso e permitiram a constituição de uma unidade para estudo de escoamentos gás-sólido em escala piloto, onde efeitos de macroescala podem ser investigados, bem como uma ampla faixa de condições operacionais que resulta em diversos regimes de escoamento;
- a dinâmica das partículas no riser da UPRC foi, portanto, investigada a partir de medições via Anemometria por Efeito Doppler (PDA) e através da solução matemática do escoamento por Fluidodinâmica Computacional. Assim, o entendimento desta fenomenologia, alvo do presente trabalho, baseou-se em dois pilares: a experimentação física material na UPRC e a experimentação virtual, pela representação computacional do escoamento gás-sólido ascendente. Ambas se mostraram adequadas a este estudo e forneceram volumosa quantidade de informações para análise dos fenômenos envolvidos;
- as combinações de velocidade superficial do gás e carregamento mássico de sólidos escolhidos para a presente investigação resultam em regimes de transporte ascendente diluído, em que não são previstas pelos diagramas clássicos formações de estruturas especiais do escoamento da fase sólida. No entanto, nas observações do comportamento geral da experimentação física, identificou-se padrões e estruturas de macroescala, principalmente geradas por efeitos geométricos construtivos da unidade. Segregação da fase sólida na base e sua recirculação no topo do riser da UPRC

foram observadas em diferentes intensidades, o que demonstra um impacto sobre o escoamento que pode ser entendido como de primeira ordem. Estruturas alongadas devidas à aglomeração de partículas também foram constatadas na região de desenvolvimento do escoamento, as quais definiu-se como de mesoescala, e são produto da transição do escoamento desde a base até o topo, onde ocorre redistribuição das partículas e intensas interações com a fase gasosa turbulenta;

- a execução de experimentos físicos utilizando da PDA revelou as distribuições espaciais de concentração, diâmetro, velocidade e sua flutuação em três posições ao longo do riser. Os fenômenos de segregação do escoamento de partículas e formação de estrutura *core-annulus* foram identificados e, em conjunto com os campos das demais propriedades medidas, observou-se que a advecção da fase contínua leva à redispersão de parte das partículas, embora as formações de macroescala sejam fundamentalmente devidas à geometria do domínio e às condições operacionais do escoamento. Além disso, foi observada segregação radial e axial de diâmetros, mostrando que partículas maiores tendem a serem levadas para as regiões próximas à parede, além de estarem mais presentes na base e topo do riser; a distribuição de velocidade axial média e de flutuação média da velocidade axial, evidenciando influência de regiões mais concentradas sobre a velocidade das partículas, por consequência da maior transferência de quantidade de movimento, onde também as partículas têm maior flutuação;
- análises entre as variáveis mostraram: forte relação entre alta concentração e baixa velocidade de partículas; menor flutuação de velocidade para partículas maiores tanto no centro quanto próximo à parede do riser, além de velocidades negativas nesta região em todas as alturas quando  $U = 7m/s$ , o que reforça a hipótese da formação de estruturas de mesoescala por efeito cascata de aglomeração;
- a experimentação numérica realizada através do UNSCYFL3D permitiu a análise de locais nos quais a experimentação física não pôde ser realizada, como a região de alimentação de partículas e de saída do riser. O modelo baseado na abordagem

euler-lagrange com acoplamento de quatro-vias, que considera a rugosidade das paredes do riser e tem a fase contínua resolvida por equações URANS, mostrou-se capaz de representar o escoamento gás-sólido na UPRC. A condição de entrada de partículas, no entanto, foi sintetizada de forma que a velocidade inicial teve de ser estimada para a correta representação dos efeitos de alimentação assimétrica de partículas. Supõe-se que a abordagem lagrangeana de partícula pontual, na qual a partícula não ocupa volume no escoamento, falha na representação de escoamentos densos e cruzados a uma corrente de gás, tal qual ocorre na base do riser, devido à impossibilidade natural de simular o efeito de proteção que a grande proximidade entre as partículas gera, o que foi chamado aqui de efeito cardume. Estudos mais profundos a respeito deste efeito específico são necessários;

- as análises de sensibilidade do modelo matemático proposto mostraram pouca influência das forças de Saffman e Magnus sobre as propriedades da fase sólida, porém grande influência da rugosidade das paredes e das flutuações de velocidade da fase contínua sobre as partículas. Este último efeito, em escoamentos ascendentes turbulentos, é normalmente entendido como o fenômeno da turboforese e esta análise evidencia que a distribuição de concentração das partículas é completamente modificada na ausência daquelas flutuações. A energia cinética turbulenta do gás, portanto, tem papel fundamental na dispersão das partículas ao longo do riser de CFB;
- por fim, a validação do modelo matemático considerando dois modelos de turbulência, o  $k-\varepsilon$  duas-camadas e o  $k-\omega$  SST, indicou a representatividade do modelos frente aos dados obtidos na experimentação física. A velocidade média das partículas teve bom grau de concordância com os dados da PDA, enquanto os resultados utilizando o  $k-\omega$  SST apresentaram melhor grau de concordância quanto à flutuação das partículas. A concentração da fase sólida, por sua vez, teve boa concordância no centro do riser especialmente utilizando o  $k-\varepsilon$  duas-camadas, enquanto houve significativa variação frente às leituras próximas da parede. Possível causa desta di-

ferença pode residir na normalização das medições da PDA, bem como na resolução da malha numérica e na quantidade de partículas computacionais utilizadas.

### 8.0.2 *Perspectivas sobre o tema e trabalhos futuros*

O tema do escoamento gás-sólido tem sido de grande importância dentro dos estudos sobre escoamentos multifásicos. Sua ocorrência em equipamentos separadores, reatores ou mesmo em fenômenos naturais é investigada por pesquisadores em todos os continentes, empregando diferentes técnicas físicas e modelos matemáticos. Grande evolução se observa desde os anos 1950, quando investigações fundamentais se iniciaram, baseadas em experimentações simplificadas. A popularização das linguagens de programação e a difusão dos computadores estimulou o desenvolvimento de códigos para solução numérica de modelos matemáticos mais e mais complexos, chegando aos dias atuais em que a dinâmica de partículas não-esféricas, com colisões não-elásticas entre elas e com paredes rugosas, com superfície resolvida e avançada interação com a turbulência é investigada.

Especificamente a respeito do presente trabalho, relaciona-se as seguintes atividades como sugestão de continuidade:

- um estudo sistemático sobre o controle da UPRC deve ser realizado, uma vez que o escoamento gás-sólido ascendente, dependendo do regime operacional, provoca grandes oscilações de pressão, o que se reflete em difícil atuação de controle; técnicas de controle preditivo possivelmente aprimorem sua operação;
- dado que a PDA exige partículas esféricas e que promovam reflexão ou refração, uma amostra de partículas com maior incidência de esferas deve facilitar as medições e reduzir a possibilidade de desvio das leituras frente à amostra real;
- a influência de aparatos internos ao riser pode ser investigada como forma de aprimorar a distribuição das partículas tanto radial quanto axialmente, bem como os efeitos de diferentes geometrias para entrada e saída das fases no riser;
- a consideração da fração volumétrica das fases nas equações eulerianas do modelo matemático pode ser um primeiro avanço para ponderação mais precisa de regiões

com alta concentração de partículas como a de alimentação lateral; e, em segundo momento, a consideração de modelos de aglomeração para partículas pontuais, como descreve Alleto (2014);

- o a solução deste problema considerando-se a distribuição de diâmetros de partículas e a metodologia da Simulação de Grandes Escalas (LES).

Quanto ao desenvolvimento científico-tecnológico dos leitos fluidizados circulantes (CFBs), vislumbra-se uma continuidade nas investigações físicas e numéricas, com aperfeiçoamento e maior detalhamento das informações. Embora avançadas soluções numéricas do escoamento gás-sólido já sejam executadas, elas são reclusas a domínios de pequenas dimensões, portanto, a realização destas simulações em dimensões onde ocorram efeitos de maior escala é uma perspectiva de médio a longo prazo. Ainda, a representação de escoamentos com carregamento intermediário, nos quais a relação global entre as quantidades das fases é pequena, porém ocorrem locais de alta concentração, como nos casos investigados na presente tese, é bastante dependente de acurada solução da fase contínua, o que também requer evolução de potência computacional e de métodos numéricos para permitir a solução em escala piloto ou industrial de modelos complexos.

### 8.0.3 *Considerações finais*

Acima do trabalho técnico desenvolvido na presente tese, está a formação do pesquisador como agente de desenvolvimento científico, social e educacional. Sua responsabilidade frente à sociedade é maior, quanto maior for o alcance do seu intelecto. O compartilhamento de sua experiência deve ser uma constante ao longo de sua trajetória. Como nenhuma Arte existe sem a presença de, pelo menos, o artista e o expectador, nenhum conhecimento concebido tem validade se não for compartilhado. Há uma relação de dependência nisso, na medida de que a realidade apenas se materializa no momento em que é percebida pela consciência. Este pesquisador, portanto, com a curiosidade de uma criança e a ponderação de um sábio, deve levar em cada descoberta a sensibilidade de ser uma referência de amor pelo conhecimento e pelo próximo.

## Trabalhos publicados

As publicações relacionadas abaixo foram realizadas durante o período de doutoramento e fazem parte da formação do candidato. Todas elas suportam a presente tese direta ou indiretamente.

1. UTZIG, J.; DECKER, R. K.; NORILER, D. N.; MEIER, H. F. Análise Numérica de Interações entre as Fases em Escoamentos Turbulentos Multifásicos Gás-Sólido por Experimentação Numérica e Física. In: Anais da EPTT 2012. [S.l.: s.n.], 2012.
2. UTZIG, J.; SOUZA, F. J.; MEIER, H. F. Análise Numérica da Turboforese em um Escoamento Turbulento Gás-Sólido. In: POSMEC 2013 – Simpósio do Programa de Pós - Graduação em Engenharia Mecânica. [S.l.: s.n.], 2013.
3. UTZIG, J.; SOUZA, F. J.; MEIER, H. F. On the Turbulence Modulation by Particles in Confined Gas-Solid Flows. In: Anais da EPTT 2014. [S.l.: s.n.], 2014.
4. UTZIG, J.; SOUZA, F. J.; MEIER, H. F. A Numerical Analysis of the Turbophoresis in a Turbulent Gas-Particle Flow. In: Volume 1C, Symposia: Fundamental Issues and Perspectives in Fluid Mechanics; Industrial and Environmental Applications of Fluid Mechanics; Issues and Perspectives in Automotive Flows; Gas-Solid Flows: Dedicated to the Memory of Professor Clayton T. Crowe;. [S.l.]: ASME, 2014. p. V01CT18A011.
5. SOUZA, F. J.; SILVA, A. L.; UTZIG, J. Four-way coupled simulations of the gas-particle flow in a diffuser. Powder Technology, Elsevier B.V., v. 253, p. 496-508, 2014.

6. UTZIG, J.; GUERRA, H. P.; DECKER, R. K.; SOUZA, F. J.; MEIER, H. F. Gas-solid turbulence modulation: Wavelet MRA and Euler/Lagrange simulations. *Chemical Engineering Transactions*, v. 43, p. 1675-1680, 2015.
7. UTZIG, J.; GUERRA, H. P.; SOUZA, F. J.; MEIER, H. F. Gas-solid turbulence modulation analyzed by Wavelet MRA, Kolmogorov-Sinai Entropy, Correlation Dimension and Euler/Lagrange simulation. In: *Turbulence, Heat and Mass Transfer* 8. [S.l.: s.n.], 2015.

## Referências

- ADAMCZYK, W. P. et al. Comparison of the standard Euler–Euler and hybrid Euler–Lagrange approaches for modeling particle transport in a pilot-scale circulating fluidized bed. *Particuology*, v. 15, p. 129–137, 2014.
- AGRAWAL, K. et al. The role of meso-scale structures in rapid gas–solid flows. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 445, p. 151–185, 2001.
- ALLETO, M. *Numerical Investigation of the Influence of Particle–Particle and Particle–Wall Collisions in Turbulent Wall–Bounded Flows at High Mass Loadings*. Tese (Doutorado) — Universität der Bundeswehr Hamburg, Hamburg, Deutschland, 2014.
- ANDERSON, T. B.; JACKSON, R. O. Y. A fluid mechanical description of fluidized beds. *I&EC Fundamentals*, v. 6, n. 4, p. 527–539, 1965.
- ANDERSSON, K. E. B. Pressure drop in ideal fluidization. *Chemical Engineering Science*, v. 15, n. 3-4, p. 276–297, 1961.
- ANDREWS, M. J.; O’ROURKE, P. J. The multiphase particle-in-cell (MP-PIC) method for dense particulate flows. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 22, n. 2, p. 379–402, 1996.
- ARASTOOPOUR, H.; GIDASPOW, D. Vertical Pneumatic Conveying Using Four Hydrodynamic Models. *American Chemical Society*, v. 18, n. 2, p. 123–130, 1979.
- BALACHANDAR, S.; EATON, J. K. Turbulent Dispersed Multiphase Flow. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 42, n. 1, p. 111–133, 2010.
- BARDINA, J. E.; HUANG, P. G.; COAKLEY, T. J. *Turbulence Modeling Validation, Testing and Development*. [S.l.], 1997.
- BENYAHIA, S. et al. 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. p. 24–33, 2000.
- BHUSARAPU, S.; AL-DAHMAN, M. H.; DUDUKOVIĆ, M. P. Solids flow mapping in a gas-solid riser: Mean holdup and velocity fields. *Powder Technology*, v. 163, n. 1-2, p. 98–123, 2006.

BOKKERS, G. et al. Modelling of large-scale dense gas–solid bubbling fluidised beds using a novel discrete bubble model. *Chemical Engineering Science*, v. 61, p. 5590–5602, 2006.

BREUER, M.; ALLETTO, M. Efficient simulation of particle-laden turbulent flows with high mass loadings using LES. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v. 35, p. 2–12, 2012.

BURTON, T. M.; EATON, J. K. Fully resolved simulations of particle-turbulence interaction. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 545, n. -1, p. 67, 2005.

CAPECELATRO, J.; DESJARDINS, O.; FOX, R. O. On fluid–particle dynamics in fully developed cluster-induced turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 780, p. 578–635, 2015.

CAPECELATRO, J.; PEPIOT, P.; DESJARDINS, O. Numerical characterization and modeling of particle clustering in wall-bounded vertical risers. *Chemical Engineering Journal*, Elsevier B.V., v. 245, p. 295–310, 2014.

CAPORALONI, M. et al. Transfer of particles in nonisotropic air turbulence. *Journal of Atmospheric Sciences*, v. 32, p. 565–568, 1975.

CASTILHO, G. J.; CREMASCO, M. A. Study of gas-solids flow in a short CFB riser by statistical and chaotic deterministic analysis of optical fibre probe signals. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, v. 91, n. 3, p. 579–588, 2013.

CHAN, W. et al. Particle velocities and their residence time distribution in the riser of a CFB. *Powder Technology*, v. 203, p. 187–197, 2010.

CHEN, C. et al. CPFD simulation of circulating fluidized bed risers. *Powder Technology*, v. 235, p. 238–247, 2013.

CROWE, C. *Multiphase Flow Handbook*. Boca Raton, FL: CRC Press, 2006.

CROWE, C. T. et al. *Multiphase Flows with Droplets and Particles*. 2. ed. Boca Raton, FL: CRC Press, 2012. 499 p.

DANTEC DYNAMICS A/S. *LDA and PDA Reference Manual*. Skovlunde, Denmark, 2011.

DASGUPTA, S.; JACKSON, R.; SUNDARESAN, S. Turbulent gas-particle flow in vertical risers. *AIChE Journal*, v. 40, n. 2, p. 215–228, 1994.

DECKER, R. K. et al. Comparison between numerical results and PIV experimental data for gas-solid flow in ducts. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, v. 92, n. 6, p. 1113–1120, 2014.

DENNIS, S. C. R.; SINGH, S. N.; INGHAM, D. B. The steady flow due to a rotating sphere at low and moderate Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 101, p. 257–279, 1980.

DU, B.; WARSITO, W.; FAN, L.-S. ECT studies of the choking phenomenon in a gas-solid circulating fluidized bed. *AIChE Journal*, v. 50, n. 7, p. 1386–1406, 2004.

- DUBRAWSKI, K. et al. Traveling column for comparison of invasive and non-invasive fluidization voidage measurement techniques. *Powder Technology*, v. 235, p. 203–220, 2013.
- DURST, F.; ZARÉ, M. Laser-Doppler measurements in two-phase flows. *Proceedings of the LDA-Symposium*, 1975.
- ELGHOBASHI, S. On predicting particle-laden turbulent flows. *Applied Scientific Research*, v. 52, p. 309–329, 1994.
- FERZIGER, J.; PERIC, M. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. 3. ed. Berlin; Heidelberg; New York; Barcelona; Hong Kong; London; Milan; Paris; Tokyo: Springer, 2002. 423 p.
- FERZIGER, J. H.; PERIC, M. FURTHER DISCUSSION OF NUMERICAL ERRORS IN CFD. v. 23, n. November 1994, p. 1263–1274, 1996.
- FOX, R. O. On multiphase turbulence models for collisional fluid–particle flows. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 742, p. 368–424, 2014.
- FREIRE, J.; SILVEIRA, A. *Fenômenos de Transporte em Sistemas Particulados: Fundamentos e Aplicações*. São Carlos, SP: Suprema, 2009.
- GELDART, D. Types of Gas Fluidization. *Powder Technology*, v. 7, p. 285–292, 1973.
- GRACE, J. Contacting modes and behaviour classification of gas—solid and other two-phase suspensions. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, v. 64, p. 353—363, 1986.
- GUHA, A. A Unified Eulerian Theory of Turbulent Deposition to Smooth and Rough Surfaces. *Journal of Aerosol Science*, v. 28, n. 8, p. 1517–1537, 1997.
- GUHA, A. Transport and Deposition of Particles in Turbulent and Laminar Flow. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 40, n. 1, p. 311–341, 2008.
- GUIDE for the Verification and Validation of Computational Fluid Dynamics Simulations. [S.l.], 1998.
- GUIDE for Verification and Validation in Computational Solid Mechanics. [S.l.], 2006.
- GUIDE on Verification and Validation in Computational Fluid Dynamics and Heat Transfer. [S.l.], 2008.
- HADINOTO, K.; CURTIS, J. S. Effect of Interstitial Fluid on Particle - Particle Interactions in Kinetic Theory Approach of Dilute Turbulent Fluid - Particle Flow. p. 3604–3615, 2004.
- HASELBACHER, A.; NAJJAR, F.; FERRY, J. An efficient and robust particle-localization algorithm for unstructured grids. *Journal of Computational Physics*, v. 225, p. 2198–2213, 2007.
- HEERDEN, C.; NOBEL, A.; KREVELEN, D. Studies on fluidization. I-The critical mass velocity. I, n. 1, 1961.

- HENSLER, T. et al. Non-invasive investigation of the cross-sectional solids distribution in CFB risers by X-ray computed tomography. *Powder Technology*, v. 297, p. 247–258, 2016.
- HOEF, M. van der et al. Numerical Simulation of Dense Gas-Solid Fluidized Beds: A Multiscale Modeling Strategy. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 40, n. 1, p. 47–70, 2008.
- JAJCEVIC, D. et al. Large-scale CFD-DEM simulations of fluidized granular systems. *Chemical Engineering Science*, Elsevier, v. 98, p. 298–310, 2013.
- KALLIO, G. A.; REEKS, M. W. A Numerical Simulation of Particles Deposition in Turbulent Boundary Layers. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 15, n. 3, p. 433–446, 1989.
- KIM, J. S.; TACHINO, R.; TSUTSUMI, A. Effects of solids feeder and riser exit configuration on establishing high density circulating fluidized beds. *Powder Technology*, v. 187, n. 1, p. 37–45, 2008.
- KOLMOGOROV, A. N. Equations for Turbulent Motion oh an Incompressible Fluid. *Izvestia Academy of Science, USSR; Physics*, v. 6, p. 56–58, 1942.
- KRAMERS, H. On the “viscosity” of a bed of fluidized solids. *Chemical Engineering Science*, I, n. 1, p. 35–37, 1951.
- LAÍN, S.; SOMMERFELD, M. Numerical calculation of pneumatic conveying in horizontal channels and pipes: Detailed analysis of conveying behaviour. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 39, p. 105–120, 2012.
- LAÍN, S.; SOMMERFELD, M. Characterisation of pneumatic conveying systems using the Euler/Lagrange approach. *Powder Technology*, Elsevier B.V., v. 235, p. 764–782, 2013.
- LANDAU, L.; LIFSHITS, E. *Fluid mechanics - Course of theoretical physics v.6*. 2. ed. Oxford: Butterworth-Heinemann, 1987. 539 p.
- LEVENSPIEL, O. *Chemical Reaction Engineering*. 3. ed. New York, NY: John Wiley & Sons, 1999.
- LI, F. et al. MP-PIC simulation of CFB riser with EMMS-based drag model. *Chemical Engineering Science*, Elsevier, v. 82, p. 104–113, 2012.
- LI, T.; DIETIKER, J.-F.; SHADLE, L. Comparison of full-loop and riser-only simulations for a pilot-scale circulating fluidized bed riser. *Chemical Engineering Science*, v. 120, p. 10–21, 2014.
- LIU, B. Y. H.; AGARWAL, J. K. Experimental Observation of Aerosol Deposition in Turbulent Flow. *Journal of Aerosol Science*, v. 5, p. 145–155, 1974.
- LOPES, G. C. et al. Three-dimensional modeling of fluid catalytic cracking industrial riser flow and reactions. *Computers and Chemical Engineering*, Elsevier Ltd, v. 35, n. 11, p. 2159–2168, 2011.

- LUCCI, F.; FERRANTE, A.; ELGHOBASHI, S. Is Stokes number an appropriate indicator for turbulence modulation by particles of Taylor-length-scale size? *Physics of Fluids*, v. 23, p. 025101–1–7, 2011.
- LUN, C. K. K.; LIU, H. S. Numerical simulation of dilute turbulent gas-solid flows in horizontal channels. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 23, n. 3, p. 575–605, 1997.
- MAHMOUDI, S.; BAEYENS, J.; SEVILLE, J. Particle velocities and their residence time distribution in the riser of a CFB. *Powder Technology*, v. 211, p. 135–143, 2011.
- MAHMOUDI, S. et al. Solids flow diagram of a CFB riser using Geldart B-type powders. *Particuology*, v. 10, p. 51–61, 2012.
- MALLOUPPAS, G.; WACHEM, B. van. Large Eddy Simulations of turbulent particle-laden channel flow. *International Journal of Multiphase Flow*, Elsevier Ltd, v. 54, p. 65–75, 2013.
- MALVERN INSTRUMENTS LTD. *Mastersizer 2000 - User Manual*. Malver, Worcestershire, United Kingdom, 2007.
- MARTIGNONI, W.; LASA, H. I. Heterogeneous reaction model for FCC riser units. *Chemical Engineering Science*, v. 56, n. 2, p. 605–612, 2001.
- MARTINS, D. *Implementação e avaliação de modelos computacionais para a previsão da erosão em ciclones*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, 2016.
- MASSARANI, G. *Fluidodinâmica em Sistemas Particulados*. 2. ed. Rio de Janeiro, RJ: E-Papers Serviços Editoriais, 2002.
- MATHIESEN, V.; SOLBERG, T.; HJERTAGER, B. H. An experimental and computational study of multiphase flow behavior in a circulating fluidized bed. v. 26, p. 387–419, 2000.
- MATHUR, S.; MURTHY, J. A pressure-based method for unstructured meshes. *Numerical Heat Transfer*, v. 31, p. 195–215, 1997.
- MCMILLAN, J. et al. Particle cluster dynamics during fluidization. *Chemical Engineering Science*, Elsevier, v. 100, p. 39–51, 2013.
- MEI, R. An approximate expression for the shear lift force on a spherical particle at finite Reynolds number. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 18, p. 145–147, 1992.
- MENTER, F. R. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. *AIAA Journal*, v. 32, n. 8, p. 1598–1605, 1994.
- MEYER, D. Modelling of turbulence modulation in particle- or droplet-laden flows. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 706, p. 251–273, 2012.

MILIOLI, C. C.; MILIOLI, F. E. On the accuracy of two-fluid model predictions for a particular gas–solid riser flow. *Applied Mathematical Modelling*, Elsevier Inc., v. 34, n. 3, p. 684–696, 2010.

MILIOLI, C. C.; MILIOLI, F. E.; BOX, P. O. On the Subgrid Behavior of Accelerated Riser Flows for a High Stokes Number Particulate. p. 13538–13544, 2011.

MONAZAM, E.; BREAUULT, R.; SHADLE, L. Pressure and apparent voidage profiles for riser with an abrupt exit (T-shape) in a CFB riser operating above fast fluidization regimes. *Powder Technology*, v. 291, p. 383–391, 2016.

NAQWI, A. Sizing of irregular particles using a Phase Doppler System. *Particle & Particle Systems Characterization*, v. 13, p. 343–349, 1996.

NAYAK, S. V.; JOSHI, S. L.; RANADE, V. V. Modeling of vaporization and cracking of liquid oil injected in a gas-solid riser. *Chemical Engineering Science*, v. 60, n. 22, p. 6049–6066, 2005.

OBERKAMPF, W.; TRUCANO, T. Verification and validation benchmarks. *Nuclear Engineering and Design*, v. 238, p. 716–743, 2008.

OESTERLE, B.; PETITJEAN, A. Simulation of particle-to-particle interactions in gas-solid flows. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 19, n. I, p. 199–211, 1993.

PANDAY, R. et al. Challenge Problem: 1. Model Validation of Circulating Fluidized Beds. *Powder Technology*, Elsevier B.V., 2014.

PANTZALI, M. et al. Three-component particle velocity measurements in the bottom section of a riser. *International Journal of Multiphase Flow*, Elsevier Ltd, v. 72, p. 145–154, 2015.

PANTZALI, M. et al. Three-component solids velocity measurements in the middle section of a riser. *Chemical Engineering Science*, Elsevier, v. 101, p. 412–423, 2013.

PASSALACQUA, A.; FOX, R. O. Multiphase CFD for gas-particle flows: Beyond the two-fluid model. In: *7th International Conference on CFD in the Minerals and Process Industries*. [S.l.: s.n.], 2009. p. 1–7.

PENG, B. et al. Numerical and experimental studies on the flow multiplicity phenomenon for gas-solids two-phase flows in CFB risers. *Powder Technology*, v. 214, n. 2, p. 177–187, 2011.

POPE, S. *Turbulent flows*. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2000.

REEKS, M. W. THE TRANSPORT OF DISCRETE PARTICLES IN INHOMOGENEOUS TURBULENCE. *Journal of Aerosol Science*, v. 14, n. 6, p. 729–739, 1983.

REEKS, M. W.; SKYRME, G. The Dependence of Particle Deposition Velocity on Particle Inertia in Turbulent Pipe Flow. *Journal of Aerosol Science*, v. 7, p. 485–495, 1976.

- RHIE, C.; CHOW, W. Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation. *AIAA Journal*, v. 21, n. 11, p. 1523–1532, 1983.
- ROACHE, P. Perspective: A Method for Uniform Reporting of Grid Refinement Studies. *Journal of Fluids Engineering*, v. 116, p. 405–413, 1994.
- ROACHE, P. Quantification of uncertainty in Computational Fluid Dynamics. *Annual Reviews os Fluid Mechanics*, v. 29, p. 123–160, 1997.
- ROACHE, P. *Verification and validation in computational science and engineering*. Albuquerque, NM: Hermosa Publishers, 1998.
- ROACHE, P. Perspective: Validation - What Does It Mean? *Journal of Fluids Engineering*, v. 131, p. 034503–1–4, 2009.
- ROSSBACH, V. et al. Numerical gas-solid flow analysis of ring-baffled risers. *Powder Technology*, v. 297, p. 320—329, 2016.
- RUBINOW, S. I.; KELLER, J. B. The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous liquid. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 11, p. 447–459, 1961.
- SAFFMAN, P. G. The lift on a small sphere in a shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 22, p. 385–400, 1965.
- SAFFMAN, P. G. A Model for Inhomogeneous Turbulent Flow. *Proceedings of the Royal Society of London*, A317, p. 417–433, 1970.
- SALVO, R. *Efeitos de modelos submalha em escoamentos em ciclones*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, 2009.
- SALVO, R. *Aplicação da Metodologia Euleriana-Lagrangiana à Análise do Processo de Separação em Ciclones*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia, MG, 2013.
- SCHILLER, L.; NAUMANN, A. A drag coefficient correlation. *Z. Ver. Deutsch. Ing.*, p. 77–318, 1935.
- SCHLICHTING, H. *Boundary-layer theory*. New York, USA: McGraw-Hill, 1979.
- SGROTT, O. *Otimização de Ciclones por Combinação de Programação Matemática Não-Linear e Técnicas de Simulação Numérica (CFD)*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Regional de Blumenau, Blumenau, SC, 2013.
- SGROTT, O. L. et al. Cyclone optimization by COMPLEX method and CFD simulation. *Powder Technology*, Elsevier B.V., v. 277, p. 11–21, 2015.
- SHAFFER, F. et al. High speed imaging of particle flow fields in CFB risers. *Powder Technology*, v. 242, p. 86–99, 2013.
- SHAH, M. et al. Computational fluid dynamic modelling of FCC riser: A review. *Chemical Engineering Research and Design*, v. 111, p. 403—448, 2016.

- SHEPARD, D. A two-dimensional interpolation function for irregularly-spaced data. *Proceedings of the 1968 23rd ACM national conference*, p. 517–524, 1968.
- SHI, X. et al. Effects of the riser exit geometries on the hydrodynamics and solids back-mixing in CFB risers: 3D simulation using CPFD approach. *Powder Technology*, Elsevier B.V., v. 284, p. 130–142, 2015.
- SHUAI, W. et al. Simulation of particles and gas flow behavior in a riser using a filtered two-fluid model. *Chemical Engineering Science*, Elsevier, v. 66, n. 4, p. 593–603, 2011.
- SNIDER, D. M. An incompressible three-dimensional multiphase particle-in-cell model for dense particle flows. *Journal of Computational Physics*, v. 170, n. 2, p. 523–549, 2001.
- SNIDER, D. M.; CLARK, S. M.; O'ROURKE, P. J. Eulerian-Lagrangian method for three-dimensional thermal reacting flow with application to coal gasifiers. *Chemical Engineering Science*, Elsevier, v. 66, n. 6, p. 1285–1295, 2011.
- SOMMERFELD, M. Validation of a stochastic Lagrangian modelling approach for inter-particle collisions in homogeneous isotropic turbulence. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 27, p. 1829–1858, 2001.
- SOMMERFELD, M.; HUBER, N. Experimental analysis and modelling of particle-wall collisions. v. 25, p. 1457–1489, 1999.
- SOMMERFELD, M.; LAIN, S. Parameters influencing dilute-phase pneumatic conveying through pipe systems: A computational study by the Euler/Lagrange approach. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, v. 93, n. 1, p. 1–17, 2015.
- SOUZA, F. *UNSCYFL3D V.2.0 - Manual Teórico*. Uberlândia, MG, 2012.
- SOUZA, F.; SALVO, R.; MARTINS, D. Large Eddy Simulation of the gas-particle flow in cyclone separators. *Separation and Purification Technology*, v. 94, p. 61–70, 2012.
- SOUZA, F. J.; SALVO, R. V.; MARTINS, D. M. Simulation of the performance of small cyclone separators through the use of Post Cyclones (PoC) and annular overflow ducts. *Separation and Purification Technology*, Elsevier B.V., v. 142, n. 2015, p. 71–82, 2015.
- SOUZA, F. J.; SILVA, A. L.; UTZIG, J. Four-way coupled simulations of the gas-particle flow in a diffuser. *Powder Technology*, Elsevier B.V., v. 253, p. 496–508, 2014.
- SOUZA, J. A. et al. A Two-Dimensional Model for Simulation, Control, and Optimization of FCC Risers. *AIChE Journal*, v. 52, n. 5, p. 1895–1905, 2006.
- STREY, C. et al. Experimental and Numerical Study in the Inlet Region of a Circulating Fluidized Bed. In: *AIChE - Proceedings Experimental and Numerical Study in the Inlet Region of a Circulating Fluidized Bed (2015 Annual Meeting)*. [S.l.: s.n.], 2015. p. 432934.
- SUBRAMANIAM, S. Lagrangian-Eulerian methods for multiphase flows. *Progress in Energy and Combustion Science*, v. 39, n. 2-3, p. 215–245, 2013.
- SUNDARESAN, S. Modeling the Hydrodynamics of Multiphase Flow Reactors : Current Status and Challenges. *AIChE Journal*, v. 46, n. 6, p. 1102–1105, 2000.

TANAKA, T.; EATON, J. Classification of Turbulence Modification by Dispersed Spheres Using a Novel Dimensionless Number. *Physical Review Letters*, v. 101, p. 114502–1–4, 2008.

TEBIANIAN, S. et al. Investigation of particle velocity in FCC gas-fluidized beds based on different measurement techniques. *Chemical Engineering Science*, v. 127, p. 310—322, 2015.

TENNETI, S.; SUBRAMANIAM, S. Particle-Resolved Direct Numerical Simulation for Gas-Solid Flow Model Development. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 46, n. 1, p. 199–230, 2014.

UTZIG, J. et al. Gas-solid turbulence modulation: Wavelet MRA and Euler/Lagrange simulations. *Chemical Engineering Transactions*, v. 43, p. 1675–1680, 2015.

UTZIG, J. et al. Gas-solid turbulence modulation analyzed by Wavelet MRA, Kolmogorov-Sinai Entropy, Correlation Dimension and Euler/Lagrange simulation. In: *Turbulence, Heat and Mass Transfer 8*. [S.l.: s.n.], 2015.

UTZIG, J.; SOUZA, F. J.; MEIER, H. F. A Numerical Analysis of the Turbophoresis in a Turbulent Gas-Particle Flow. In: *Volume 1C, Symposia: Fundamental Issues and Perspectives in Fluid Mechanics; Industrial and Environmental Applications of Fluid Mechanics; Issues and Perspectives in Automotive Flows; Gas-Solid Flows: Dedicated to the Memory of Professor Clayton T. Crowe*. [S.l.]: ASME, 2014. p. V01CT18A011.

UTZIG, J.; SOUZA, F. J.; MEIER, H. F. On the turbulence modulation by particles in confined gas-solid flows. In: *Anais da EPTT 2014*. [S.l.: s.n.], 2014.

Van Engelandt, G. et al. Experimental study of inlet phenomena of 35 inclined non-aerated and aerated Y-inlets in a dilute cold-flow riser. *Chemical Engineering Science*, v. 62, n. 1-2, p. 339–355, 2007.

Van Engelandt, G. et al. Experimental and computational study of T- and L-outlet effects in dilute riser flow. *Chemical Engineering Science*, Elsevier, v. 66, n. 21, p. 5024–5044, 2011.

VEGENDLA, S. N. P.; HEYNDERICKX, G. J.; MARIN, G. B. Comparison of Eulerian-Lagrangian and Eulerian-Eulerian method for dilute gas-solid flow with side inlet. *Computers and Chemical Engineering*, v. 35, n. 7, p. 1192–1199, 2011.

VERSTEEG, H.; MALALASEKERA, W. *An Introduction to Computational Fluid Dynamics - The Finite Volume Method*. 1. ed. Essex, England: Longman Scientific

VREMAN, a. W. Turbulence characteristics of particle-laden pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 584, p. 235, 2007.

WACHEM, B. van et al. Modelling of gas–solid turbulent channel flow with non-spherical particles with large Stokes numbers. *International Journal of Multiphase Flow*, Elsevier Ltd, v. 68, p. 80–92, 2015.

WANG, C. et al. Detailed measurements of particle velocity and solids flux in a high density circulating fluidized bed riser. *Chemical Engineering Science*, Elsevier, v. 114, p. 9–20, 2014.

WANG, F. et al. Electrical Capacitance Volume Tomography Imaging of Three-Dimensional Flow Structures and Solids Concentration Distributions in a Riser and a Bend of a GasSolid Circulating Fluidized Bed. *Industrial Engineering & Chemistry Research*, v. 51, p. 10968–10976, 2012.

WANG, L. et al. Lattice Boltzmann based discrete simulation for gas-solid fluidization. *Chemical Engineering Science*, Elsevier, v. 101, p. 228–239, 2013.

WEN, C.; YU, Y. A generalized method for predicting the minimum fluidization velocity. *AIChE Journal*, v. 12, p. 610–612, 1966.

WILCOX, D. C. *Turbulence Modeling for CFD*. 2. ed. La Cañada: DCW Industries, 1994.

WILDE, J. et al. Gas–solids mixing in the inlet zone of a dilute circulating fluidized bed. *Powder Technology*, v. 151, n. 1-3, p. 96–116, 2005.

WOOD, A.; HWANG, W.; EATON, J. Preferential concentration of particles in homogeneous and isotropic turbulence. *International Journal of Multiphase Flow*, v. 31, n. 10-11, p. 1220–1230, 2005.

WOOD, N. B. A Simple Method for the Calculation of Turbulent Deposition to Smooth and Rough Surfaces. *Journal of Aerosol Science*, v. 12, n. 3, p. 275–290, 1981.

YOU, J.; WANG, D.; ZHU, C. Entrance Effects on Gas - Solid Riser Flow Structure. *Industrial Engineering & Chemistry Research*, v. 48, p. 310–319, 2009.

YOUNG, J.; LEEMING, A. A theory of particle deposition in turbulent pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 340, p. 129–159, 1997.

ZHANG, H. et al. Operation diagram of Circulating Fluidized Beds (CFBs). *Procedia Engineering*, v. 102, p. 1092–1103, 2015.

# Apêndices

## Apêndice 1: Avaliação fluidodinâmica para saída de riser

### Destaques:

- Um estudo para avaliar a forma da saída do riser foi realizado e três geometrias foram propostas;
- Através de CFD, demonstra-se que a configuração de saída quadrada apresenta maior equilíbrio, facilidade de construção e menor perda de carga.

Três configurações geométricas para o topo do riser foram avaliadas. Além da forma da peça em T, manteve-se a expansão até a entrada do Ciclone de 1° estágio. Na Fig. 8.1 visualiza-se a configuração circular a), circular com contração b) e quadrada c). A configuração circular é a mais comumente utilizada; a circular com contração foi proposta a fim de evitar ou minimizar o efeito de descolamento do escoamento na borda inferior da saída; a quadrada, foi proposta pela facilidade de construção – acredita-se que seja possível a fabricação da peça em acrílico.

### *Condições operacionais*

O domínio considerado se refere ao riser e à saída lateral. O riser tem diâmetro  $d = 0,1 \text{ m}$  e altura  $h = 12 \text{ m}$ ; as saídas circulares tem o maior diâmetro  $d_{a)b) = 0,08 \text{ m}$  e a de seção quadrada, lado  $l_c) = 0,1 \text{ m}$ . O escoamento é apenas de ar atmosférico,

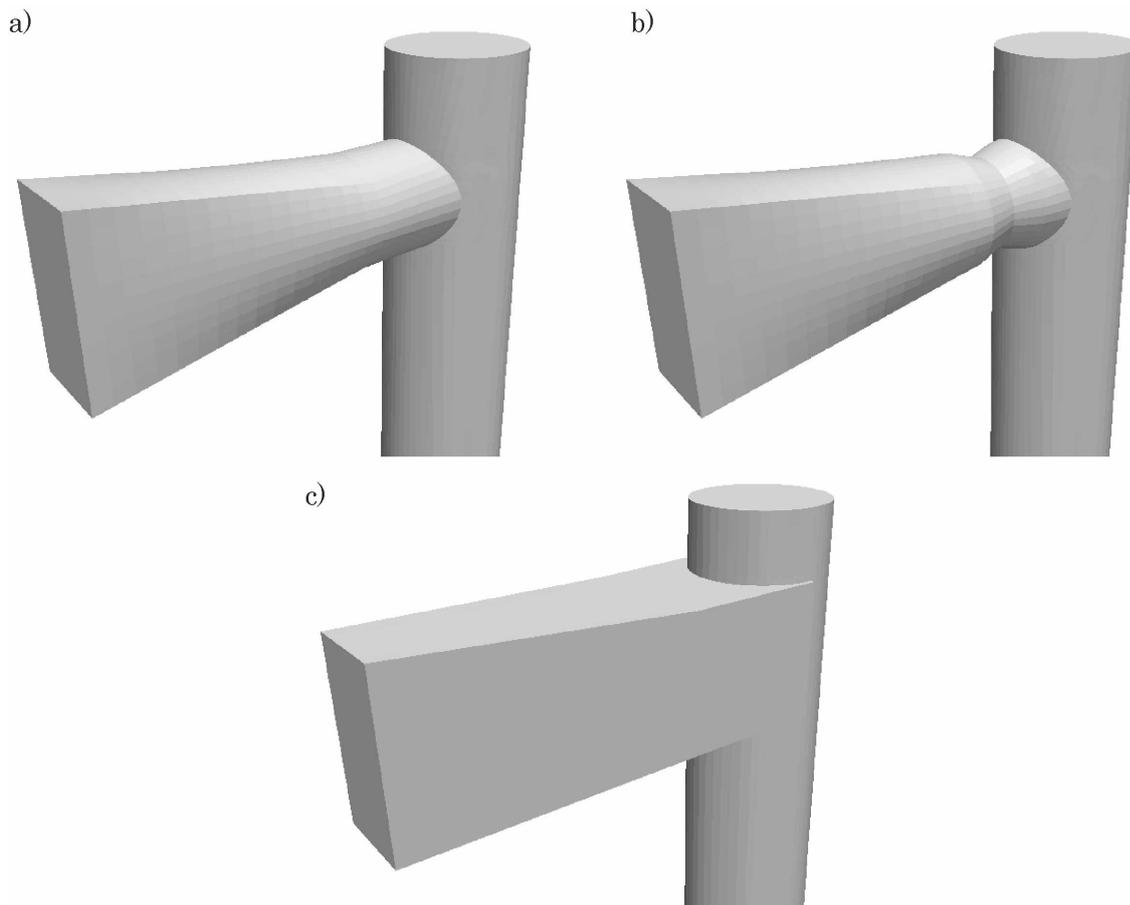


Figura 8.1: Configurações geométricas de topo de riser avaliadas.

$\rho_g = 1,2 \text{ kg/m}^3$ ,  $\mu = 1,82E - 5 \text{ Pa s}$ . A velocidade nominal média de operação foi definida  $u_g = 15 \text{ m/s}$ .

#### *Condições numéricas*

Neste estudo o código UNSCYFL3D foi utilizado. Na condição de contorno de entrada, utilizou-se a velocidade nominal com perfil uniforme, com 5% de intensidade turbulenta e escala de comprimento  $l = 0,01 \text{ m}$ . Na parede, condição de não-deslizamento. Na saída, gradiente e pressão relativa nulos. O escoamento é resolvido para estado transiente: 2 s de tempo real foram simulados, a passo de tempo fixo  $\Delta t = 10^{-4} \text{ s}$ . Nas discretizações de espaço e tempo, esquemas de alta ordem foram utilizados, assim como o modelo para fechamento da turbulência k- $\omega$  SST.

Os domínios foram discretizados em malhas numéricas com aproximadamente 680

mil nós. O primeiro elemento a partir da parede foi disposto a  $5.10^{-5} m$  ( $y^+ = 1$ ), uma vez que leis de parede para a turbulência não foram utilizadas – Figura 8.2; na direção axial, os elementos tem  $0,025 m$  de comprimento. Um estudo para independência de malha foi realizado.

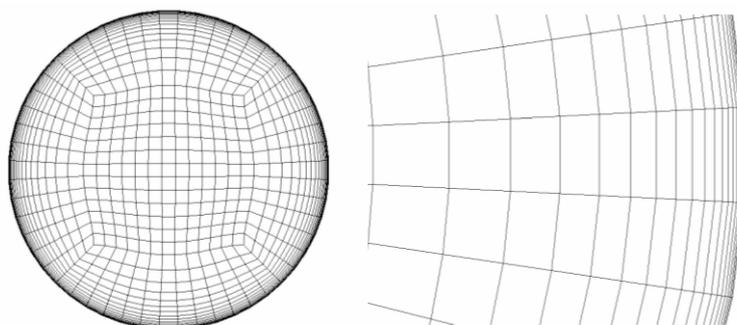


Figura 8.2: Seção transversal e detalhe da malha numérica.

### Resultados

Como esperado para configuração em T, um bolsão de recirculação se forma no topo do riser, acima da saída lateral, assim como uma região menor de recirculação que se forma logo após a saída, devido ao descolamento do escoamento na borda inferior. Esta segunda recirculação tem diferentes dimensões em cada modelo e é motivo de atenção, posto que pode causar acúmulo de partículas no ponto de estagnação. Outra consequência é uma corrente de maior velocidade no bordo superior. Devido à contração, o segundo modelo b) apresenta velocidade máxima de  $44 m/s$ , enquanto que o terceiro c) apresenta a menor velocidade máxima,  $24 m/s$ , o que promove um perfil de velocidade mais equilibrado na entrada do ciclone. Essas características podem ser observadas nas Figuras 2 e 3, que apresentam campos do vetor velocidade e da componente na direção da saída, no centro do riser, respectivamente.

Observa-se na Figura 4 que os modelos apresentam diferentes perdas de carga e distribuições de velocidade no plano de alimentação do ciclone de 1º estágio. Uma vez que tem maior área de interseção entre o braço de saída e o riser, o terceiro modelo c) apresenta melhor distribuição do escoamento e menor perda de energia, aproximadamente

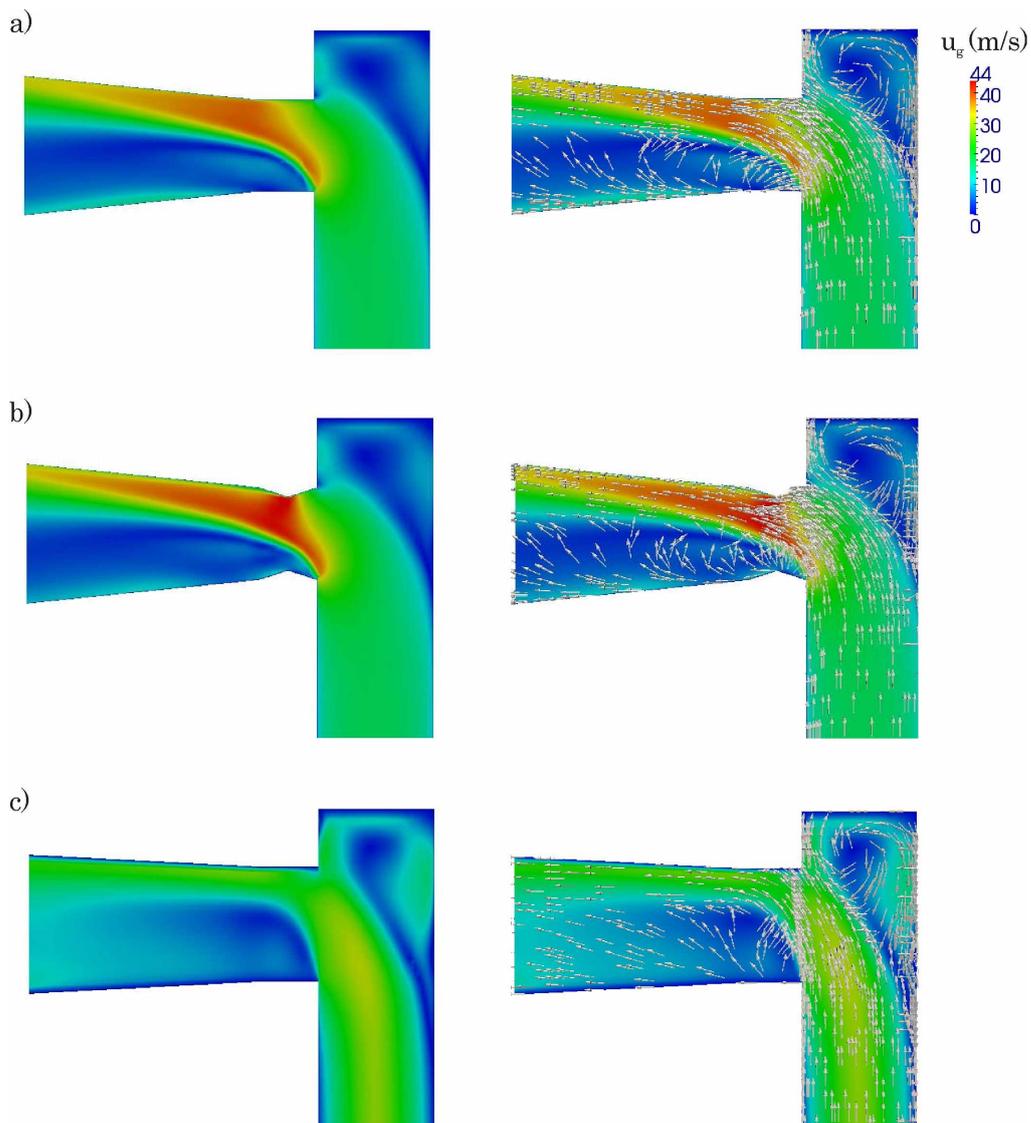


Figura 8.3: Campos de cores e vetores para a velocidade média do gás.

225  $Pa$  a partir da altura de 11,7  $m$ . Por outro lado, o segundo modelo b) apresenta a maior perda de energia, 645  $Pa$ , e maiores gradientes de velocidade.

### Conclusões

- Considerando um artefato de saída única lateral de riser do tipo T, três configurações foram propostas: de seção circular (A), seção circular com contração (B) e seção quadrada (C);
- Ocorre descolamento do escoamento no bordo inferior das saídas, devido ao estado

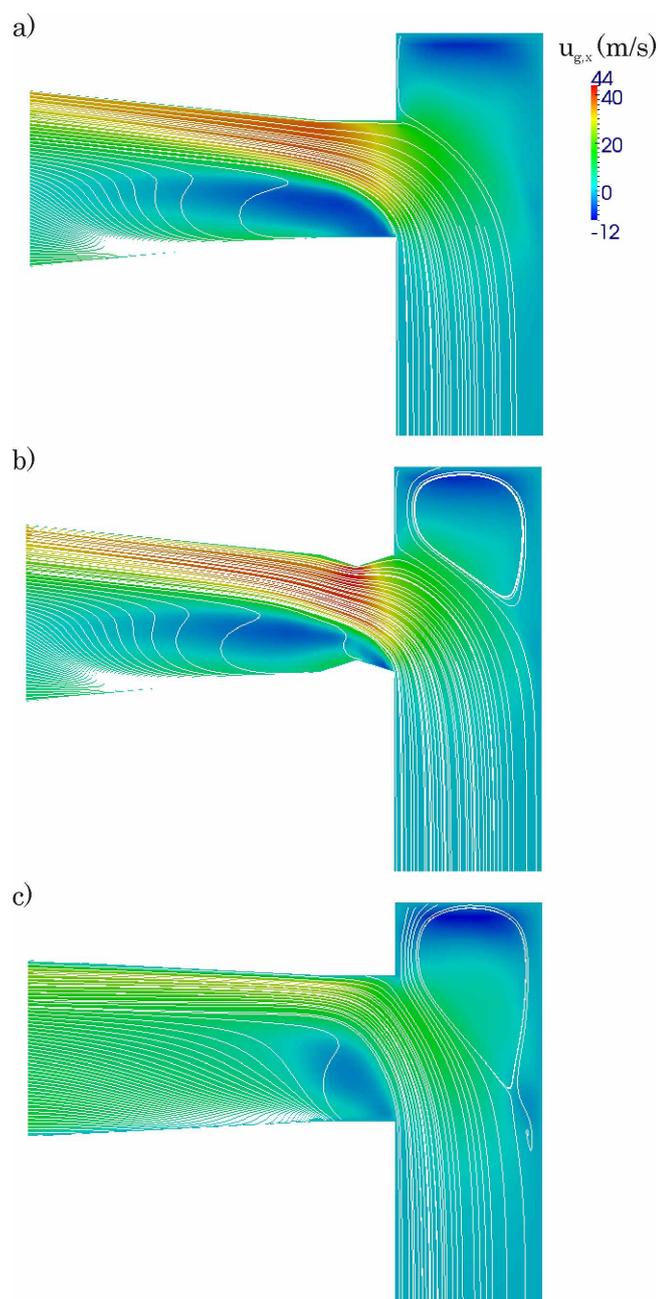


Figura 8.4: Campo de cores e linhas de corrente: evidência para as regiões de recirculação.

altamente turbulento do escoamento. Entre os três modelos, o de seção quadrada apresentou menor recirculação;

- A avaliação da perda de carga gerada pelos modelos, avaliada pela diferença da pressão média de um plano transversal ao riser localizado na altura de  $11,7\text{ m}$  e na posição final da saída, demonstrou que o modelo B causa maior perda de energia, enquanto o modelo C, a menor;

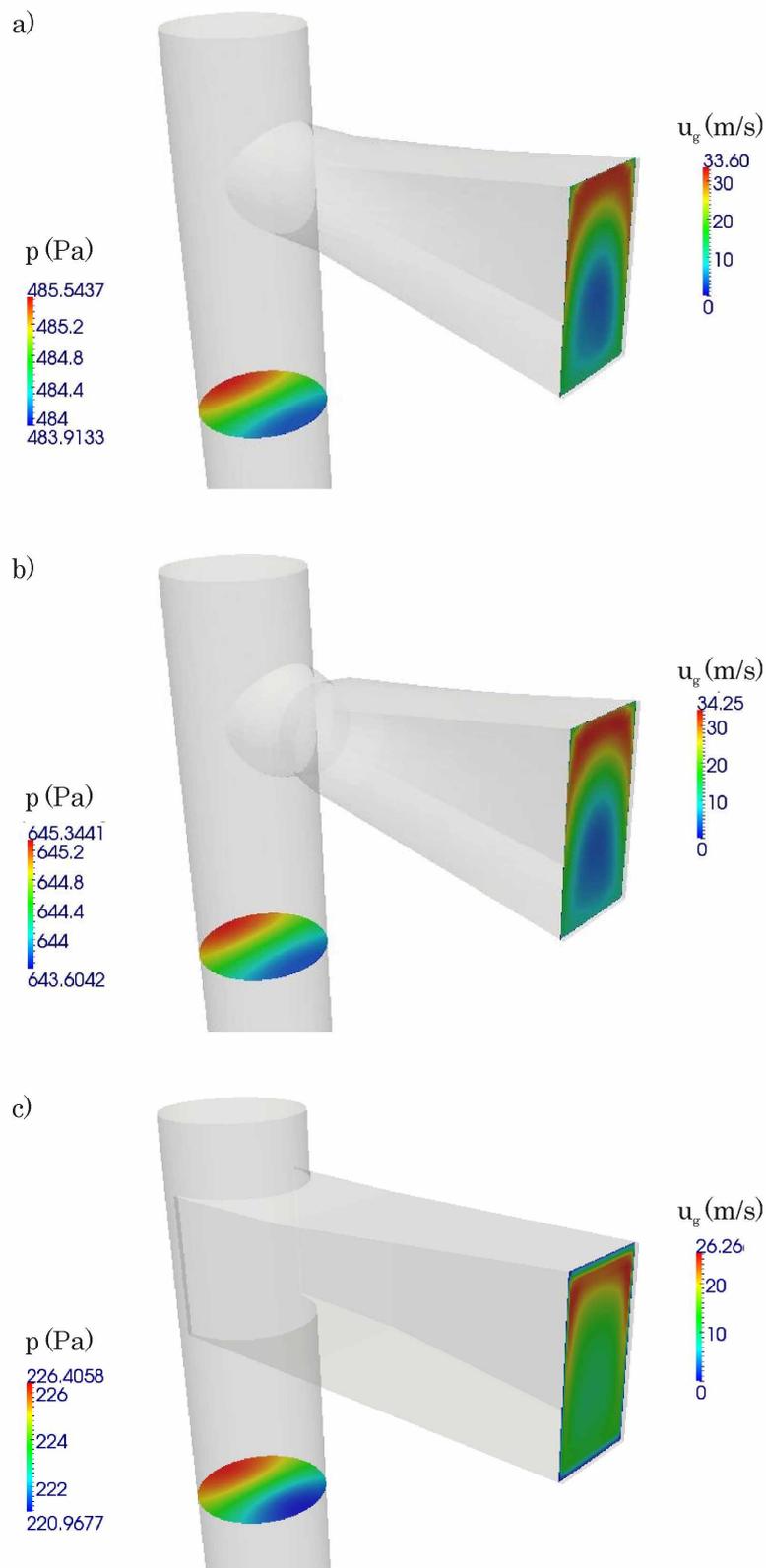


Figura 8.5: Campos de cores para a pressão e velocidade médias. O plano de pressão é tomado na altura de 11,7 m; o plano de velocidade, na alimentação do ciclone de 1° estágio.

- A uniformidade do escoamento no plano final da saída, o mesmo de alimentação do ciclone de 1° estágio, é maior em C;
- Devido à maior facilidade de construção, acredita-se ser possível a construção do modelo C em acrílico, o que permitirá realizar leituras ópticas nesta região. Considerando ainda que este modelo oferece menor perda de energia em comparação aos outros, entende-se que é o mais adequado para utilização na UPRC.

## **Apêndice 2: Avaliação fluidodinâmica para projeto de medidor Venturi**

### **Destaques:**

- Um estudo sobre o escoamento monofásico através de diferentes configurações de medidor de vazão tipo Venturi foi realizado;
- Procurou-se avaliar o projeto do medidor, variando o diâmetro da garganta e angulação do cone de saída para se obter melhor precisão de leitura e menor perda de carga;
- Os resultados mostram que as configurações com menor diâmetro da garganta sofrem excessiva perda de carga; as configurações com maior angulação no cone de saída sofrem desequilíbrio no jato e recirculações. A configuração mais adequada tem diâmetro da garganta  $d_2 = 0,5d_1$  e angulação de saída  $\alpha_2 = 7^\circ$ . O coeficiente de descarga para este modelo foi determinado como  $C_d = 0,9866$ .

O presente estudo tem como objetivo determinar a mais adequada configuração de medidor de vazão tipo Venturi, com referência na melhor precisão de leitura e menor perda de carga. O projeto do medidor é do tipo Herschel (Perry e Green, 1997); a angulação do cone de entrada sugerida é  $\alpha_1 = 21 \pm 2^\circ$ , do cone de saída  $\alpha_2 = 5 - 15^\circ$  e o comprimento da seção de garganta deve ser igual ao seu diâmetro  $l_2 = d_2$ . Os pontos de medição de pressão devem ser no centro da garganta e entre  $0,25d_1$  e  $0,5d_1$  a montante no início do

cone de entrada - Fig. 8.6. O diâmetro da garganta e a angulação do cone de saída foram variados totalizando sete casos-teste.

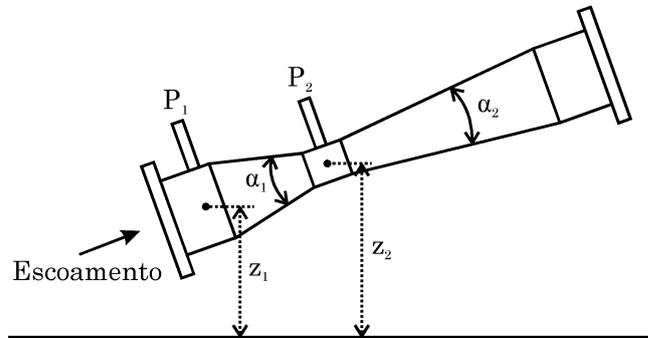


Figura 8.6: Medidor Venturi tipo Herschel (Perry e Green, 1997).

### Condições operacionais

O domínio considerado se refere ao medidor Venturi, precedido por um trecho de tubulação de 2 m e sucedido por um trecho de 0,5 m. O maior diâmetro do medidor é igual ao da tubulação,  $d_1 = 0,1$  m. Em todos os casos resolveu-se o escoamento de ar atmosférico ( $\rho_g = 1,2$  kg/m<sup>3</sup>,  $\mu = 1,82 \cdot 10^{-5}$  Pa s). A velocidade nominal média de operação do gás foi definida  $u_g = 15$  m/s, conforme projeto de operação padrão da UPRC.

A Tab. 8.1 apresenta as sete configurações geométricas avaliadas. Para todas, manteve-se o maior diâmetro ( $d_1 = 0,1$  m) e a angulação do cone de entrada ( $\alpha_1 = 21^\circ$ ), variou-se o diâmetro da garganta  $d_2$  e a angulação do cone de saída  $\alpha_2$ ;  $L$  é o comprimento total do medidor. Na Fig. 8.7, observa-se imagem das geometrias de cada caso.

Tabela 8.1: Dimensões dos medidores Venturi avaliados.

Caso	A	B	C	D	E	F	G
$d_2$ (m)	0,03	0,03	0,05	0,05	0,07	0,07	0,05
$\alpha_2$ (°)	15	10	15	10	15	10	7
$L$ (m)	0,266	0,619	0,375	0,471	0,265	0,322	0,594

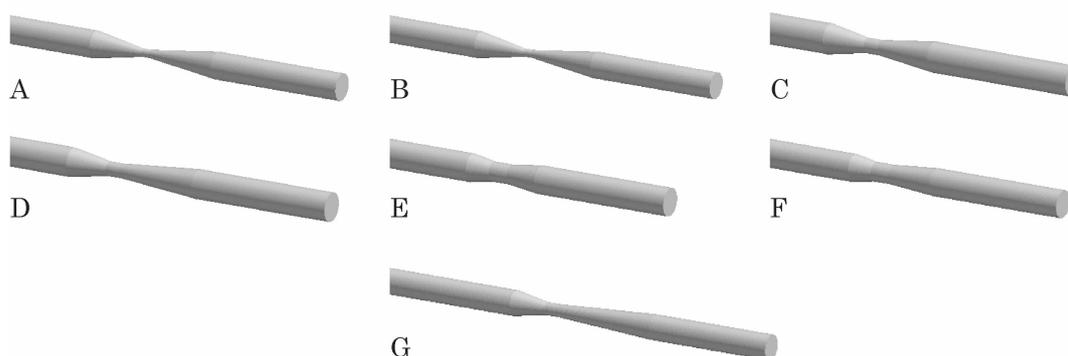


Figura 8.7: Geometrias dos casos avaliados.

### *Condições numéricas*

Para as simulações computacionais, os domínios foram discretizados em malhas numéricas com 300 a 355 mil elementos. O primeiro elemento a partir da parede foi disposto a  $5 \cdot 10^{-5} \text{ m}$  ( $y^+ = 1$ ); na direção axial, os elementos tem  $0,037 \text{ m}$  de comprimento nos trechos de tubulação, reduzindo até  $0,002 \text{ m}$  na garganta do medidor.

O código UNSCYFL3D foi utilizado para solução dos casos. O escoamento é resolvido para estado estacionário até a convergência dos resíduos em  $10^{-6}$ . Para tratar a turbulência, optou-se pelo modelo de turbulência  $k-\omega$  SST. Nas discretizações de espaço e tempo, esquemas de alta ordem foram utilizados. Na condição de contorno de entrada, impôs-se a velocidade nominal  $u_g = 15 \text{ m/s}$  com perfil uniforme, 5% de intensidade turbulenta e escala de comprimento  $l = 0,01 \text{ m}$ . Na parede, condição de não-deslizamento. Na saída, gradiente e pressão relativa nulos. Os trechos de tubulação foram considerados a fim de evitar influência das condições de contorno sobre o medidor.

### *Resultados*

A avaliação fluidodinâmica para projeto de medidor Venturi tipo Herschel foi realizada para sete configurações, diferentes no diâmetro da garganta e angulação do cone de saída. A dependência da malha numérica foi analisada através da solução do caso G com malha de 800 mil elementos; diferenças significativas não foram encontradas e todos os casos foram resolvidos com a malha padrão.

Devido à conservação da massa, ocorre maior velocidade máxima nas configurações com menor diâmetro da garganta ( $d_2 = 0,03 \text{ m}$ ). Também por este motivo e por se considerar escoamento isotérmico, em que não há variação da massa específica do gás, nas configurações com maior angulação de saída ( $\alpha_2 = 15^\circ$ ) ocorre desestabilização do jato e seu colamento assimétrico na parede devido ao Efeito Coandă, uma vez que a expansão é demasiado brusca – em um escoamento não-isotérmico com fornecimento de energia, poderia haver aumento da temperatura e redução da massa específica do gás, mantendo o jato simétrico, porém, esta situação não se aproxima da operação normal da UPRC.

Estas constatações podem ser vistas na Fig. 8.8, que apresenta campos da velocidade axial média de cada caso em um plano longitudinal central. Nos casos A e B, com menor diâmetro da garganta, obteve-se a maior velocidade do estudo,  $u_z = 175 \text{ m/s}$ ; para o diâmetro intermediário – casos C, D e G – a velocidade na contração foi  $u_z = 64 \text{ m/s}$ ; e para o maior diâmetro avaliado – casos E e F – a velocidade foi  $u_z = 32 \text{ m/s}$ . Mostra-se excessiva a velocidade que ocorre nos casos A e B, embora o efeito Venturi e a precisão da leitura sejam ampliados, posto que pode ocorrer vibração da estrutura, ruído sonoro e a perda de carga será a maior, como mostrado posteriormente. Por outro lado, a velocidade que ocorre na contração dos casos E e F é apenas duas vezes maior que da tubulação, possivelmente baixa demais para uma leitura precisa, embora ocorra a menor perda de carga. Na figura observa-se também a assimetria do jato após a contração do medidor nos casos A, C e E, enquanto que os outros casos mantêm o jato simétrico. Nos casos F e G, não ocorre velocidade axial negativa, o que indica não haver recirculações; o escoamento, portanto, não descola na contração e favorece a economia de energia. No entanto, como já discutido, a velocidade na contração do caso F se mostra menos adequada. Segundo esta avaliação, a configuração geométrica G é a mais adequada.

Também é importante a avaliação da variação de pressão entre as seções de maior e menor diâmetro, para determinação da vazão, e a perda de carga sofrida pelo medidor, a fim de contabilizar o custo energético total do escoamento na unidade. A Fig. 8.9 apresenta planos transversais de pressão na entrada e saída do medidor, de forma que se verifique a perda que ocorre apenas no equipamento. As escalas apresentam os valores

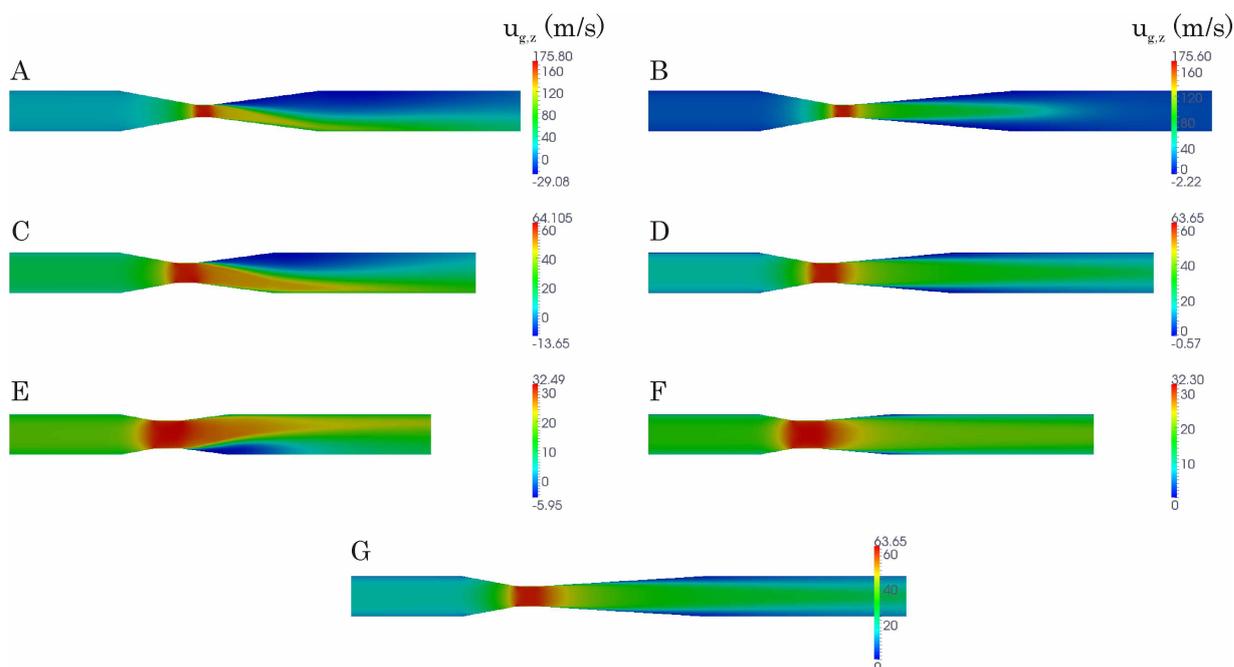


Figura 8.8: Planos de velocidade axial média para cada caso avaliado.

máximos e mínimos nos planos; o primeiro plano está disposto a  $0,5d_1$  a montante da entrada para não sofrer influência da depressão que ocorre devido ao efeito Venturi; não há diferença significativa de pressão entre a parede e o centro.

A menor queda de pressão ocorre no caso F,  $\Delta P_F = 100 Pa$ , enquanto que a maior, no caso A,  $\Delta P_A = 9050 Pa$ . Isso tem explicação na diferença do diâmetro da contração, como discutido anteriormente. O caso G, que teve melhor distribuição de velocidade, apresentou  $\Delta P_G = 350 Pa$ , aproximadamente. Além disso, a variação de pressão nos pontos de medição para determinação da vazão pôde ser avaliada. Para as configurações A e B, obteve-se aproximadamente  $\Delta P_{MedAB} = 17100 Pa$ ; para as configurações C, D e G,  $\Delta P_{MedCDG} = 2100 Pa$ ; e para as configurações E e F,  $\Delta P_{MedEF} = 445 Pa$ . Embora a maior variação seja mais precisa, é excessiva a que ocorre nos primeiros casos. Por outro lado, não é recomendada para leitura a que ocorre nos casos E e F, por ser muito baixa.

A Tab. 8.2 apresenta uma compilação das perdas de carga de cada caso e das variações de pressão para medição da vazão. Observa-se que a configuração G tem um custo energético aceitável e variação de pressão suficiente para medição precisa. Esta é a configuração mais adequada para projeto do medidor.

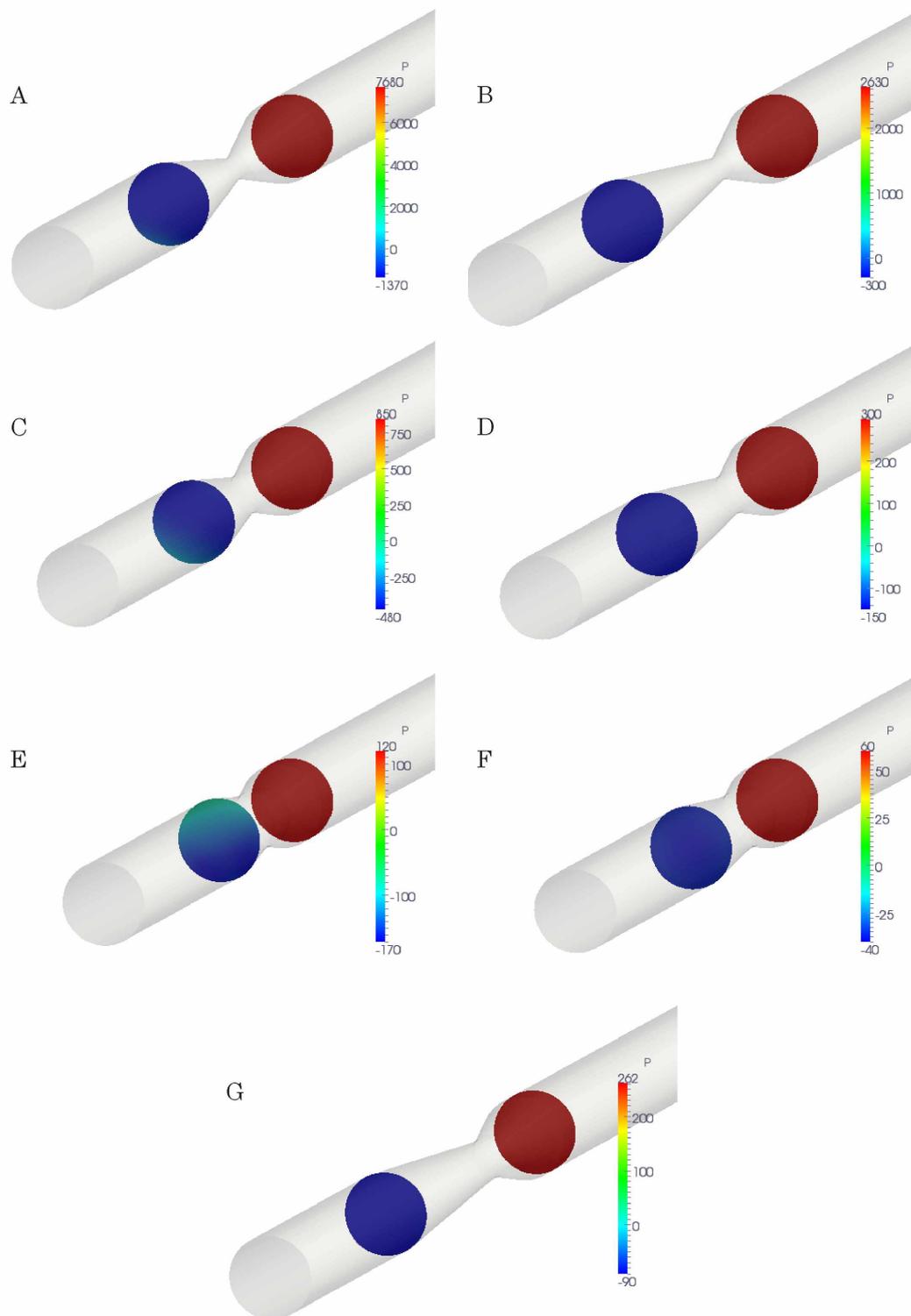


Figura 8.9: Pressão média imediatamente a jusante e a montante do medidor Venturi.

### Conclusões

- o Um estudo para investigação da configuração de um medidor Venturi tipo Herschel, com menor custo energético e maior precisão, foi realizado por meio de fluido-

Tabela 8.2: Perdas de carga e variação de pressão para medição da vazão em cada caso.

Caso	A	B	C	D	E	F	G
$\Delta P_{Vent} (Pa)$	9050	2930	1330	450	290	100	350
$\Delta P_{Med} (Pa)$	17100		2100		445		2100

dinâmica computacional;

- O diâmetro da garganta e a angulação do cone de saída do medidor foram variados com objetivo de determinar a configuração mais adequada para projeto da UPRC. O maior diâmetro e a angulação de entrada foram mantidos. Assim, sete casos-teste foram avaliados;
- Observou-se que nos casos com  $d_2 = 0,03 m$ , ocorreu velocidade excessivamente alta na contração, enquanto que com  $d_2 = 0,07 m$ , a velocidade na contração não é suficiente para realizar leituras precisas;
- A angulação  $\alpha_2 = 17^\circ$  promove uma expansão brusca e desestabiliza o jato, causando seu colamento na parede por efeito Coandă e tornando-o assimétrico, o que gera grande zona de recirculação. Para os outros ângulos este efeito não ocorre;
- As maiores perdas de carga ocorreram nos casos com  $d_2 = 0,03 m$ . A variação de pressão para medição de vazão mais precisa ocorre nestes casos, porém, é aceitável a que ocorre nos casos com  $d_2 = 0,05 m$ ;
- A configuração G ( $d_2 = 0,05 m$  e  $\alpha_2 = 7^\circ$ ) demonstrou ser mais adequada para o projeto do medidor Venturi, uma vez que não apresentou descolamento do escoamento, a perda de carga é aceitável e a variação de pressão para medição é suficiente.

### Apêndice 3: Análise da perda de carga para transporte ascendente de partículas

Os estudos apresentados nos Apêndices 1 e 2 são parte do projeto orientado por Fluidodinâmica Computacional da UPRC. Além deles, um estudo para determinação do custo energético na forma de perda de carga para transporte ascendente do leito de partículas foi realizado através da avaliação de correlação empírica e de simulações numéricas. Esta informação é fundamental para a dimensionalização do soprador que promoverá o escoamento de gás na unidade.

A correlação de Massarani para transporte vertical homogêneo de partículas (MANSARANI, 2002) fornece a variação de pressão  $\Delta p$  que ocorre em um dado comprimento  $L$ . Ela considera propriedades médias como a velocidade da mistura  $v_m$ , a massa específica da mistura  $\rho_m$ , o fator de atrito na interação fluidodinâmica entre a mistura e a parede do duto  $f$ , a aceleração da gravidade  $g$ , a rugosidade da parede  $e$ , o diâmetro do duto  $d$ , a viscosidade do fluido  $\mu$  e a porosidade do escoamento,  $\epsilon$ . O modelo pode ser resolvido a partir das condições operacionais e é apresentado abaixo:

$$-\frac{\Delta p}{L} = \frac{f v_m^2 \rho_g}{2d} + \rho_m g, \quad (8.1)$$

$$v_m = \frac{Q_g + Q_p}{A_{ST}}, \quad (8.2)$$

$$\epsilon = \frac{Q_g}{Q_g + Q_p}, \quad (8.3)$$

$$\rho_m = \epsilon \rho_g + (1 - \epsilon) \rho_p, \quad (8.4)$$

$$Re_m = \frac{d v_m \rho_m}{\mu}, \quad (8.5)$$

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log \left[ 0,27 \frac{e}{d} + \left( \frac{6,81}{Re_m} \right)^{0,9} \right]. \quad (8.6)$$

As simulações de fluidodinâmica computacional foram realizadas considerando (i) as fases sólida e gasosa pela abordagem euleriana e (ii) considerando a fase contínua como euleriana e a discreta, como lagrangeana. Na primeira, tanto o tratamento de dois fluidos simples quanto a aplicação da Teoria Cinética do Escoamento Granular (KTGF, *Kinetic Theory of Granular Flow*) para a fase sólida foram analisados. Na segunda, a variação da análise se deu pela solução dos acoplamentos de duas- e quatro-vias. Devido à extensão e complexidade e, portanto, para manter clareza na presente seção, a modelagem matemática e as configurações numéricas destas simulações não serão apresentadas.

O domínio considerado se refere apenas ao corpo do riser como um tubo de diâmetro  $d = 0,1 \text{ m}$  e altura  $h = 12 \text{ m}$ , sem acessórios ou mudanças de direção. Todos os métodos resolveram o escoamento da mistura entre ar atmosférico ( $\rho_g = 1,2 \text{ kg/m}^3$ ,  $\mu = 1,82 \cdot 10^{-5} \text{ Pa.s}$ ) e partículas ( $\rho_p = 1400 \text{ kg/m}^3$ ,  $d_{p,32} = 72 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ ). A velocidade nominal média de operação do gás foi definida  $v_g = 15 \text{ m/s}$ , enquanto que o fluxo mássico das partículas,  $G_p = 285,55 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$  (taxa mássica,  $\dot{m}_p = 2,24 \text{ kg/s}$ ).

### Resultados

Os resultados serão apresentados separadamente para cada método e por fim, uma breve comparação entre eles.

#### *Correlação de Massarani:*

Seguindo as condições operacionais já citadas, as dimensões geométricas do riser e tomando a rugosidade da parede como  $e = 5 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ , obtém-se a variação de pressão devido ao transporte de sólidos para um dado comprimento  $L$  e para a altura total do riser:

$$-\Delta p/L = 198,6 \text{ Pa/m},$$

$$-\Delta p = 2382,6 \text{ Pa}.$$

*Simulação de fases eulerianas – E-E:*

Para a simulação de duas fases eulerianas, o gasto energético para transporte da fase sólida até o topo do riser deve se refletir como aumento da pressão na base. Observou-se que os resultados obtidos são razoavelmente próximos: para a fase sólida modelada como fluido puro, a variação de pressão foi aproximadamente  $-\Delta p = 2460 \text{ Pa}$ , enquanto que como fluido-granular,  $-\Delta p = 2892 \text{ Pa}$ . O maior valor deste último resultado pode ser atribuído ao modelo que considera não apenas a interação entre as fases eulerianas, mas também da fase granular com ela própria – acoplamento de quatro-vias, o que provoca maior flutuação das partículas e resulta em maior troca de quantidade de movimento com o gás, retirando mais energia do escoamento, além de modelos para a viscosidade da fase granular. A abordagem granular é recomendada para leitos fluidizados densos, onde a fração volumétrica de sólidos  $\Phi_p$  é alta ( $\Phi_p \geq 0,1$ ), diferentemente do caso de riser – neste estudo tem-se  $\Phi_p = 0,0134$  e carregamento mássico de sólidos  $\eta = 15,86$ . Contudo, os resultados corroboram a solução fornecida pela correlação de Massarani.

*Simulação de fases euleriana-lagrangeana – E-L:*

Na simulação E-L, similarmente à de fases E-E, o gasto energético também é evidenciado como aumento da pressão na base do riser. Assim como para a simulação E-E, a perda de carga no riser é maior para o caso com acoplamento de quatro-vias, aproximadamente  $-\Delta p = 4686 \text{ Pa}$ , pelas mesmas razões físicas, em comparação ao caso com duas-vias, aproximadamente  $-\Delta p = 4190 \text{ Pa}$ .

Os resultados destes casos, no entanto, diferem bastante da simulação anterior e da correlação empírica. Para investigar este comportamento, fez-se uma comparação do código com os dados de Laín e Sommerfeld (2013), que estudaram numericamente o transporte de partículas em sistema de dutos, com validação sobre um estudo anterior. Reproduziu-se o caso investigado pelos autores e os resultados para pressão condizem com os apresentados por eles. Há diferença na comparação das seções da tubulação, porém, pode ser referente à forma de como os autores definiram a leitura, posto que ocorre grande

variação nas regiões próximas à curva.

Embora o material particulado seja distinto ( $\rho_p = 2500 \text{ kg/m}^3$ ,  $d_{p,32} = 40 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ ), o desempenho do código deve ser similar para o estudo de riser. De fato, a diferença significativa está no carregamento de sólidos: Laín e Sommerfeld (2013) praticaram  $\eta = 0,3$ , enquanto que o estudo de riser requer  $\eta = 15,86$ . Esta razão entre as massas da fase sólida e da gasosa presentes no sistema demonstra a quantidade de partículas reais no escoamento e, portanto, a diferente ocupação de espaço. Em um carregamento  $\eta = 0,3$ , é aceitável a simplificação inerente à abordagem E-L clássica de se desconsiderar o volume ocupado pela fase discreta, as parcelas computacionais representam um grupo de partículas reais e são tratadas como entidades pontuais. Por outro lado, em carregamento  $\eta = 15,86$ , esta hipótese não pode mais ser adotada. Neste caso, o volume ocupado pelas partículas, em um dado volume característico, é suficiente para que seja levado em conta, portanto, a quantidade de gás relacionada será alterada. A relação entre a força exercida por estas partículas sobre o volume de gás é conseqüentemente alterada: ao se desconsiderar o volume ocupado pela fase sólida, a força será aplicada sobre o volume de gás igual ao volume característico; ao se considerar, o volume de gás será menor – esquema simplificado na Fig. 8.10. Esta adequação pode ser realizada através da fração volumétrica das fases e da tensão normal entre as partículas. Para o estudo de riser, considerando a carga de sólidos citada nas condições operacionais, a abordagem E-L clássica é, portanto, inadequada.

### *Conclusões*

- Um estudo para investigação do custo energético no escoamento gás-sólido no riser da UPRC foi realizado, por meio de uma correlação empírica, de simulação de fases eulerianas e de simulação de fases euleriana-lagrangeana;
- A correlação empírica de Massarani forneceu para as condições operacionais uma perda de carga  $-\Delta p = 2382,6 \text{ Pa}$ ; a simulação E-E forneceu  $-\Delta p = 2460 \text{ Pa}$ ; e a simulação E-L,  $-\Delta p = 4190 \text{ Pa}$ ;

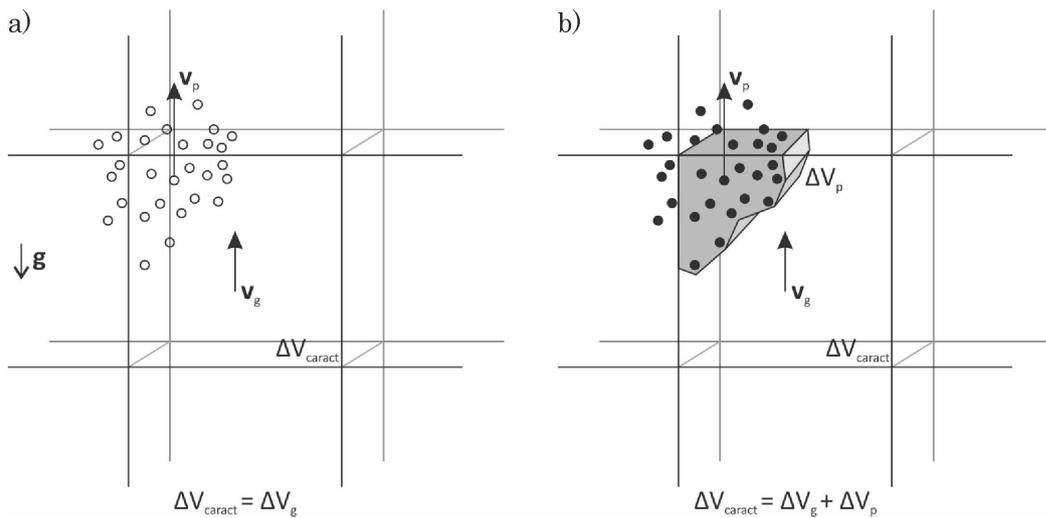


Figura 8.10: Esquema simplificado: a) abordagem E-L clássica, volume das partículas é desconsiderado; b) abordagem em que, devido à quantidade elevada de partículas, o volume ocupado por essa fase deve ser considerado.

- A comparação entre os resultados mostra que a resposta da simulação E-L difere bastante da correlação empírica. O estudo E-E foi, portanto, realizado para investigar este comportamento e obteve-se boa concordância. Avaliações com baixa carga de sólidos são bem representadas pela E-L, no entanto, em riser a carga é relativamente alta ( $\eta = 15, 86$ ) e a abordagem E-L clássica não é recomendada;
- A perda de carga para o transporte da fase sólida da base ao topo do riser, útil para dimensionalização do ventilador da unidade, pode ser estimada com segurança como  $-\Delta p = 2400 Pa$ .

## Apêndice 4: Projeto orientado por Fluidodinâmica Computacional

O projeto da UPRC como um dos objetivos da presente tese é uma composição de proposições baseadas em estudos, adaptadas à possibilidade de execução dentro das disponibilidades físicas, tecnológicas e financeiras. A viabilização de um projeto executivo final de uma unidade de pesquisa tal qual a UPRC é, portanto, a soma de um projeto

conceitual ao mecânico/dimensional, ao elétrico e ao civil. Embora as principais passagens sejam citadas na presente tese, a descrição total não é apresentada.

A ideia que permeia as atividades deste desenvolvimento está ligada à necessidade de aproximação da pesquisa científico-tecnológica com aplicações industriais em escala real, através da orientação dada por estudos de Fluidodinâmica Computacional para o próprio projeto, bem como para o planejamento de experimentos. Nesse sentido, simulações prévias norteiam dimensionamentos, permitem o desenho de equipamentos direcionados para as análises desejadas, auxiliam na configuração dos locais de medição e na escolha das técnicas mais adequadas.

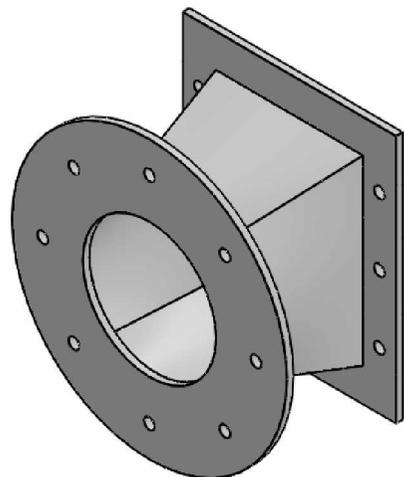
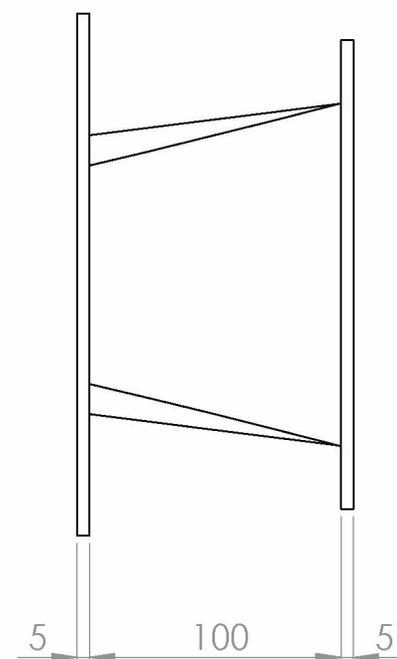
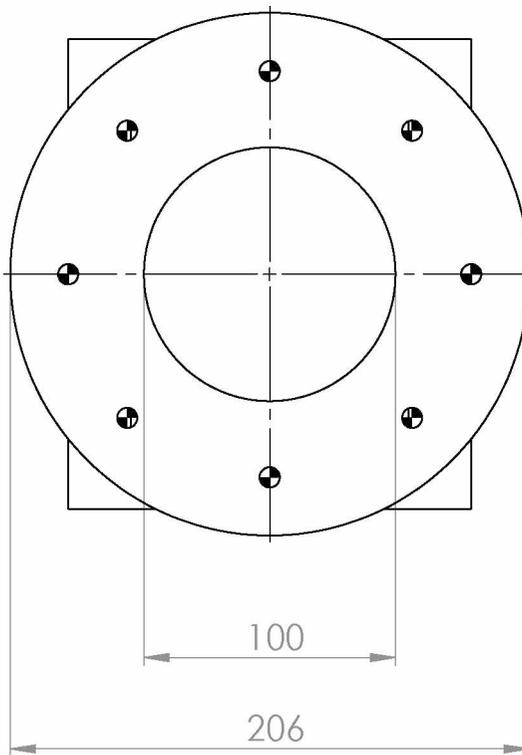
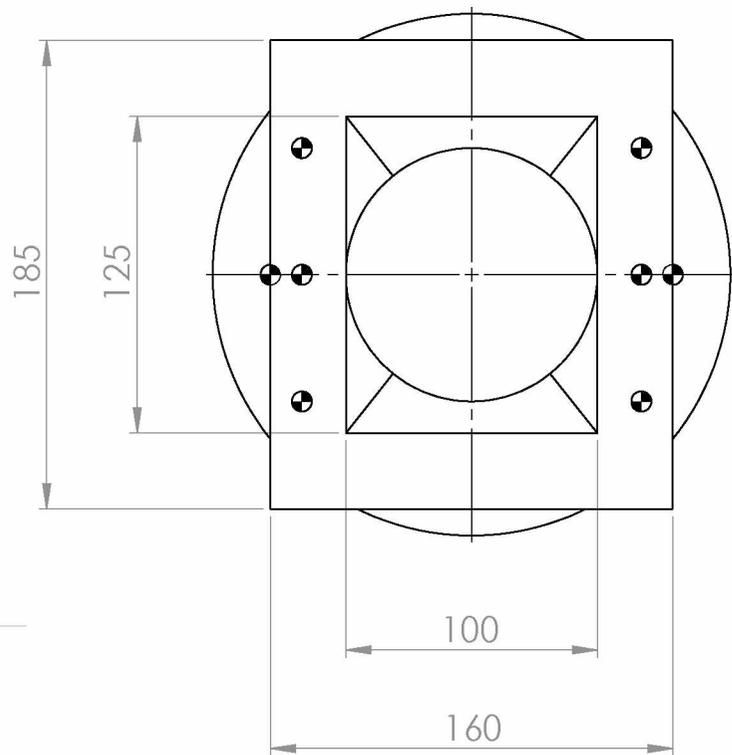
No capítulo 5, apresentou-se a descrição da UPRC em termos gerais e suficientes para a compreensão da sua operação e dos fenômenos a serem investigados nos experimentos. A metalurgia das peças e equipamentos especialmente projetados, porém, exige maior detalhamento. Assim, todos os desenhos técnicos dimensionais desenvolvidos para a construção da UPRC são apresentados a seguir.



Vista frontal

Vista posterior

Vista lateral

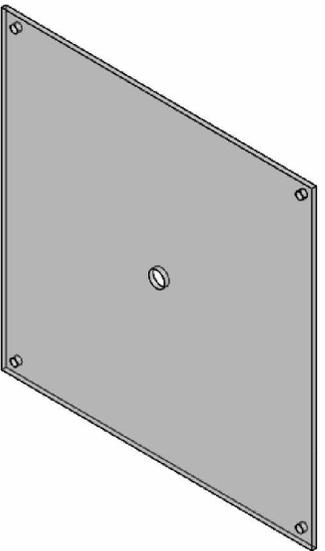
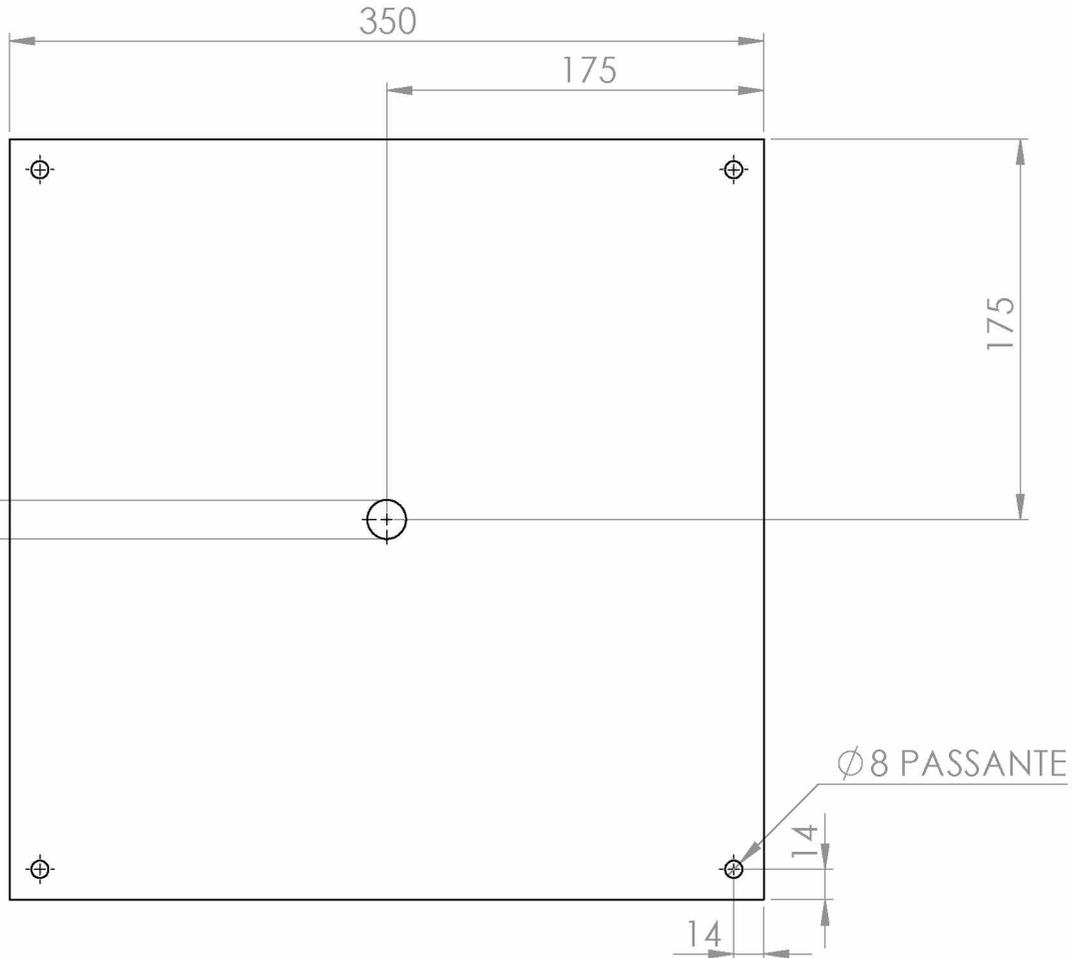


SE NÃO ESPECIFICADO: DIMENSÕES EM MILÍMETROS ACABAM. SUPERFÍCIE: TOLERÂNCIAS: LINEAR: ANGULAR:		ACABAMENTO:		REBARBAR E QUEBRAR ARESTAS AGUDAS	
DES.	NOME	ASSINATURA	DATA	TÍTULO:	
VERIF.				UPRC: Adaptador do Soprador	
APROV.					
MANUF.					
QUALID					
				MATERIAL:	A4
				PESO:	ESCALA:1:2

NÃO MUDAR A ESCALA DO DESENHO	REVISÃO
TÍTULO: UPRC: Adaptador do Soprador	
DES. N°	A4
ESCALA:1:2	FOLHA 1 DE 1



Espessura a determinar



SE NÃO ESPECIFICADO:  
 DIMENSÕES EM MILÍMETROS  
 ACABAM. SUPERFÍCIE:  
 TOLERÂNCIAS:  
 LINEAR:  
 ANGULAR:

ACABAMENTO:

REBARBAR E  
 QUEBRAR  
 ARESTAS  
 AGUDAS

NÃO MUDAR A ESCALA DO DESENHO

REVISÃO

	NOME	ASSINATURA	DATA		
DES.					
VERIF.					
APROV.					
MANUF.					
QUALID					

TÍTULO:

UPRC: Tapa frontal

DES. N°

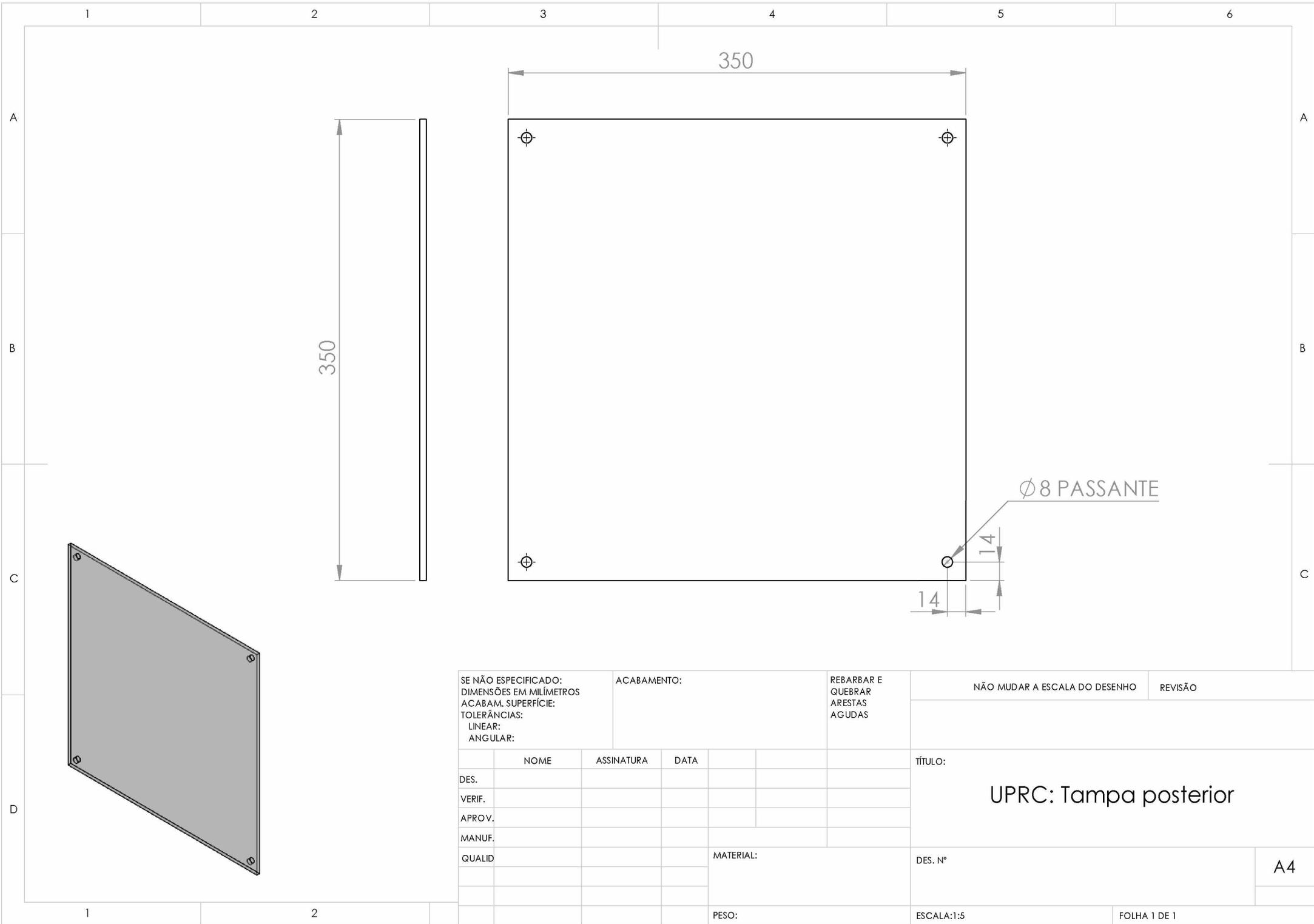
A4

PESO:

ESCALA:1:5

FOLHA 1 DE 1





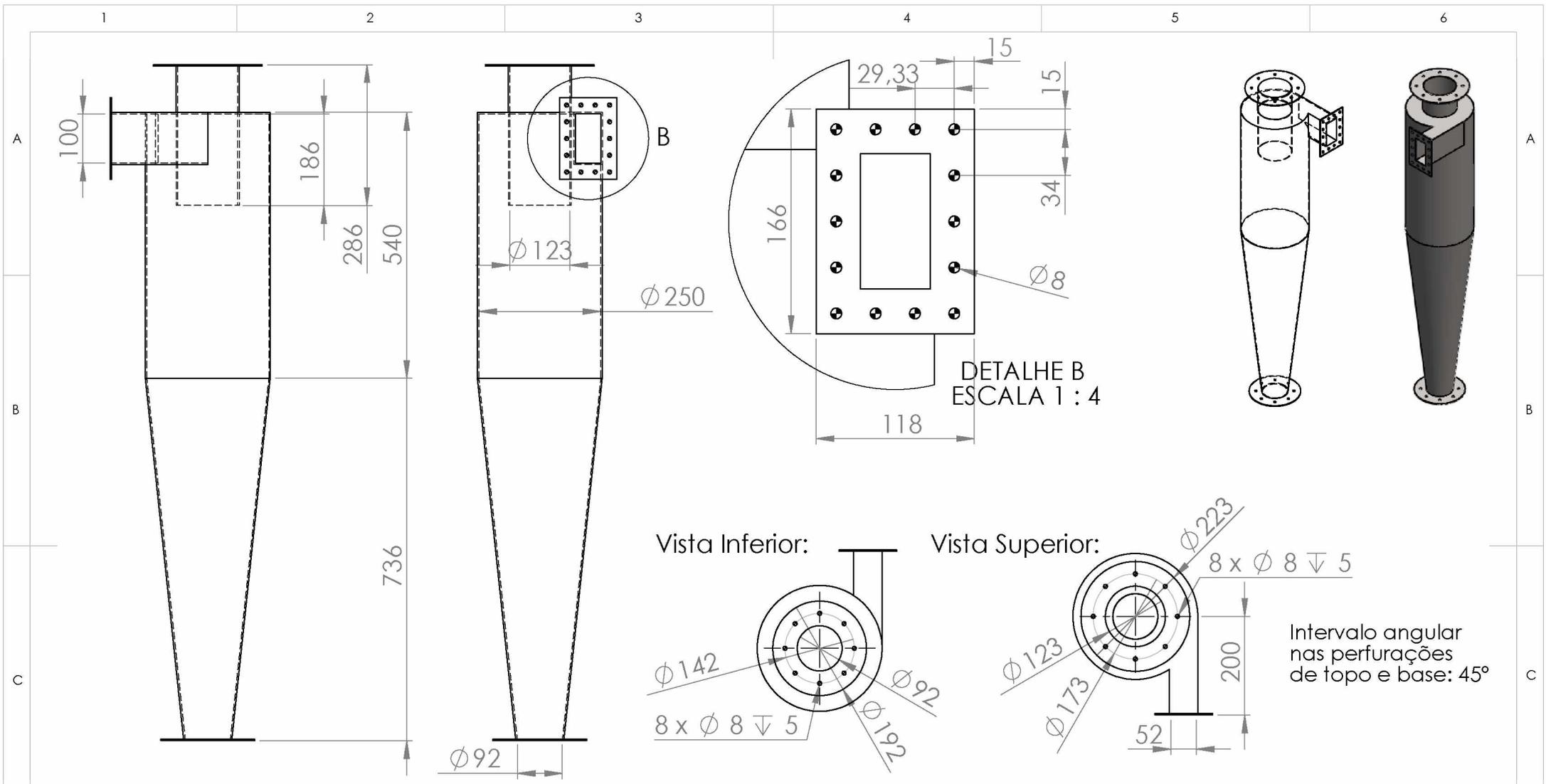
SE NÃO ESPECIFICADO: DIMENSÕES EM MILÍMETROS ACABAM. SUPERFÍCIE: TOLERÂNCIAS: LINEAR: ANGULAR:		ACABAMENTO:		REBARBAR E QUEBRAR ARESTAS AGUDAS	
	NOME	ASSINATURA	DATA		
DES.					
VERIF.					
APROV.					
MANUF.					
QUALID				MATERIAL:	
				PESO:	

NÃO MUDAR A ESCALA DO DESENHO		REVISÃO
TÍTULO:  <b>UPRC: Tampa posterior</b>		
DES. Nº	A4	
ESCALA:1:5	FOLHA 1 DE 1	









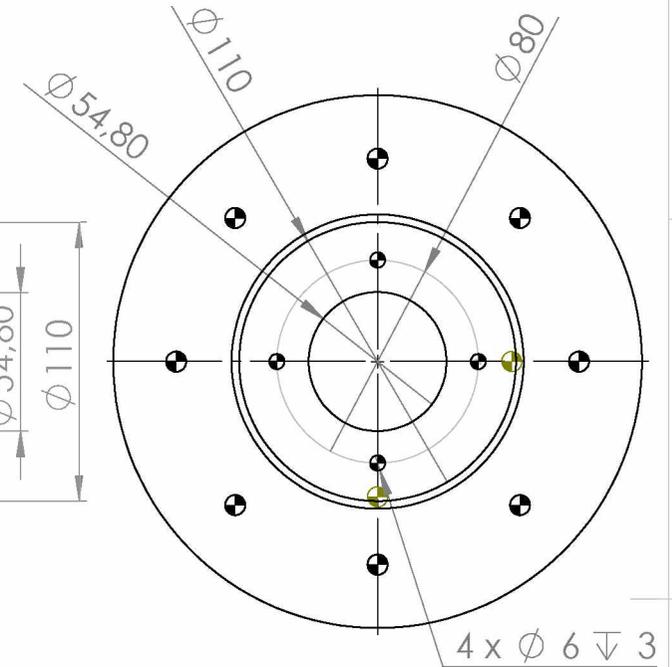
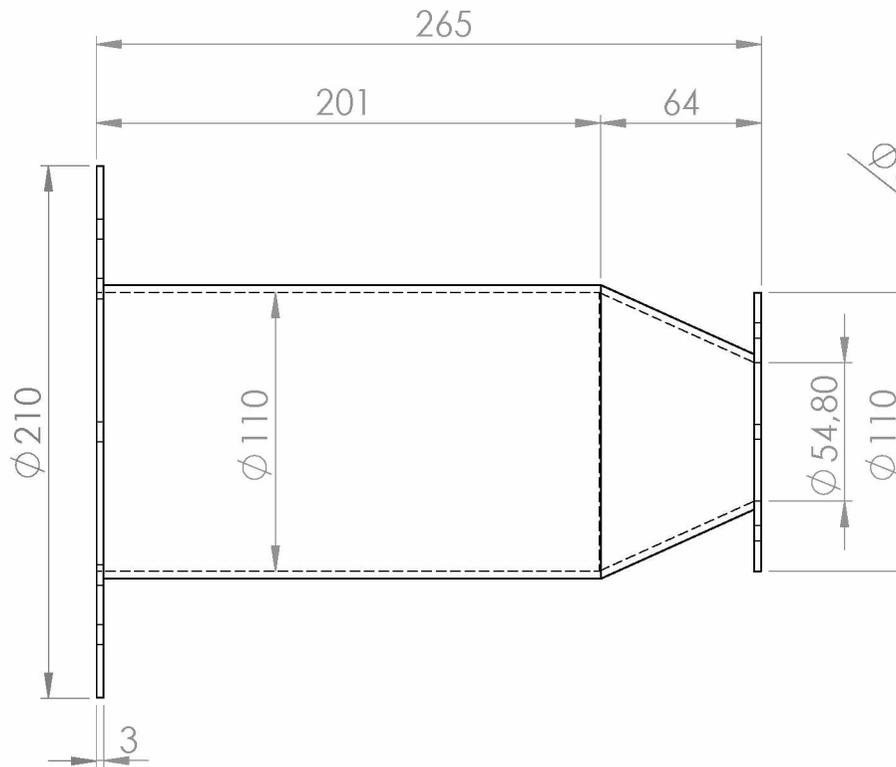
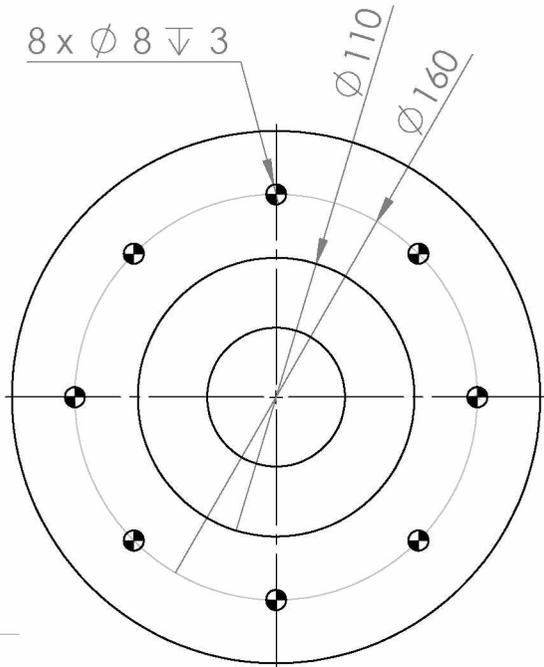
Vista Inferior:

Vista Superior:

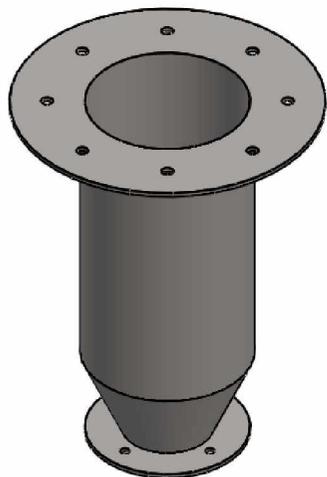
Intervalo angular nas perfurações de topo e base: 45°

SE NÃO ESPECIFICADO: DIMENSÕES EM MILÍMETROS ACABAM. SUPERFÍCIE: TOLERÂNCIAS: LINEAR: ANGULAR:			ACABAMENTO:		REBARBAR E QUEBRAR ARESTAS AGUDAS		NÃO MUDAR A ESCALA DO DESENHO		REVISÃO		
			NOME		ASSINATURA		DATA		TÍTULO:		
DES.									UPRC: Ciclone 2º estágio		
VERIF.											
APROV.											
MANUF.											
QUALID											
					MATERIAL:		DES. Nº		A4		
					PESO:		ESCALA:1:10		FOLHA 1 DE 1		





Intervalo angular em todas as perfurações: 45°



SE NÃO ESPECIFICADO:  
DIMENSÕES EM MILÍMETROS  
ACABAM. SUPERFÍCIE:  
TOLERÂNCIAS:  
LINEAR:  
ANGULAR:

ACABAMENTO:

REBARBAR E  
QUEBRAR  
ARESTAS  
AGUDAS

NÃO MUDAR A ESCALA DO DESENHO

REVISÃO

	NOME	ASSINATURA	DATA		
DES.					
VERIF.					
APROV.					
MANUF.					
QUALID				MATERIAL:	

TÍTULO:

UPRC: Deepleg Ciclone 1° estágio

DES. N°

A4

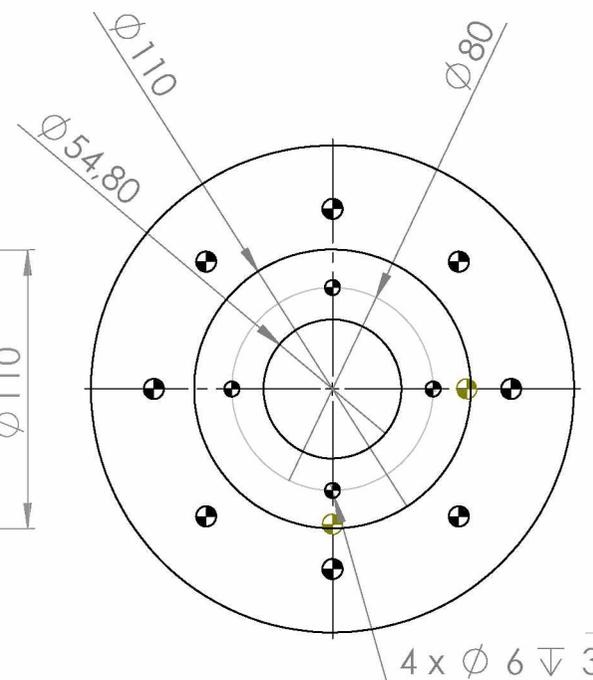
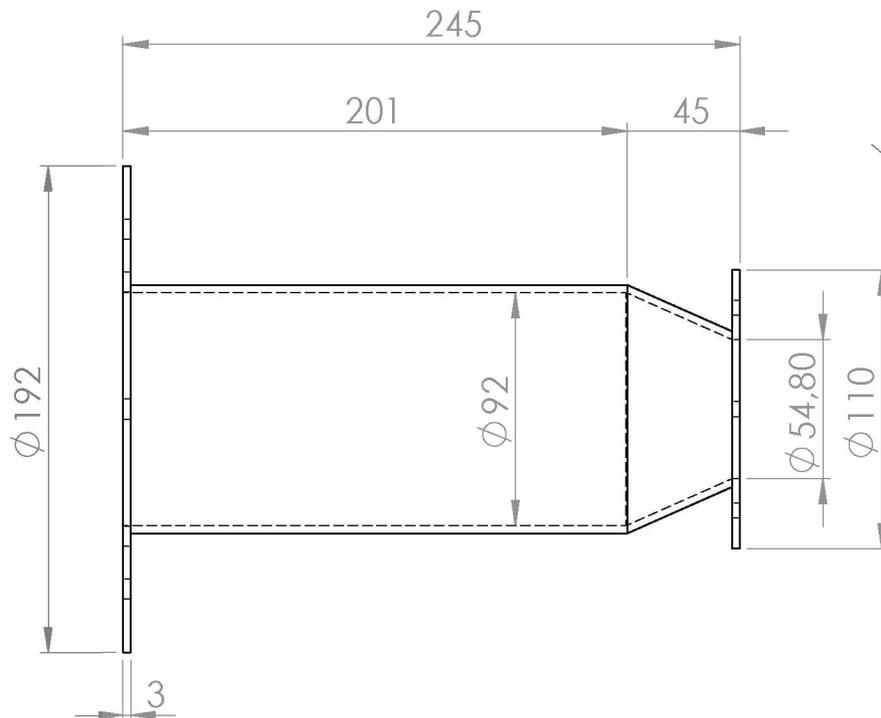
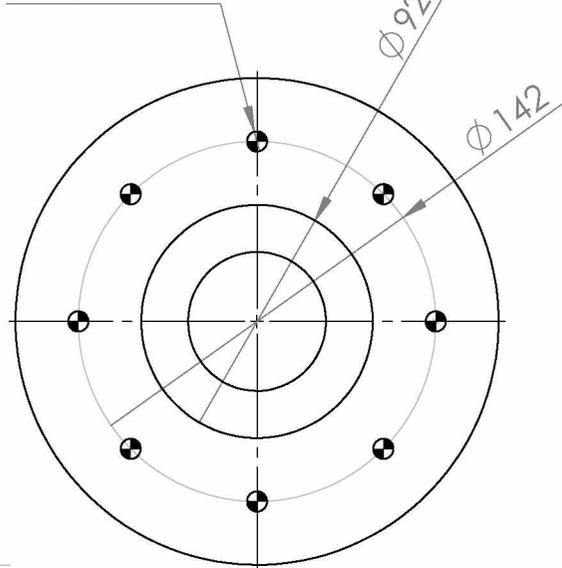
PESO:

ESCALA:1:5

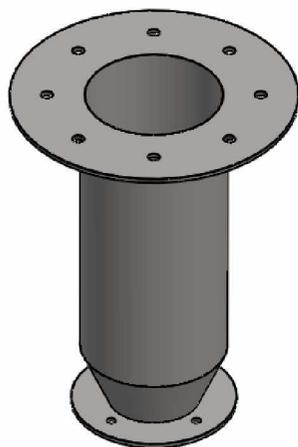
FOLHA 1 DE 1



8 x  $\phi 8 \nabla 3$



Intervalo angular em todas as perfurações: 45°



SE NÃO ESPECIFICADO:  
 DIMENSÕES EM MILÍMETROS  
 ACABAM. SUPERFÍCIE:  
 TOLERÂNCIAS:  
 LINEAR:  
 ANGULAR:

ACABAMENTO:

REBARBAR E  
 QUEBRAR  
 ARESTAS  
 AGUDAS

NÃO MUDAR A ESCALA DO DESENHO

REVISÃO

	NOME	ASSINATURA	DATA		
DES.					
VERIF.					
APROV.					
MANUF.					
QUALID				MATERIAL:	
				PESO:	

TÍTULO:

UPRC: Deepleg Ciclone 2° estágio

DES. N°

A4

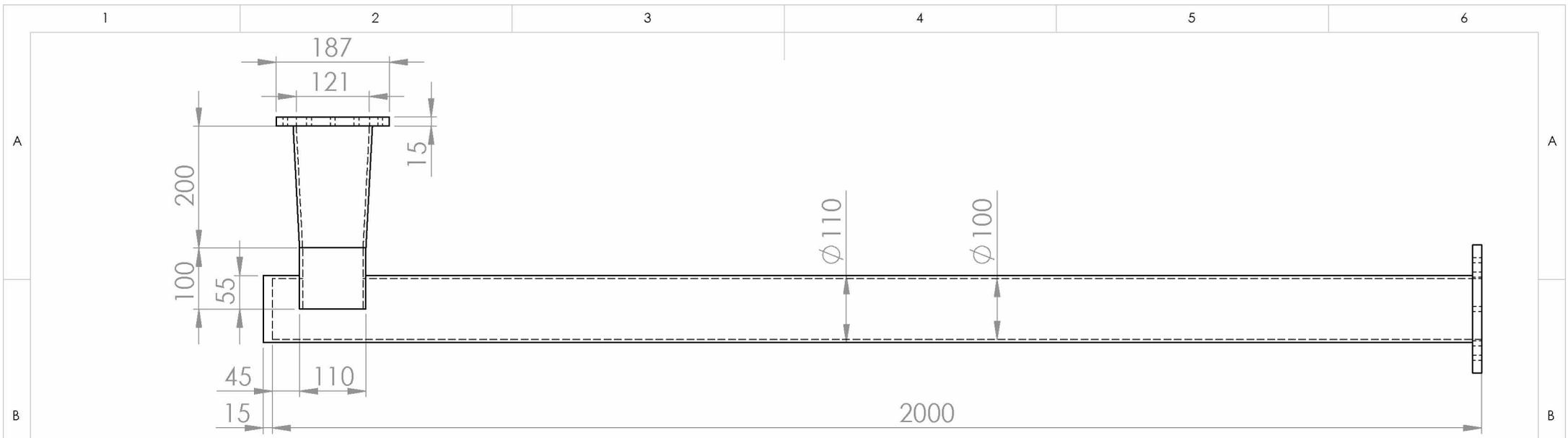
ESCALA:1:5

FOLHA 1 DE 1

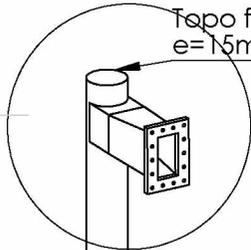






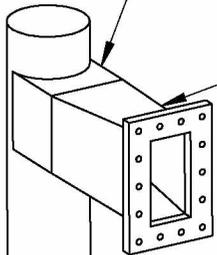


Topo fechado: chapa e=15mm colada e parafusada



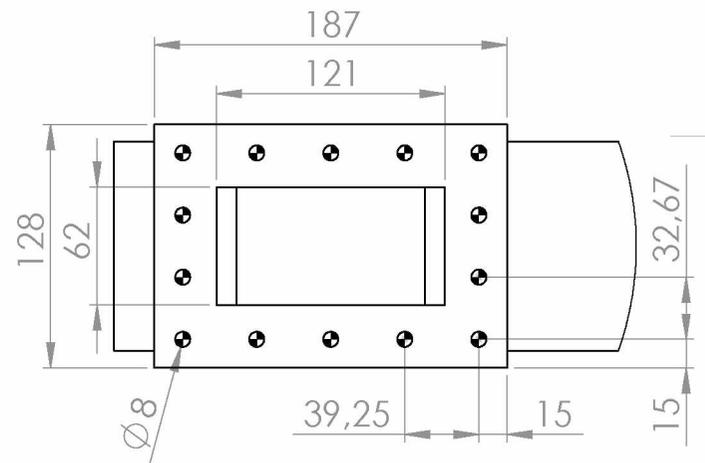
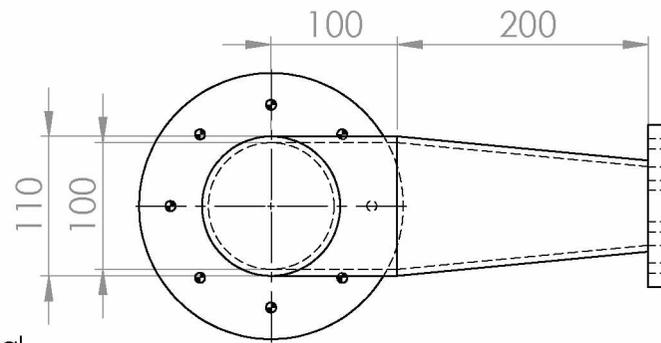
A

Seção quadrada 100x100mm internos  
 Afunilamento horizontal e abertura vertical para 62x121mm internos



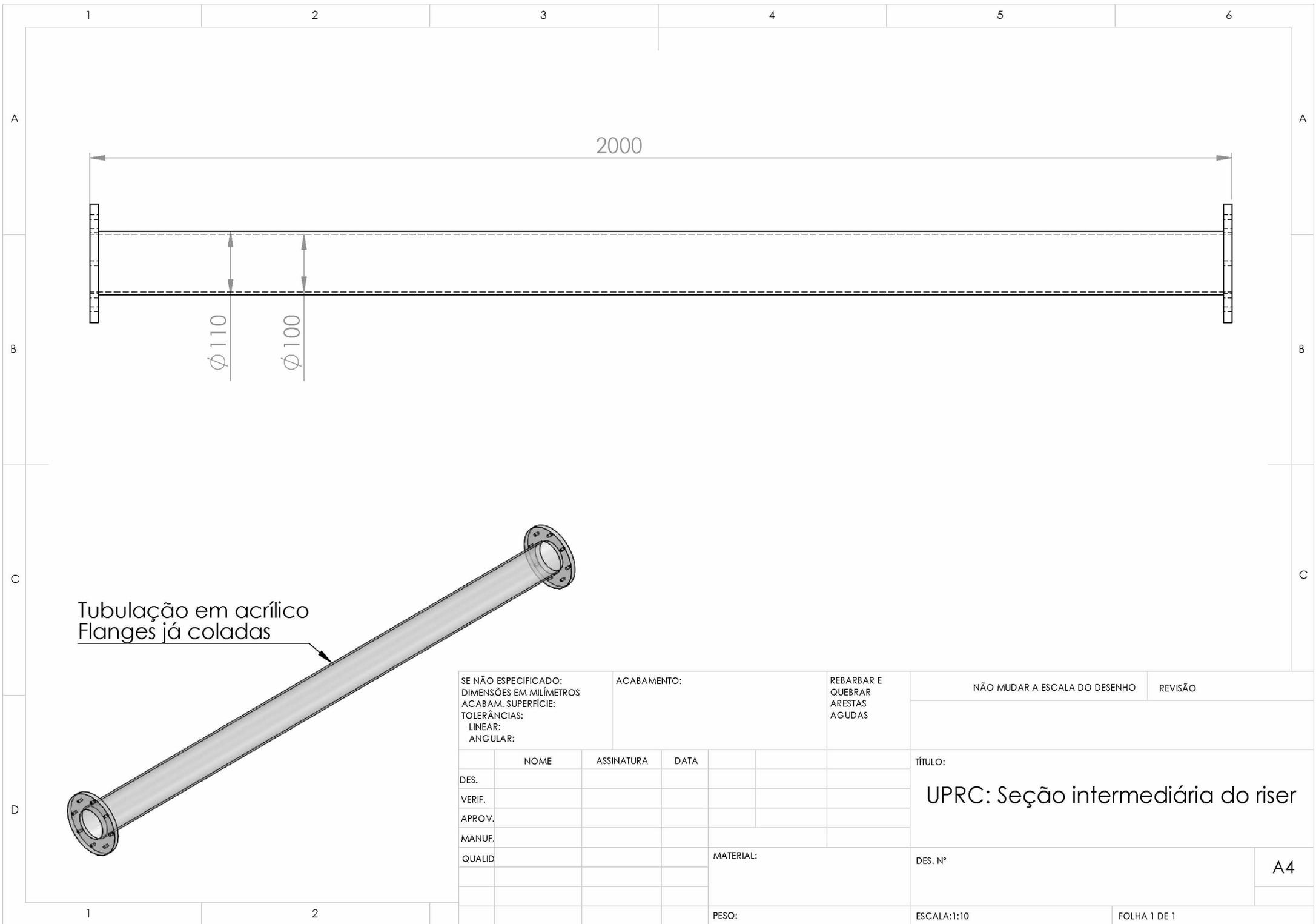
DETALHE A  
 ESCALA 1 : 10

Flange circular conforme padrão; atenção à posição dos furos



SE NÃO ESPECIFICADO: DIMENSÕES EM MILÍMETROS ACABAM. SUPERFÍCIE: TOLERÂNCIAS: LINEAR: ANGULAR:		ACABAMENTO:		REBARBAR E QUEBRAR ARESTAS AGUDAS		NÃO MUDAR A ESCALA DO DESENHO		REVISÃO	
	NOME	ASSINATURA	DATA			TÍTULO:			
DES.						UPRC: Topo do riser			
VERIF.									
APROV.									
MANUF.									
QUALID				MATERIAL:		DES. Nº		A4	
				PESO:		ESCALA:1:20		FOLHA 1 DE 1	





Tubulação em acrílico  
Flanges já coladas

SE NÃO ESPECIFICADO: DIMENSÕES EM MILÍMETROS ACABAM. SUPERFÍCIE: TOLERÂNCIAS: LINEAR: ANGULAR:		ACABAMENTO:		REBARBAR E QUEBRAR ARESTAS AGUDAS	
DES.	NOME	ASSINATURA	DATA	MATERIAL:	
VERIF.					
APROV.					
MANUF.					
QUALID				PESO:	

NÃO MUDAR A ESCALA DO DESENHO		REVISÃO
TÍTULO: <b>UPRC: Seção intermediária do riser</b>		
DES. N°		A4
ESCALA:1:10		FOLHA 1 DE 1

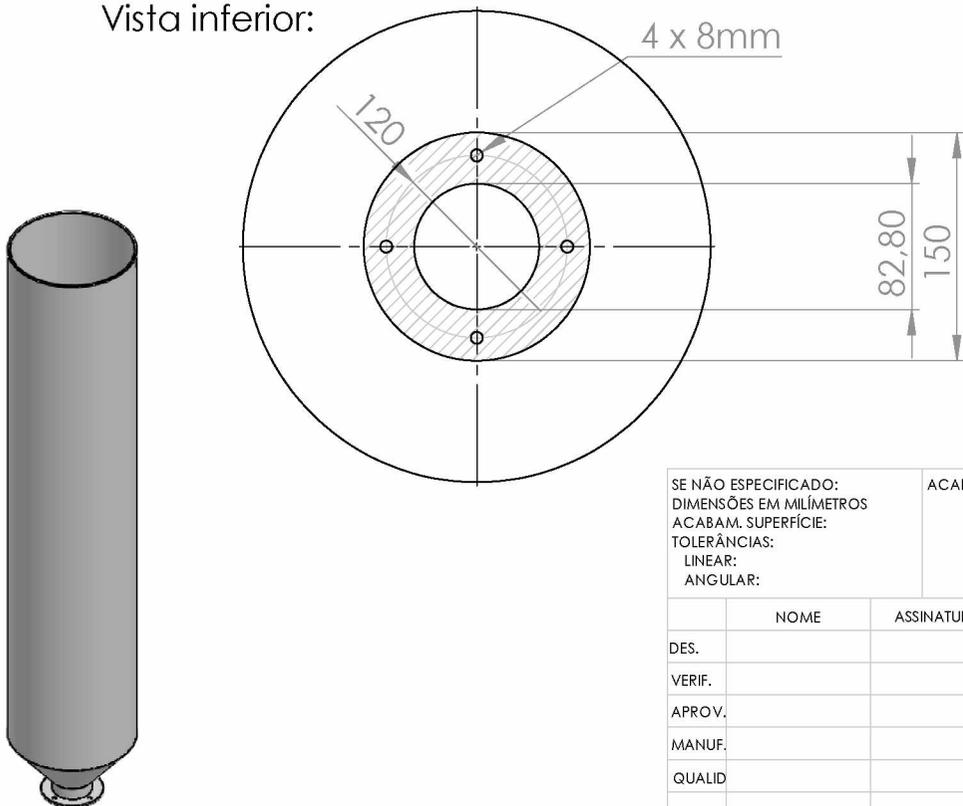








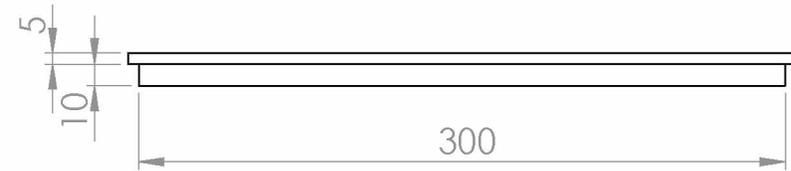
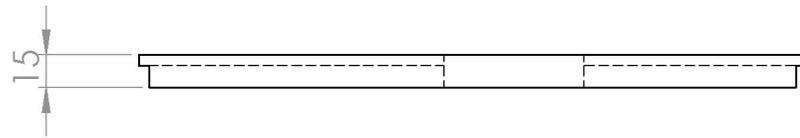
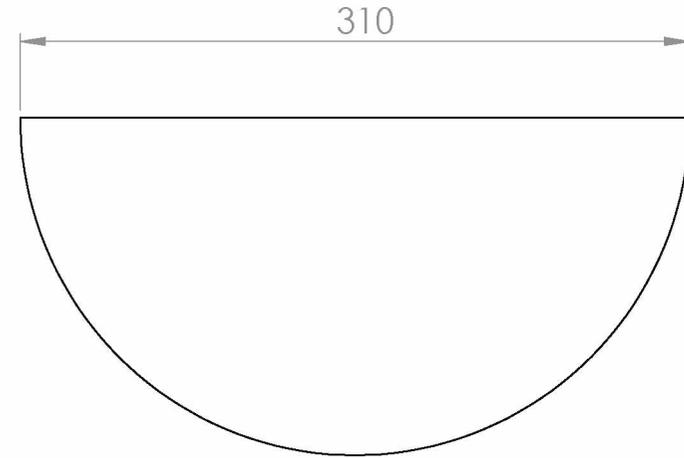
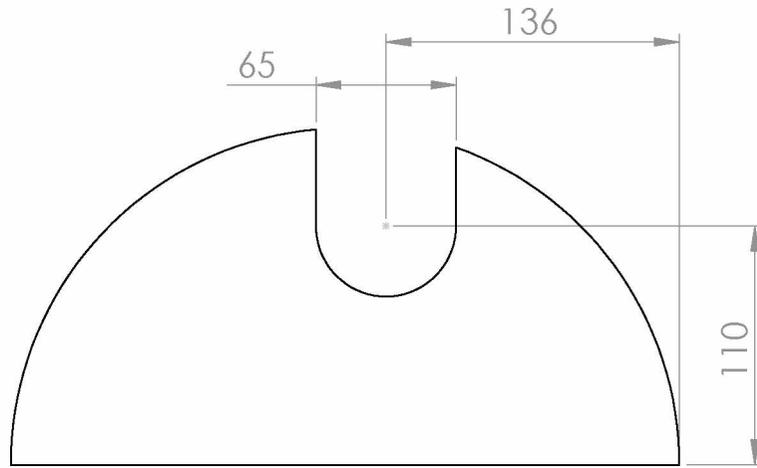
Vista inferior:



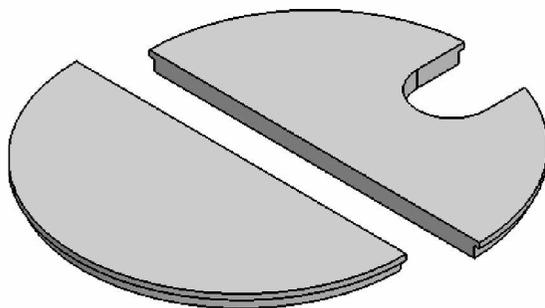
Material: polipropileno.  
 A espessura da flange pode variar, caso seja adequado parafusá-la, mantendo os 35mm da flange ao cone.

SE NÃO ESPECIFICADO: DIMENSÕES EM MILÍMETROS ACABAM. SUPERFÍCIE: TOLERÂNCIAS: LINEAR: ANGULAR:		ACABAMENTO:		REBARBAR E QUEBRAR ARESTAS AGUDAS		NÃO MUDAR A ESCALA DO DESENHO		REVISÃO	
DES.	NOME	ASSINATURA	DATA			TÍTULO: <b>UPRC: Reservatório de sólidos</b>			
VERIF.						DES. N°		A4	
APROV.						PESO:		ESCALA:1:20	
MANUF.						FOLHA 1 DE 1			
QUALID									





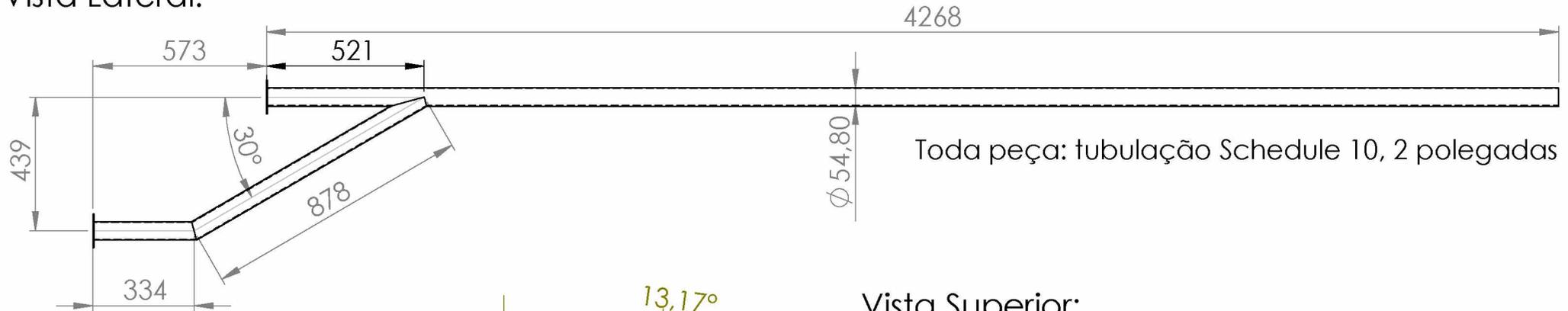
Material: polipropileno.  
 A espessura da tampa pode variar, caso não haja disponibilidade de chapa de 15mm.



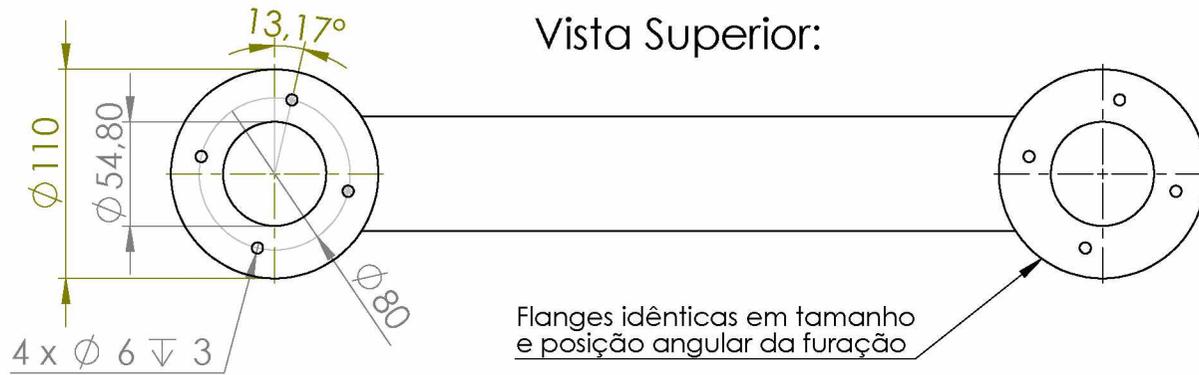
SE NÃO ESPECIFICADO: DIMENSÕES EM MILÍMETROS ACABAM. SUPERFÍCIE: TOLERÂNCIAS: LINEAR: ANGULAR:		ACABAMENTO:		REBARBAR E QUEBRAR ARESTAS AGUDAS		NÃO MUDAR A ESCALA DO DESENHO		REVISÃO	
DES.	NOME	ASSINATURA	DATA			TÍTULO:			
VERIF.						UPRC: Tampa do reservatório			
APROV.						DES. N°		A4	
MANUF.				MATERIAL:					
QUALID						ESCALA:1:1		FOLHA 1 DE 1	
				PESO:					



Vista Lateral:

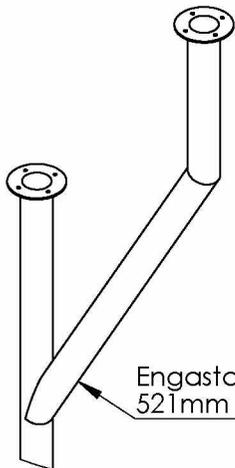
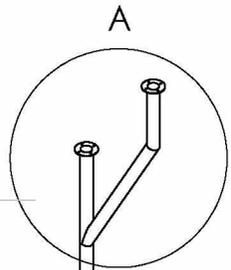


Vista Superior:



Atenção para o deslocamento angular da furação: os furos não são alinhados com os eixos, há uma rotação de 13,17°.

Intervalo angular de perfuração das flanges: 90°



Engastamento em 30° para cima, 521mm abaixo da flange

DETALHE A  
ESCALA 1 : 14

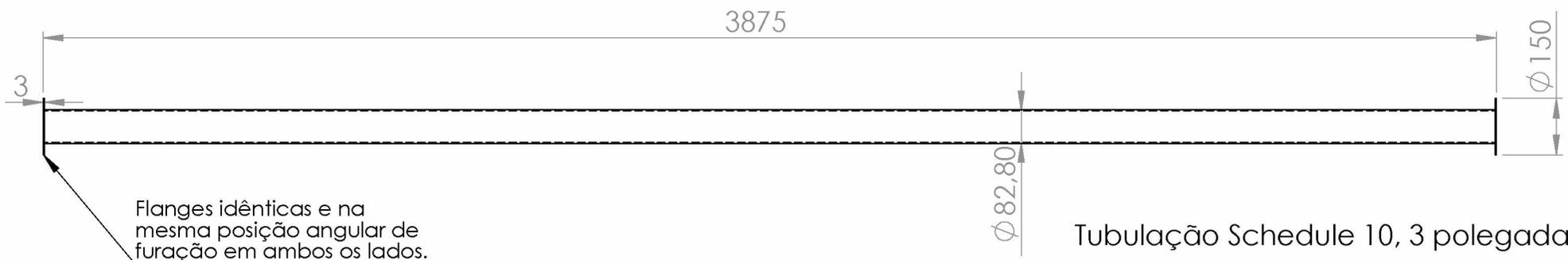
SE NÃO ESPECIFICADO: DIMENSÕES EM MILÍMETROS ACABAM. SUPERFÍCIE: TOLERÂNCIAS: LINEAR: ANGULAR:		ACABAMENTO:		REBARBAR E QUEBRAR ARESTAS AGUDAS		NÃO MUDAR A ESCALA DO DESENHO		REVISÃO	
NOME		ASSINATURA		DATA		TÍTULO:			
DES.						UPRC: Downcomer Ciclones			
VERIF.									
APROV.									
MANUF.									
QUALID				MATERIAL:		DES. Nº		A4	
				PESO:		ESCALA:1:50		FOLHA 1 DE 1	



1 2 3 4 5 6

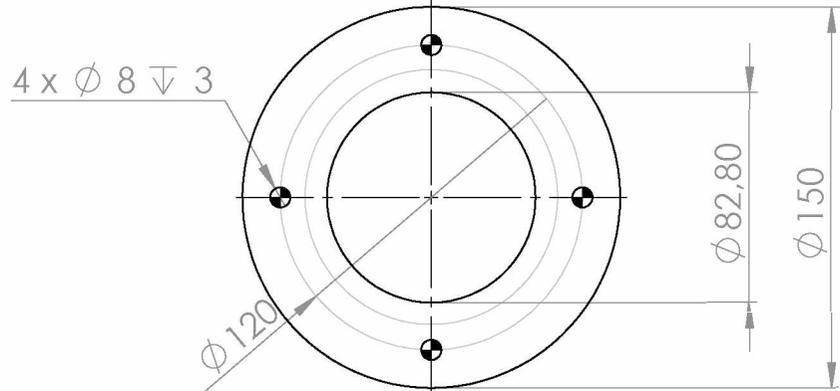
A

A



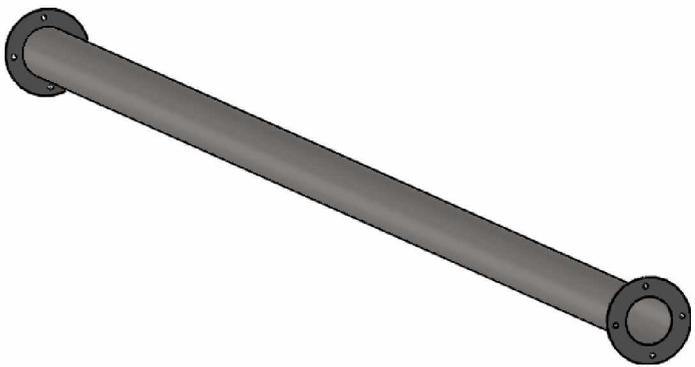
B

B



C

C



D

SE NÃO ESPECIFICADO: DIMENSÕES EM MILÍMETROS ACABAM. SUPERFÍCIE: TOLERÂNCIAS: LINEAR: ANGULAR:		ACABAMENTO:		REBARBAR E QUEBRAR ARESTAS AGUDAS		NÃO MUDAR A ESCALA DO DESENHO		REVISÃO	
	NOME	ASSINATURA	DATA			TÍTULO:  <b>UPRC: Downcomer</b>			
DES.						DES. N°			
VERIF.									
APROV.									
MANUF.									
QUALID				MATERIAL:		ESCALA:1:50			
				PESO:		FOLHA 1 DE 1			

1 2

A4



1

2

3

4

A

B

C

D

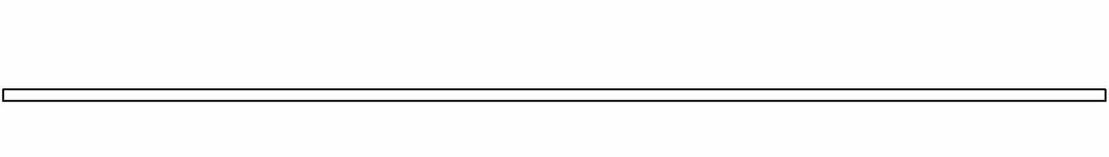
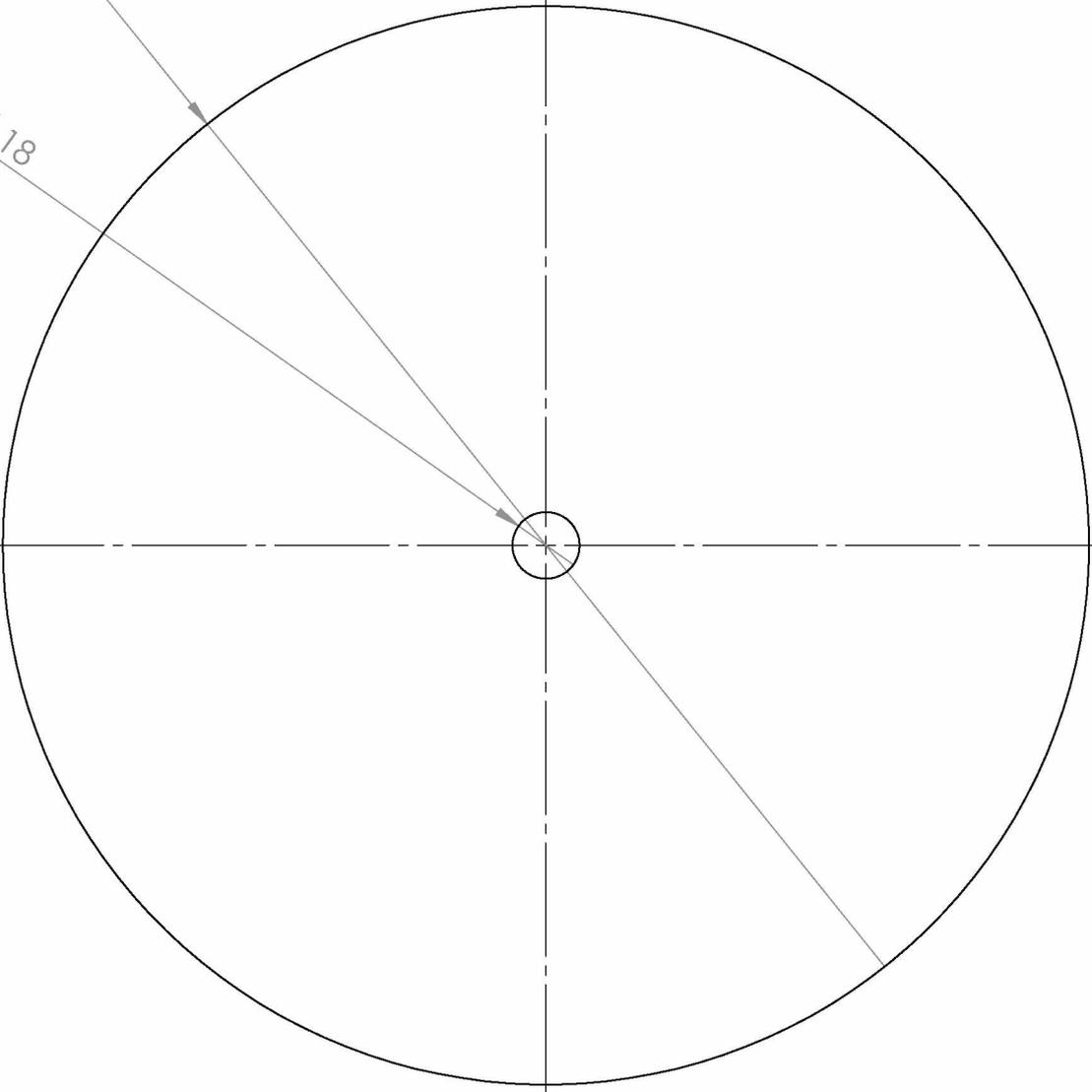
E

Ø290

Ø18

3

SE NÃO ESPECIFICADO: DIMENSÕES EM MILÍMETROS ACABAM. DE SUPERFÍCIE: TOLERÂNCIAS: LINEAR: ANGULAR:		ACABAMENTO:		REBARBAR E QUEBRAR ARESTAS AGUDAS		NÃO MUDAR A ESCALA DO DESENHO		REVISÃO	
						TÍTULO:  <b>UPRC: Parede do rotor de pás</b>			
NOME		ASSINATURA		DATA					
DES									
VERIF.									
APROV.									
F MANUF									
QUALID				MATERIAL:		DES. Nº		A4	
				PESO:		ESCALA:1:5		FOLHA 1 DE 1	





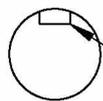
A

B

C

D

E

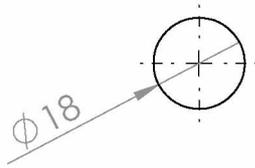


Corte para chave

6

60

250



Ø 18

SE NÃO ESPECIFICADO:  
 DIMENSÕES EM MILÍMETROS  
 ACABAM. DE SUPERFÍCIE:  
 TOLERÂNCIAS:  
 LINEAR:  
 ANGULAR:

ACABAMENTO:

REBARBAR E  
 QUEBRAR  
 ARESTAS  
 AGUDAS

NÃO MUDAR A ESCALA DO DESENHO

REVISÃO

	NOME	ASSINATURA	DATA		
DES					
VERIF.					
APROV.					
F MANUF					
QUALID				MATERIAL:	
				PESO:	

TÍTULO:

UPRC: Eixo do rotor de pás

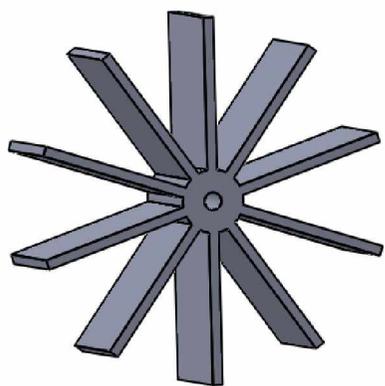
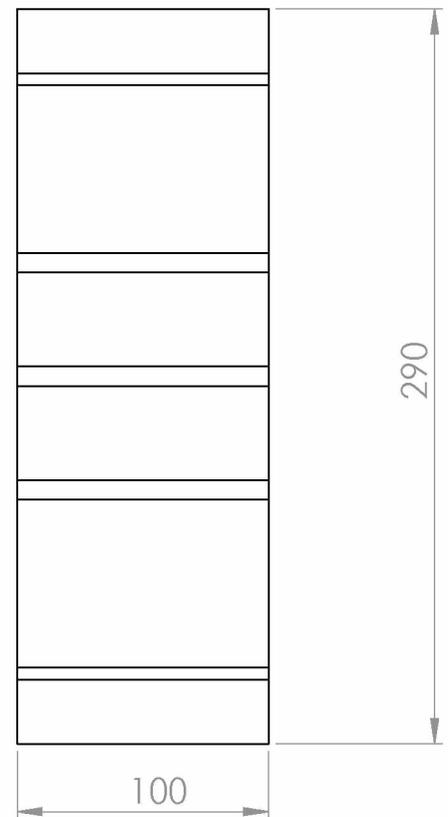
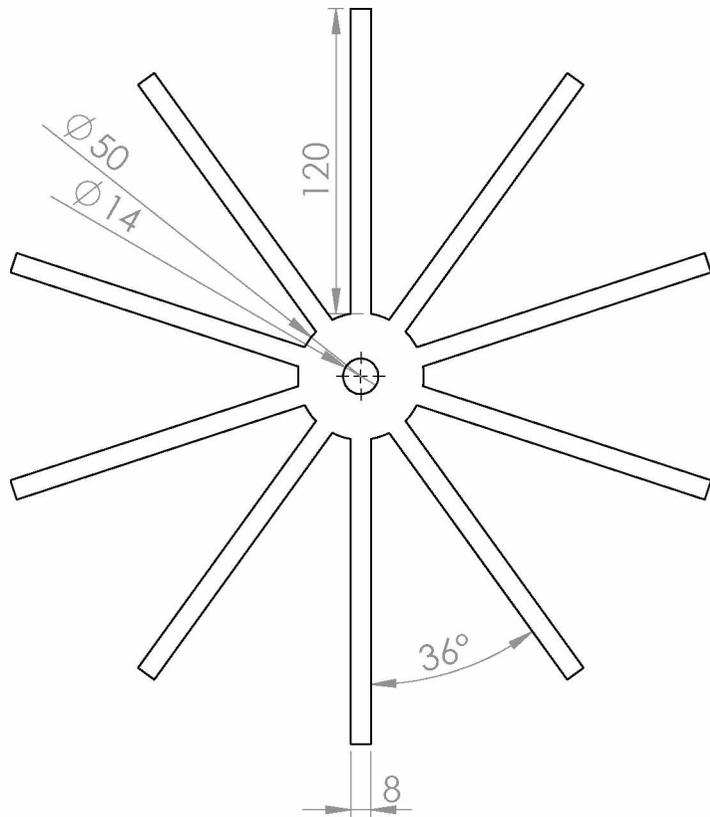
DES. Nº

A4

ESCALA:1:5

FOLHA 1 DE 1

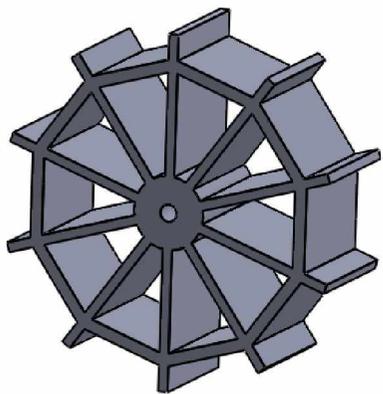
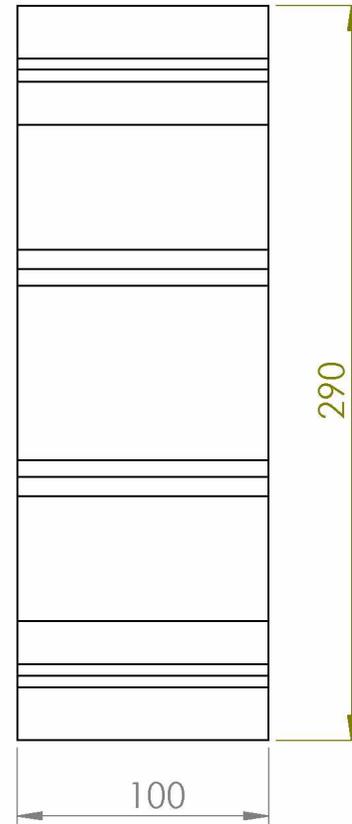
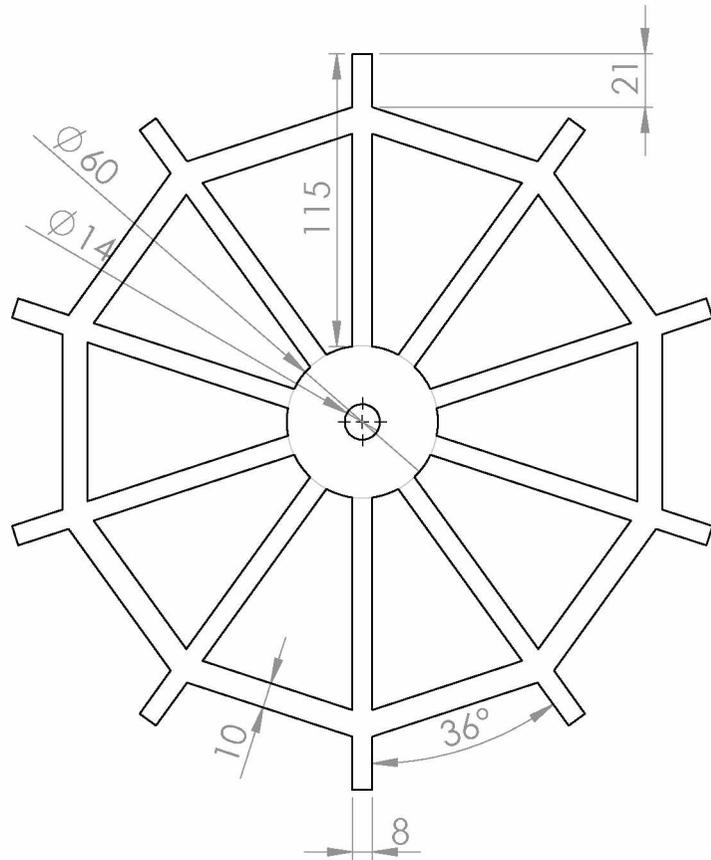




SE NÃO ESPECIFICADO: DIMENSÕES EM MILÍMETROS ACABAM. SUPERFÍCIE: TOLERÂNCIAS: LINEAR: ANGULAR:				ACABAMENTO:		REBARBAR E QUEBRAR ARESTAS AGUDAS		NÃO MUDAR A ESCALA DO DESENHO		REVISÃO	
DES.	NOME	ASSINATURA	DATA			TÍTULO: <b>UPRC: Rotor de pás-Alta carga</b>					
VERIF.						DES. N°					
APROV.											
MANUF.						PESO:					
QUALID											
						ESCALA:1:5					
						FOLHA 1 DE 1					

A4





SE NÃO ESPECIFICADO:  
DIMENSÕES EM MILÍMETROS  
ACABAM. SUPERFÍCIE:  
TOLERÂNCIAS:  
LINEAR:  
ANGULAR:

ACABAMENTO:

REBARBAR E  
QUEBRAR  
ARESTAS  
AGUDAS

NÃO MUDAR A ESCALA DO DESENHO

REVISÃO

	NOME	ASSINATURA	DATA		
DES.					
VERIF.					
APROV.					
MANUF.					
QUALID				MATERIAL:	
				PESO:	

TÍTULO:

UPRC: Rotor de pás-Baixa carga

DES. N°

A4

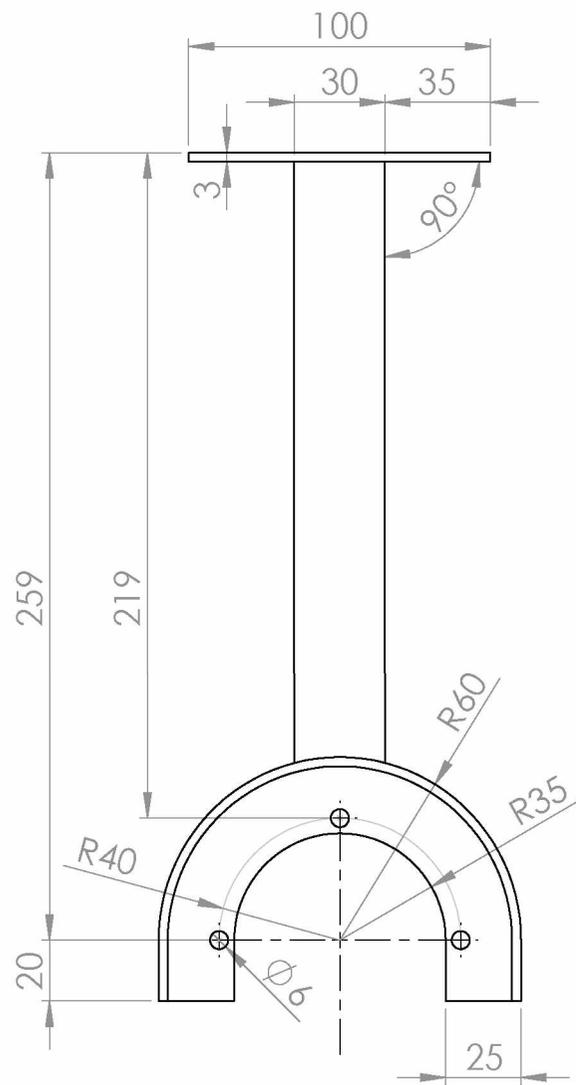
ESCALA:1:5

FOLHA 1 DE 1



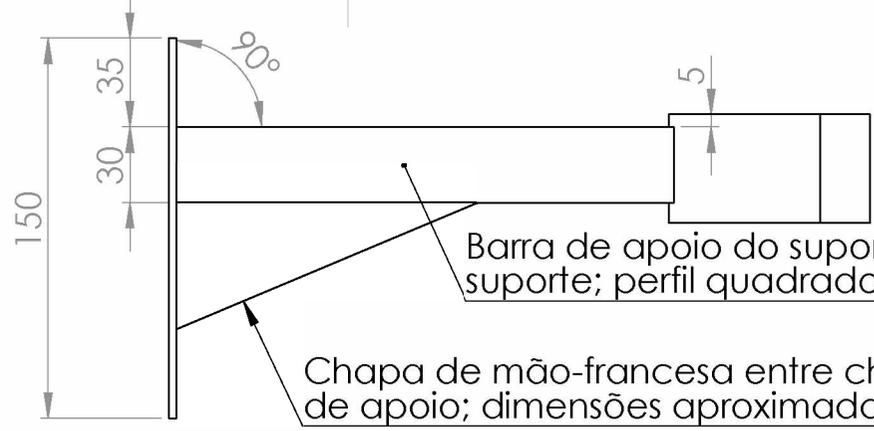






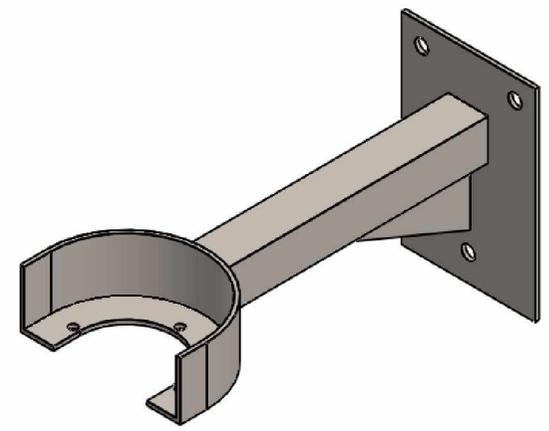
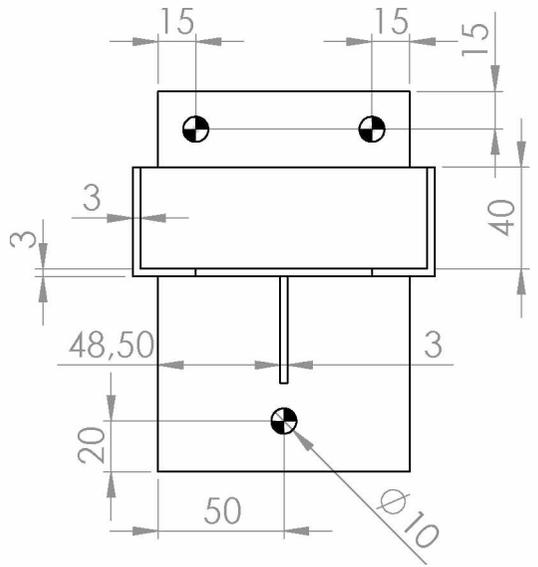
Centro do arco alinhado ao centro da chapa suporte.

Intervalo angular da perfuração: 90°



Barra de apoio do suporte, soldada na chapa e no suporte; perfil quadrado 30x30mm ou semelhante.

Chapa de mão-francesa entre chapa suporte e barra de apoio; dimensões aproximadas: 50x120mm.



SE NÃO ESPECIFICADO:  
DIMENSÕES EM MILÍMETROS  
ACABAM. SUPERFÍCIE:  
TOLERÂNCIAS:  
LINEAR:  
ANGULAR:

ACABAMENTO:

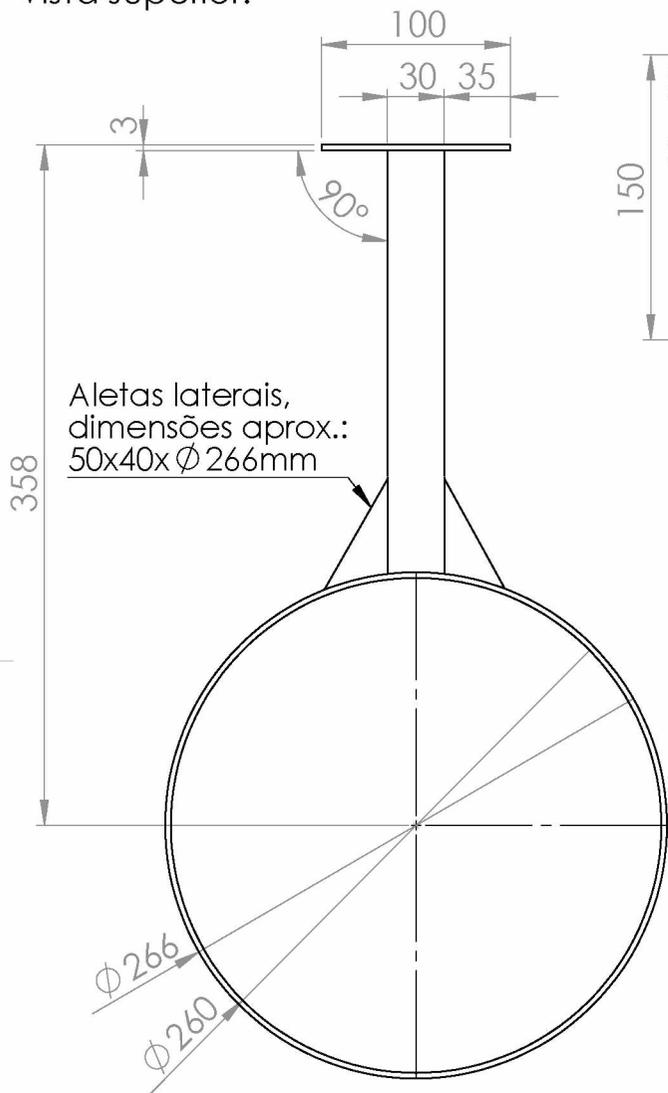
REBARBAR E QUEBRAR ARESTAS AGUDAS

	NOME	ASSINATURA	DATA		
DES.					
VERIF.					
APROV.					
MANUF.					
QUALID				MATERIAL:	
				PESO:	

NÃO MUDAR A ESCALA DO DESENHO	REVISÃO
TÍTULO: <b>UPRC: Suporte B-Ciclone 1° estágio</b>	
DES. N°	A4
ESCALA:1:2	FOLHA 1 DE 1



Vista superior:



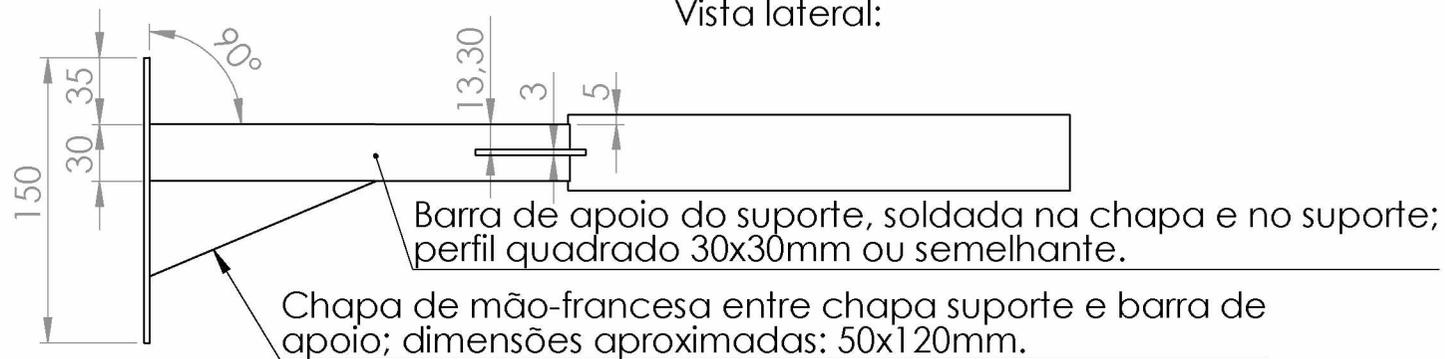
Aletas laterais,  
dimensões aprox.:  
50x40x  $\varnothing$  266mm

358

$\varnothing$  266  
 $\varnothing$  260

Centro do aro  
alinhado ao centro  
da chapa suporte.

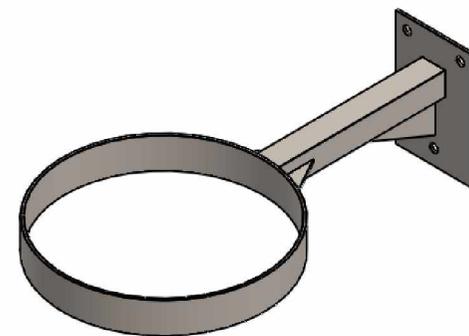
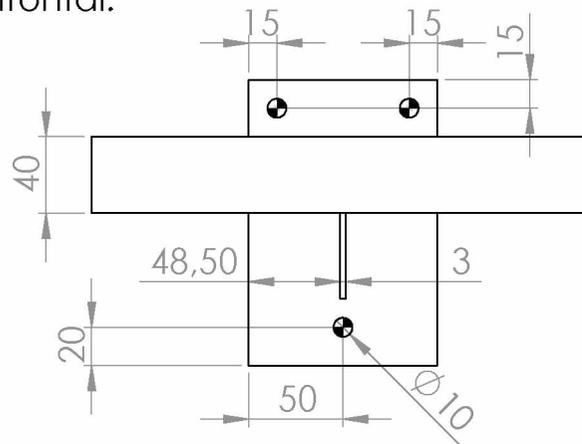
Vista lateral:



Barra de apoio do suporte, soldada na chapa e no suporte;  
perfil quadrado 30x30mm ou semelhante.

Chapa de mão-francesa entre chapa suporte e barra de  
apoio; dimensões aproximadas: 50x120mm.

Vista frontal:



Atenção: não manter rebarbas de costura  
de solda na superfície interna do aro.

SE NÃO ESPECIFICADO:  
DIMENSÕES EM MILÍMETROS  
ACABAM. SUPERFÍCIE:  
TOLERÂNCIAS:  
LINEAR:  
ANGULAR:

ACABAMENTO:

REBARBAR E  
QUEBRAR  
ARESTAS  
AGUDAS

NÃO MUDAR A ESCALA DO DESENHO

REVISÃO

	NOME	ASSINATURA	DATA		
DES.					
VERIF.					
APROV.					
MANUF.					
QUALID				MATERIAL:	
				PESO:	

TÍTULO:

UPRC: Suporte A-Ciclone 2º estágio

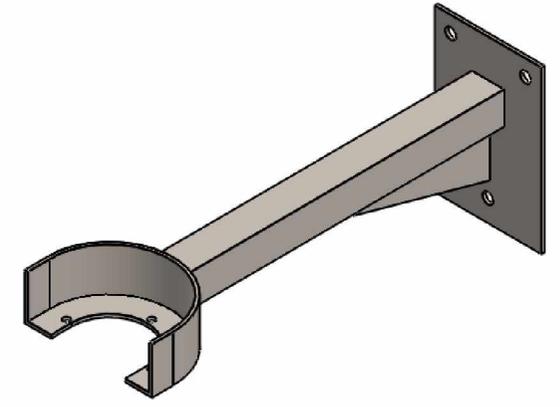
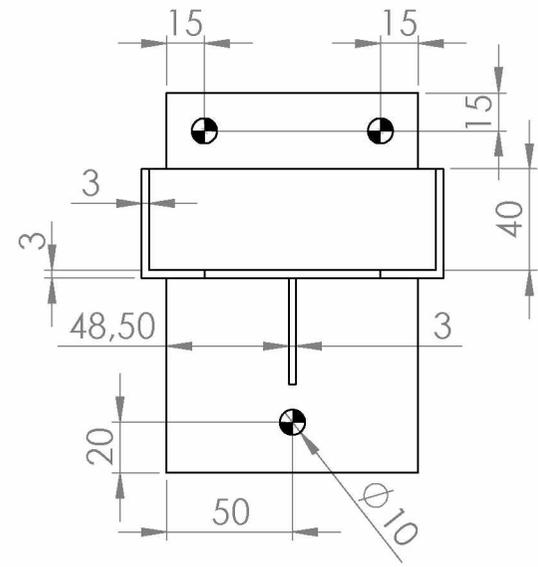
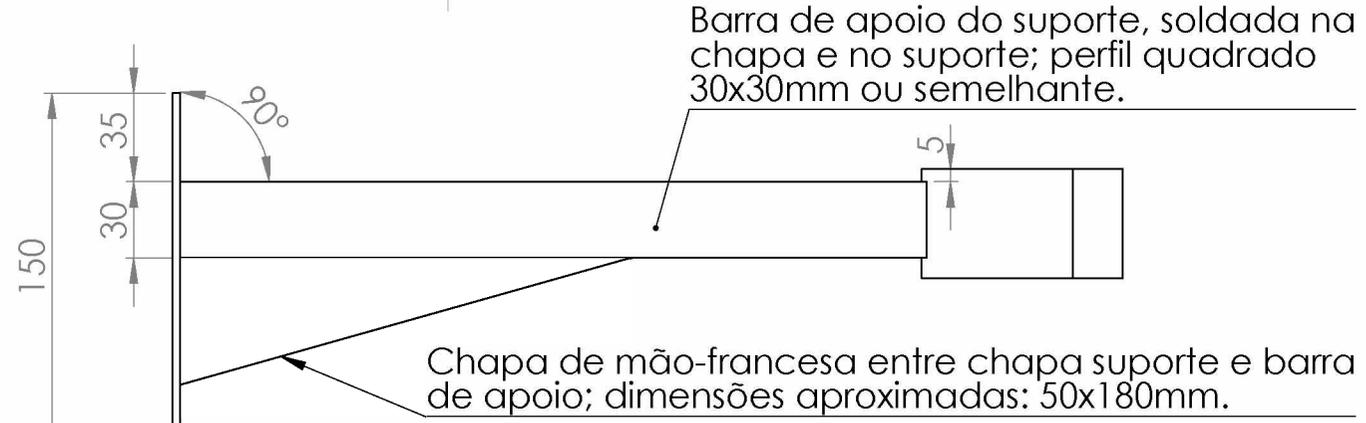
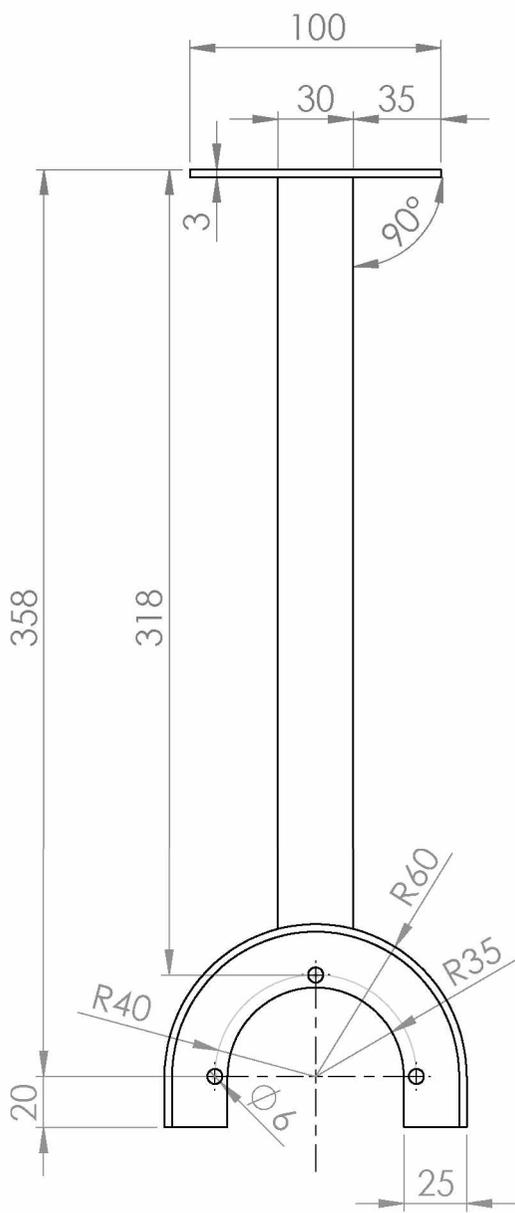
DES. Nº

A4

ESCALA:1:5

FOLHA 1 DE 1



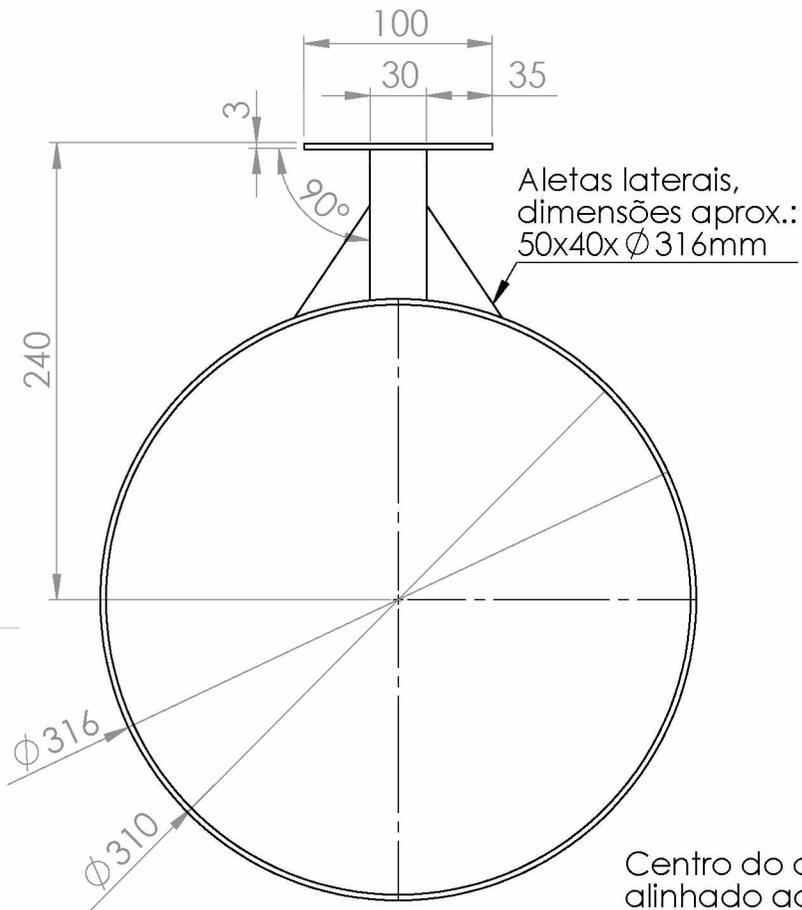


Centro do arco alinhado ao centro da chapa suporte.  
Intervalo angular da perfuração: 90°

SE NÃO ESPECIFICADO: DIMENSÕES EM MILÍMETROS ACABAM. SUPERFÍCIE: TOLERÂNCIAS: LINEAR: ANGULAR:		ACABAMENTO:	REBARBAR E QUEBRAR ARESTAS AGUDAS	NÃO MUDAR A ESCALA DO DESENHO	REVISÃO
DES.	NOME	ASSINATURA	DATA	TÍTULO:	
VERIF.				UPRC: Suporte B-Ciclone 2º estágio	
APROV.				DES. Nº	A4
MANUF.				PESO:	
QUALID				ESCALA:1:2	FOLHA 1 DE 1



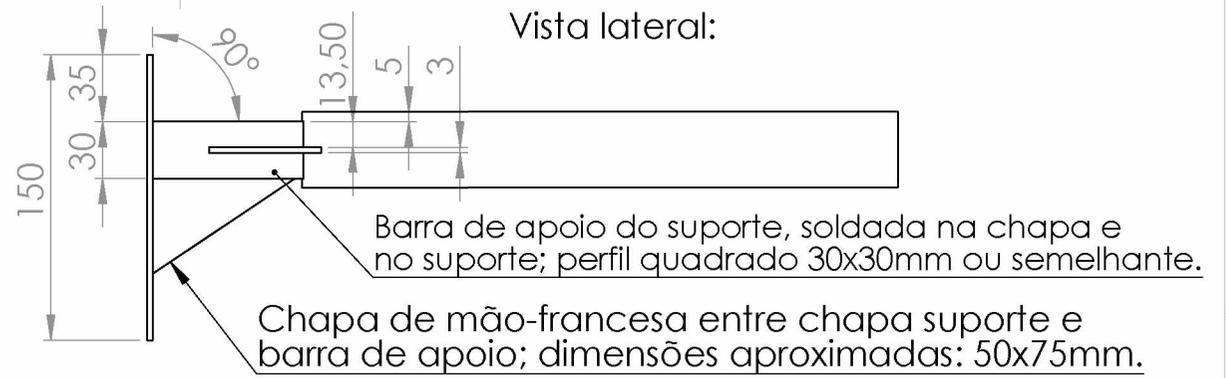
Vista superior:



Aletas laterais,  
dimensões aprox.:  
50x40x  $\varnothing$  316mm

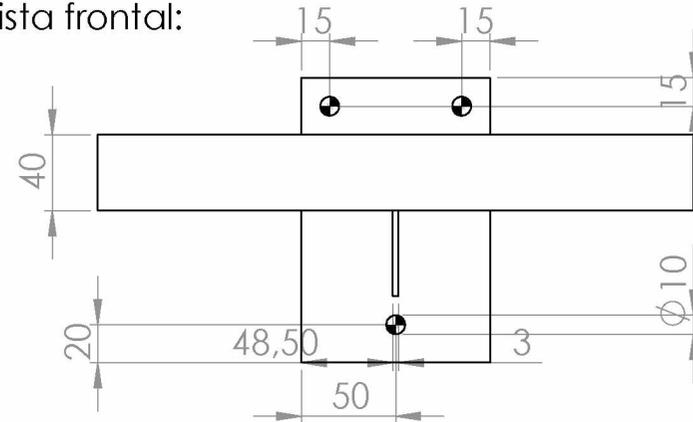
Centro do aro  
alinhado ao centro  
da chapa suporte.

Vista lateral:



Barra de apoio do suporte, soldada na chapa e  
no suporte; perfil quadrado 30x30mm ou semelhante.  
Chapa de mão-francesa entre chapa suporte e  
barra de apoio; dimensões aproximadas: 50x75mm.

Vista frontal:



Atenção: não manter  
rebarbas de costura  
de solda na superfície  
interna do aro.



SE NÃO ESPECIFICADO:  
DIMENSÕES EM MILÍMETROS  
ACABAM. SUPERFÍCIE:  
TOLERÂNCIAS:  
LINEAR:  
ANGULAR:

ACABAMENTO:

REBARBAR E  
QUEBRAR  
ARESTAS  
AGUDAS

NÃO MUDAR A ESCALA DO DESENHO

REVISÃO

	NOME	ASSINATURA	DATA		
DES.					
VERIF.					
APROV.					
MANUF.					
QUALID					
				MATERIAL:	
				PESO:	

TÍTULO:

UPRC: Suporte A-Reservatório

DES. Nº

A4

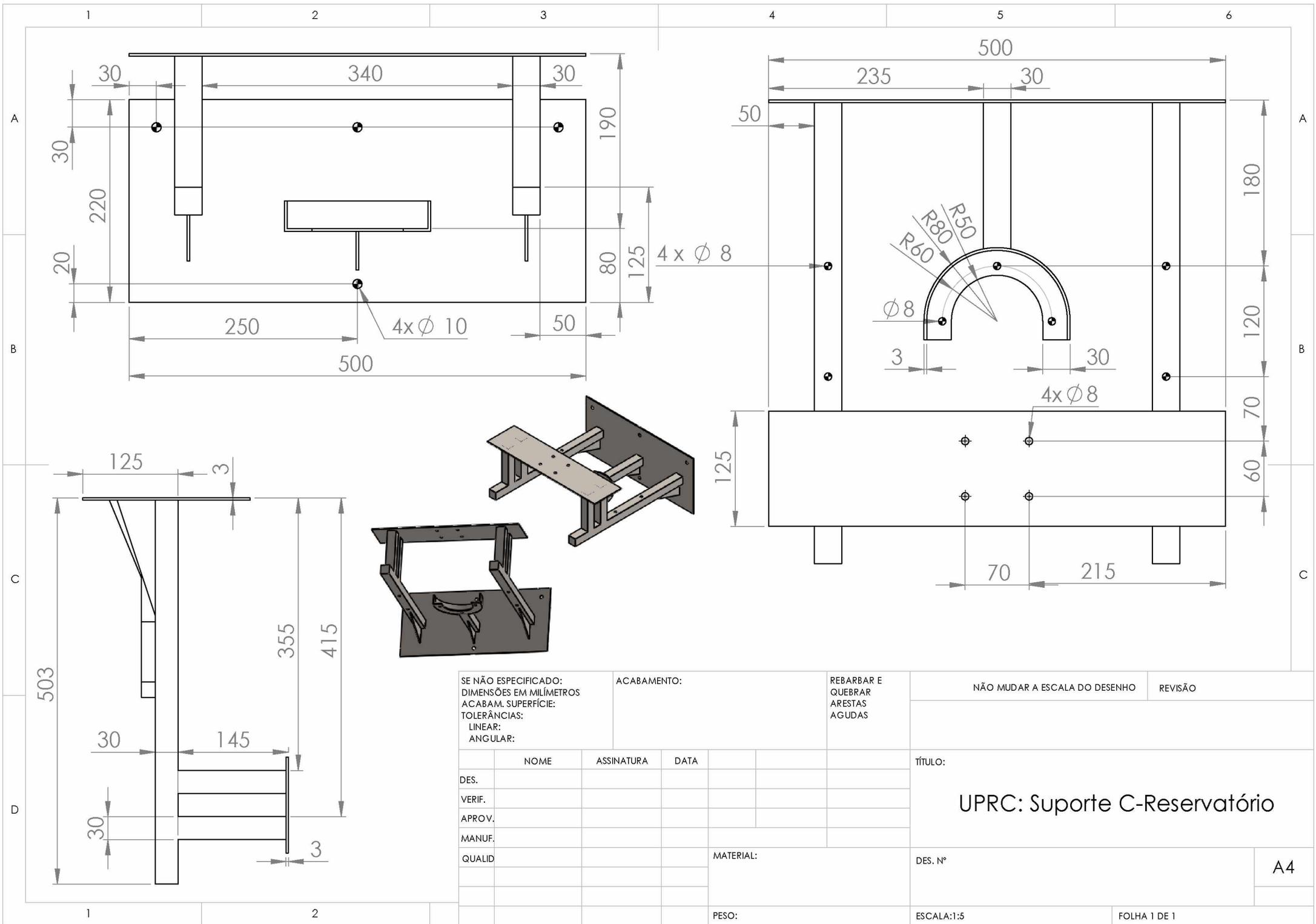
ESCALA:1:5

FOLHA 1 DE 1









SE NÃO ESPECIFICADO: DIMENSÕES EM MILÍMETROS ACABAM. SUPERFÍCIE: TOLERÂNCIAS: LINEAR: ANGULAR:		ACABAMENTO:		REBARBAR E QUEBRAR ARESTAS AGUDAS		NÃO MUDAR A ESCALA DO DESENHO		REVISÃO	
DES.		NOME		ASSINATURA		DATA		TÍTULO:	
VERIF.								UPRC: Suporte C-Reservatório	
APROV.									
MANUF.									
QUALID									
						MATERIAL:		DES. Nº	
						PESO:		ESCALA:1:5	
								FOLHA 1 DE 1	
								A4	













