

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA QUÍMICA

**ANÁLISE DO COMPORTAMENTO DA FLUIDODINÂMICA DO
LEITO DE JORRO COM MISTURAS DE TAMANHO DE
PARTÍCULAS**

Marcelo Silveira Bachelos

Orientador: Prof. Dr. José Teixeira Freire

São Carlos – SP

2006



UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA QUÍMICA

**ANÁLISE DO COMPORTAMENTO DA FLUIDODINÂMICA DO
LEITO DE JORRO COM MISTURAS DE TAMANHO DE
PARTÍCULAS**

Marcelo Silveira Bachelos

Tese apresentada ao
Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Química como requisito
parcial à obtenção do título de Doutor
em Engenharia Química, na área de
concentração em Pesquisa e
Desenvolvimento de Processos
Químicos.

Orientador: Prof. Dr. José Teixeira Freire

São Carlos – SP

2006

**Ficha catalográfica elaborada pelo DePT da
Biblioteca Comunitária/UFSCar**

B117ac

Bacelos, Marcelo Silveira.

Análise do comportamento da fluidodinâmica do leito de jorro com misturas de tamanho de partículas / Marcelo Silveira Bacelos. -- São Carlos : UFSCar, 2006.

113 p.

Tese (Doutorado) -- Universidade Federal de São Carlos, 2006.

1. Sistemas particulados. 2. Fluidodinâmica. 3. Flutuação de pressão. 4. Secagem de pastas. 5. Forças coesivas interpartículas. 6. Estabilidade do regime de jorro. I. Título.

CDD: 660.2842 (20^a)

MEMBROS DA BANCA EXAMINADORA DA TESE DE DOUTORADO DE
MARCELO SILVEIRA BACELOS, APRESENTADA AO PROGRAMA DE
PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA QUÍMICA DA UNIVERSIDADE
FEDERAL DE SÃO CARLOS, EM 1º DE AGOSTO DE 2006.

BANCA EXAMINADORA:

Prof. Dr. José Teixeira Freire
Orientador, PPGEQ/UFSCar

Prof. Dr. Marcos Antonio de Souza Barrozo
PPGEQ/FEQ/UFU

Prof. Dr. Luis Alexandre Pedro de Freitas
FCFRP/USP

Prof. Dr^a. Ana Maria da Silveira
PPGEQ/UFSCar

Prof. Dr. Ronaldo Guimarães Corrêa
PPGEQ/UFSCar

“...cada um de nós compõe a sua história
cada ser em si carrega o dom de ser capaz
de ser feliz...”

**Trecho da música *Tocando em frente*,
dos autores *Almir Sater e Renato Teixeira***

DEDICATÓRIA

A minha filha Laura.

A minha esposa Carla Fabiani.

Aos meus pais Sr. Armênio e Sra. Nadir.

Aos meus cinco irmãos: Marta, Eva, João, Eliane e Jaqueline.

Ao meu Sogro Sr. Jorge e a minha Sogra Sra. Marizi.

Ao meu querido mestre e amigo Prof. José Teixeira Freire.

A Deus, que me ajudou a escolher o melhor caminho para seguir.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. José Teixeira Freire pela sua orientação, pela sua amizade e pela sua dedicação para que eu realizasse o meu trabalho de pesquisa, e pudesse, também, ampliar meus horizontes colaborando em trabalhos de pesquisas junto aos seus alunos de iniciação científica. *“Mestre, sinto-me honrado de poder ter sido seu orientando durante estes quatro anos”*.

A Prof^a. Dr^a. Ana Maria da Silveira pela sua amizade e pela sua participação na banca da minha pré-qualificação em outubro de 2003, e da minha qualificação em dezembro de 2004. Também, pela releitura da versão final desta tese e pela sua grande parceria em 2004 que teve como fruto a publicação do meu primeiro artigo em periódico internacional em 2005. Aqui, gostaria mais uma vez de agradecer o convite e a sua participação neste artigo.

A Prof^a. Dr^a. Maria Laura Passos pela amizade (*“Saudades daquele cafezinho com M.L. Passos”*), e pelas valiosas contribuições dadas em alguns dos temas abordados nesta tese. Também, pela grande parceria na minha produção científica, juntamente com o Prof. Freire.

A Prof^a. Dr^a. Maria do Carmo Ferreira pela sua grande amizade e pela maneira com que me recebeu durante o estágio (PESCD) na sua disciplina de Fenômenos de Transporte 2/Transferência de Calor. A troca de informações e/ou experiências com a Senhora foi de grande importância para que pudesse aprender como preparar e ministrar as aulas.

Ao Prof. Dr. Dermeval José Mazzini Sartori pela sua amizade e pela sua disponibilidade em me atender nos momentos em que lhe procurei.

Ao Prof. Dr. Ronaldo Guimarães Corrêa pela amizade, pela sua participação na banca da minha pré-qualificação e da minha qualificação, e também, pelos seus ensinamentos na disciplina de Transferência de Calor e Massa, onde me mostrou o grande universo dos métodos numéricos aplicados a problemas de transferência de calor e massa e os primeiros passos com a programação em MathLab.

Ao Prof. Dr. Nivaldo Aparecido Corrêa pela sua amizade, pela sua paciência em me ensinar os primeiros passos em instrumentação e aquisição de sinais.

Ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química da Universidade Federal de São Carlos pela oportunidade de realizar o curso de doutorado.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) (nº. processo 500750/2004-1) pelo apoio financeiro, e especialmente, a Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pela concessão da bolsa de Doutorado.

A todos os professores do DQ/FURG pelos primeiros ensinamentos os quais contribuíram para que eu chegasse até aqui.

Ao Engenheiro Jorge, da EESC/USP, pela ajuda no desenvolvimento do programa em linguagem gráfica para realizar a aquisição dos dados nos sensores de pressão e temperatura utilizando o LabView 7.0.

Ao Prof. Célio Fernando Camargo e ao Sr. Hélio pela confecção dos termopares utilizados.

Ao Técnico Sr. Oscar da Silva pela amizade e pelo auxílio na adaptação da unidade experimental utilizada neste trabalho.

Ao Dr. Edilson Milaré, pela amizade e pelo empenho em atender as minhas solicitações, disponibilizando assim, os equipamentos e materiais de consumo utilizados neste trabalho.

A todos os meus amigos das diversas áreas de concentração de pesquisa do PPG-EQ e DEQ/UFSCar.

A minha grande amiga Frances, professora de inglês, que me ensinou como redigir artigos científicos em Língua Inglesa.

Aos meus irmãos e sobrinhos pelo grande carinho e apoio concedido a mim durante estes quatro anos longe da minha terra natal (Rio Grande - RS).

Aos meus pais, pela educação que me concederam, por acreditarem em mim e por me deixarem escolher livremente a minha profissão.

Aos meus sogros pela amizade e carinho, e por terem concebido a sua filha Carla Fabiani, que é hoje minha esposa, o meu grande amor, que esteve sempre presente ao meu lado em todos os momentos.

A minha filha Laura pela sua alegria e pelo seu amor dedicado a este papai.

A Deus pela paz, pela saúde, pelo sucesso que é a minha família e por tudo que aconteceu na minha vida. Pai continue nos abençoando.

RESUMO

Nesta pesquisa foi realizada a investigação da estabilidade do regime de jorro por flutuações de pressão e dos níveis de segregação no leito operando com uma variedade de combinações de partículas que apresentam tamanhos uniformes ou distribuição de tamanhos. Também, em presença de glicerol, foi realizado um estudo sobre o efeito das forças interpartículas no comportamento fluidodinâmico do leito de jorro com misturas de tamanhos de partículas.

Os dados mostram que com um desvio padrão de 50 Pa o regime de jorro estável pode ser atingido para os leitos com partículas de tamanho uniforme ou com misturas de tamanhos. Além disso, a segregação de partículas torna-se menos pronunciada à medida que a razão d_{pL}/d_{pS} é reduzida de 2,85 para 1,98 e a altura de leito é aumentada de 0,105 para 0,195 m. Para o leito com glicerol, os resultados mostram que para as partículas de referência de composição B a velocidade de mínimo jorro (v_{mj}) não varia significativamente com o aumento da concentração de glicerol. Porém, para as outras misturas de composição B empregadas, v_{mj} aumenta com o aumento na concentração de glicerol no leito somente para misturas com razão $d_{pL}/d_{pS} > 1,98$, sendo que este aumento é mais pronunciado para as misturas plana e binária. Para todas as misturas estudadas a queda de pressão no leito (ΔP_{mj}) diminui com o aumento da concentração de glicerol.

A aplicação de uma formulação teórica para estimar as forças coesivas, resultantes das pontes líquidas estabelecidas entre as partículas do leito, demonstra que as variações nas condições de mínimo jorro decorrentes do aumento na concentração de glicerol podem ser previstas pela ordem de grandeza destas forças.

ABSTRACT

This research study presents an investigation to quantify the stability of spouting regimes (by pressure fluctuations) and particle segregation level in conical spouted beds operated with a variety of particle combinations with uniform size or size distribution. In the presence of glycerol, a study on the effect of interparticle forces in the conical spouted bed fluid dynamics behavior with inert particle mixtures was also employed.

Data show that, at a standard deviation from pressure signals of 50 Pa, in beds composed of inert particle of uniform size or size distribution stable spouting regime can be achieved. Moreover, the analysis of segregation indexes revealed that particle segregation becomes less pronounced as d_{pL}/d_{pS} is reduced from 2.85 to 1.98 and bed height is increased from 0.105 to 0.195 m. When glycerol is added into the bed, the results show that the dimensionless minimum spouting velocity (v_{mj}/v_{mj0}) does not change significantly with increase in glycerol concentration for the reference mixture. However, for all other mixtures of $d_{pL}/d_{pS} > 1.98$ employed, v_{mj}/v_{mj0} increases with increase in the glycerol concentration into the bed, and this increase is more pronounced for flat and binary mixtures. The dimensionless of minimum spouting pressure drop ($\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj0}$) decreases with increase in the glycerol concentration for all mixtures used.

The application of a theoretical analysis, predicting the interparticle forces, shows that the change in minimum spouting condition as glycerol concentration increases can be explained by the magnitude of these forces.

SUMÁRIO

DEDICATÓRIA.....	v
AGRADECIMENTOS.....	vi
RESUMO	ix
ABSTRACT	x
SUMÁRIO	vii
ÍNDICE DE FIGURAS.....	x
ÍNDICE DE TABELAS	xvi
ÍNDICE DE QUADROS.....	xviii
NOMENCLATURA.....	xix
1 INTRODUÇÃO	1
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	5
2.1 Estabilidade dos regimes em leito de jorro cônico	5
2.1.1 Leitos de jorro com partículas de inertes de tamanho uniforme	6
2.1.2 Leitos de jorro com mistura de tamanhos de partículas de inertes	12
2.2 Velocidade de mínimo jorro	13

2.3	Segregação de misturas binárias e ternárias.....	16
2.4	Forças interpartículas no processamento de pastas.....	24
2.5	Modelos da fluidodinâmica do leito de jorro cônico	30
2.6	O efeito da pasta sobre a fluidodinâmica do leito de jorro	35
3	MATERIAIS E MÉTODOS	43
3.1	Descrição do aparato experimental	43
3.2	Partículas e líquido utilizados	45
3.3	Procedimento experimental.....	48
3.4	Metodologia de análise da estabilidade dos regimes de jorro.....	49
3.5	Metodologia usada na simulação dos dados	54
3.6	Medidas.....	55
3.6.1	Altura de fonte.....	55
3.6.2	Velocidade e queda de pressão de mínimo jorro	56
3.6.3	Porosidade.....	57
3.6.4	Índices de mistura	58
3.7	Tratamento dos dados: estimativa de incertezas	59
4	RESULTADOS E DISCUSSÕES	61
4.1	Estabilidade do regime de jorro	61
4.1.1	Misturas de tamanho de partículas de inertes com $d_{pL}/d_{pS} > 5,61$	61

4.1.2	Misturas de tamanhos de partículas de inertes com $d_{pL}/d_{pS} > 2,85$	64
4.1.3	Misturas de tamanhos de partículas de inertes com $d_{pL}/d_{pS} > 1,98$	69
4.1.4	O efeito da altura de leito (H_b) na estabilidade do regime de jorro	72
4.1.5	Segregação em leitos de jorro cônicos	73
4.1.6	Comportamento da altura de fonte	78
4.2	Estimativa da velocidade de mínimo jorro	80
4.3	O efeito das forças interpartículas no leito de jorro cônico	82
4.4	Escoamento do ar característico do leito de jorro cônico	97
5	CONCLUSÕES	105
5.1	Estabilidade do regime de jorro	105
5.2	O efeito das forças interpartículas no leito de jorro	106
5.3	Simulação do escoamento do ar no leito de jorro	107
6	SUGESTÕES	108
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	109

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 2.1 – Curva característica do leito de jorro.....	7
Figura 2.2 – Posição das medidas de pressão, Xu <i>et al.</i> (2004).....	9
Figura 2.3 – Desvio padrão da flutuação do sinal de queda de pressão total (σ) medido na posição 1-4 do leito em função da velocidade do ar (v) para vários regimes de escoamento. I - leito fixo; II - jorro estável; III - jorro instável. Leito de jorro cilíndrico com as seguintes especificações: $D_c = 120$ mm, $H_b = 345$ mm; $D_i =$ 10 mm; esferas de vidro de $d_p = 1,6$ mm, (Xu <i>et al.</i> 2004).....	10
Figura 2.4 - Assimetria da flutuação do sinal de queda de pressão total (s_m) medida na posição 1-4 do leito em função da velocidade do ar (v) para vários regimes de escoamento. I - leito fixo; II - jorro estável; III - jorro instável. Leito de jorro cilíndrico com as seguintes especificações: $D_c = 120$ mm, $H_b = 345$ mm; $D_i = 10$ mm; esferas de vidro de $d_p = 1,6$ mm, (Xu <i>et al.</i> 2004).....	12
Figura 2.5 – Índice de mistura para composição binária (M_b) em função da fração mássica das partículas de maior diâmetro (X_B) para várias razões entre diâmetros da partícula maior e menor (d_{pL}/d_{pS}). As linhas representam a estimativa de (M_b) através da equação (2.7). Os Pontos representam os dados experimentais do índice de mistura obtido para as composições apresentadas na Tabela 2.2. Leito de jorro cônico com $\alpha = 36^\circ$, $H_b = 0,22$ e $d_0 = 0,03$ m, San José <i>et al.</i> (1994).	21

Figura 2.6 – Índice de mistura para composição binária (M_b) em função da velocidade do ar adimensional (v/v_{mj}) para as diferentes razões entre os diâmetros das partículas maior e menor (d_{pL}/d_{pS}) das misturas, San José <i>et al.</i> (1994).....	22
Figura 2.7 – Índice de mistura para a composição ternária (M_t) em função do valor médio da função de distribuição de tamanho do diâmetro médio de Sauter $(fd_s)_w$ para várias razões entre diâmetros da partícula maior e menor (d_{pL}/d_{pS}). As linhas representam a estimativa usando a equação (2.8). Os pontos representam os valores experimentais obtidos para as composições ternárias apresentadas na Tabela 2.3. Leito de jorro cônico com $\alpha = 36^\circ$, $H_b = 0,32$ e $d_0 = 0,03$ m, San José <i>et al.</i> (1994).....	23
Figura 2.8 – Fluxograma do programa simulador desenvolvido por Costa Jr. <i>et al.</i> (2001).....	31
Figura 2.9 - $\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj0}$ em função de v_l/v_p . S: Spitzner Neto (2002); P: Patel <i>et al.</i> (1986); S&B: Schneider e Bridgwater (1993) e P&M: Passos e Mujumdar (2000).....	38
Figura 2.10 – v_{mj}/v_{mj0} em função de v_l/v_p . S: Spitzner Neto (2002); P: Patel <i>et al.</i> (1986); S&B: Schneider e Bridgwater (1993) e P&M: Passos e Mujumdar (2000).....	38
Figura 3.1 – Aparato experimental. 1-soprador, 2-medidor de vazão Venturi, 3-aquecedor, 4-leito de jorro cônico, 5-bureta, 6- termopar, 7- transdutor de pressão, 8-placa condicionadora de sinais, 9-computador.....	44

- Figura 3.2 – Desvio padrão de queda de pressão para uma altura de leito, $H_b = 0,195$ m, com partículas de referência de Composição B ($d_s = 2,18$ mm) em função da velocidade do ar, obtido para o processo de velocidade crescente e decrescente. (a) ponto de medida localizado a 0,05 m abaixo da tela distribuidora e (b) a 0,065 m acima da tela distribuidora. 51
- Figura 3.3 – Distribuição de probabilidade do sinal de pressão no leito. (a) leito fixo; (b) leito fixo com jato de ar na cavidade central do leito; (c) jorro incipiente; (d) jorro. Ponto de medida de pressão na parede do leito localizado a 0,065 m da base do leito. 53
- Figura 4.1 – Desvio padrão da flutuação dos sinais de pressão (σ) em um leito de partículas de composição A ($d_s = 1,85$ mm) com altura de leito, $H_b = 0,195$ m, em função da velocidade do ar adimensional (v/v_{mj}): (a) $d_p = 0,78$ mm, (b) mistura plana, (c) mistura gaussiana, (d) referência (isto é, monopartículas com $d_s = 1,85$ mm), (e) $d_p = 4,38$ mm. 62
- Figura 4.2 - Desvio padrão da flutuação dos sinais de pressão (σ) em um leito de partículas de composição B ($d_s = 2,18$ mm) com na altura de leito, $H_b = 0,195$ m, em função da velocidade do ar adimensional (v/v_{mj}): (a) $d_p = 1,29$ mm; (b) $d_p = 3,67$; (c) referencia (isto é, monopartículas com $d_s = 2,18$ mm); (d) mistura gaussiana; (e) mistura plana; (f) mistura binária. 65

Figura 4.3 - Desvio padrão da flutuação dos sinais de pressão (σ) em um leito de partículas de composição D ($d_s = 2,18$ mm) com altura de leito, $H_b = 0,195$ m, em função da velocidade do ar adimensional (v/v_{mj}): (a) referência ; (b) mistura gaussiana; (c) mistura plana; (d) mistura binária.	68
Figura 4.4 - Desvio padrão da flutuação dos sinais de pressão (σ) na altura de leito, $H_b = 0,195$ m em um leito de partículas de composição C ($d_s = 2,58$ mm) em função da velocidade do ar adimensional (v/v_{mj}): (a) referência (isto é, monopartículas com $d_s = 1,85$ mm); (b) mistura gaussiana; (c) mistura plana; (d) mistura binária.....	70
Figura 4.5 – Índice de mistura binária (M_b) em função da velocidade do ar adimensional (v/v_{mj}) para diferentes razões de diâmetro de partícula d_{pL}/d_{pS} . Símbolos abertos: dados desta pesquisa; Símbolos fechados: dados de San José <i>et al.</i> (1994) com $X_{pL} = X_{pS} = 50\%$	76
Figura 4.6 – Altura de fonte, H_f , (linha e símbolos) e o desvio padrão da medida de H_f (símbolo em barras) em função da velocidade do ar em uma altura de leito (H_b) de 0,195 m. (a) $d_p = 1,29; 2,18$ e 3,675 mm; mistura binária. (b) mistura plana e gaussiana.....	79
Figura 4.7 - Esquema do leito de jorro constituído de partículas com diferente distribuição de tamanho e na presença de líquido. Partículas: (1) de maior diâmetro; (2) de diâmetro intermediário; (3) de menor diâmetro.	83

Figura 4.8 – Representação esquemática dos mapas de velocidade do ar para leitos de jorro cônicos, San José <i>et al.</i> (1995).....	84
Figura 4.9 - Estimativa dos limites do adimensional de força coesiva $F_c/(\sigma_{lg}d_p)$ determinado para cada par de esferas d_{pi} e d_{pj} . Onde d_{pi} está especificado no eixo da abscissa e d_{pj} no símbolo da legenda, $d_{p1}=3,675$ mm; $d_{p2} = 2,18$ mm; $d_{p3} = 1,29$ mm.....	87
Figura 4.10 - Estimativa da F_v/F_{cb} em função de a/d_p e da concentração de líquido (v_l/v_p) para uma velocidade de separação partícula-partícula, $v_s = 1 \times 10^{-3}$ m/s.	89
Figura 4.11 – Adimensional da velocidade de mínimo jorro (v_{mj}/v_{mj0}) em função de v_l/v_b em um leito de misturas de partículas: (a) composição B ($d_s = 2,18$ mm) e (b) composição C ($d_s = 2,58$ mm)	91
Figura 4.12 – Adimensional de queda de pressão de mínimo jorro ($\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj0}$) em função de v_l/v_p em um leito de misturas de partículas: (a) composição B ($d_s = 2,18$ mm) e (b) composição C ($d_s = 2,58$ mm).....	93
Figura 4.13 - Porosidade (ϵ) em função de v_l/v_p em um leito de misturas de partículas: (a) composição B ($d_s = 2,18$ mm) e (b) composição C ($d_s = 2,58$ mm).....	95
Figura 4.14 – Adimensional da vazão volumétrica mínima de jorro (Q_{mj}/Q_{mj0}) em função de $p_1 = e(1-\epsilon)/\epsilon$	98
Figura 4.15 – Adimensional de queda de pressão de mínimo jorro ($\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj}$) em função de $p_2 = p_1\phi/d_p$	99

Figura 4.16 – Queda de pressão (P_j) estimada ao longo da interface em função de z/H_b para uma dada concentração de glicerol.....	100
Figura 4.17 – Perfil simulado da velocidade do ar no ânulo (v_a) em função de z/H_b e da concentração de glicerol	101
Figura 4.18 – Perfil simulado de r_{mj} em função de z/H_b e da concentração de glicerol. R_c representa o raio da coluna em função de z/H_b	102

ÍNDICE DE TABELAS

Tabela 2.1 – Identificação das misturas binárias estudadas por San José <i>et al.</i> (1994)	18
Tabela 2.2 – Identificação das misturas ternárias estudadas por San José <i>et al.</i> (1994)	19
Tabela 3.2 – Descrição das misturas de tamanhos de partículas.....	46
Tabela 3.3 – Propriedades do glicerol*	48
Tabela 3.4 – Média, desvio padrão e assimetria da velocidade do ar (v) e da queda de pressão no leito (ΔP) obtida para diferentes pontos de amostragem. Composição B, partícula de referência, $d_p = 2,18$ mm, $H_b = 0,195$ m	52
Tabela 3.5 – Precisão e desvio padrão na medida e o intervalo com 95% de confiança.	60
Tabela 4.1 – Estado do regime de jorro* e a faixa de condições operacionais para a Composição B.....	73
Tabela 4.2 – Índice de mistura na parte inferior ($h = 0,025$ m) e superior ($h = 0,195$ m) da coluna para velocidade do ar 10% acima da velocidade de mínimo jorro.....	74
Tabela 4.3 – O efeito da altura de leito (H_b) sobre o índice de mistura para as composições binárias e ternárias.....	74
Tabela 4.4 – Identificação dos índices de mistura ternárias analisados na segregação em uma velocidade do ar 10% acima da velocidade de mínimo jorro	75

Tabela 4.5 – Identificação de misturas binárias empregadas para a análise de segregação em velocidade do ar 10% acima da velocidade de mínimo jorro.....	77
Tabela 4.6 – Velocidade de mínimo jorro e seus desvios relativos ao valor experimental para duas alturas de leito (H_b).	80
Tabela 4.8 – Parâmetros ajustáveis obtidos para as duas funções corretivas f_1 e f_2	97

ÍNDICE DE QUADROS

Quadro 2.1 – Técnicas de identificação de regimes de escoamento em leitos de jorro.....	8
Quadro 2.2 – Correlações para os índices de mistura, San José <i>et al.</i> (1994).....	20
Quadro 2.3 – Estado de saturação de um meio particulado, Schubert <i>et al.</i> (1977).	26
Quadro 2.4 – Equações para o cálculo do raio de curvatura das pontes líquidas.	29
Quadro 2.5 – Características do escoamento do ar em função dos mecanismos de quebra no leito apresentados para cada faixa do parâmetro A (Costa Jr. <i>et al.</i> 2001).	32
Quadro 2.6 – Dados de pesquisas sobre o processamento de pastas em leito de jorro.....	36
Quadro 3.1 – Especificações dos leitos de jorro cônicos utilizados para análise.....	45
Quadro 4.1 – Relação das forças interpartículas entre as distribuições.	96

NOMENCLATURA

A	parâmetro de Morgan e Littman (1988), eq. (2.14)	(-)
Ar	número de Arquimedes = $gd_p^3 \rho_g (\rho_p - \rho_g) / \mu_G^2$	
A	distância de separação entre duas partículas ligadas por uma ponte líquida	(m)
d_b, d_c, d_i, d_0	diâmetro da superfície do leito, da coluna, da base do cone, e do orifício de entrada, respectivamente	(m)
d_m, d_{tsb}	profundidade do topo da parte cilíndrica até a superfície da fonte e a aquela do topo da parte cilíndrica até a superfície do leito, respectivamente	(m)
$d_p, d_{pS}, d_{pM}, d_{pL}$	diâmetro da monopartícula, da partícula menor, da média e da grande, respectivamente	(m)
$d_s, d_{s,u}, d_{s,w}$	diâmetro médio de Sauter eq.(3.1); aquele na metade superior do volume do leito eq.(2.5) e aquele em todo o leito eq.(2.6), respectivamente	(m)
E_M	erro na estimativa da força capilar	(-)
E	espessura de filme de glicerol que recobre a partícula	(m)
F	força interpartícula total gerada pela ponte líquida em cada ponto de contato entre duas partículas	(N)
F_c, F_s, F_b, F_v	forças capilar, de superfície, de empuxo e viscosa, respectivamente	(N)
$f(ds)_u, f(ds)_w$	valor médio da função de distribuição do tamanho das partículas na metade superior do volume do leito e em todo o leito, respectivamente	(-)
G	Aceleração da gravidade	(m/s ²)
H_b, H_c, H_{ci}, H_f	altura do leito, da coluna, do tronco cilíndrico e da fonte, respectivamente	(m)

h	posição axial dos coletores de amostras na coluna	(m)
L_1, L_2	profundidade da coluna e do orifício de entrada do leito bidimensional, respectivamente	(m)
L_N	espessura da coluna do leito bidimensional	(m)
M	massa de partícula adicionada ao leito (Quadro 2.6)	(kg)
M_b, M_t	índice de segregação para a mistura binária e ternária, respectivamente	(-)
$P_j(z)$	queda de pressão na interface jorro-ânulo	(Pa)
Q_{mj0}, Q_{mj}	vazão volumétrica do ar na condição de mínimo jorro sem e com a presença de pastas, respectivamente	(m ³ /s)
Q_{pst}	vazão de pasta adicionada ao leito	(L/h)
R_1, R_2	raios principais de curvatura	(m)
Re_{mj}	número de Reynolds = $\rho_g v.d_i / \mu_g$	
R_M	raio médio de curvatura ponte líquida	(m)
r^2	variança explicada (Quadro 2.2)	
R	coordenada radial	(m)
$r_{mj}(z)$	raio da região de jorro para uma dada posição z	(m)
S	saturação de líquido	(-)
S_m	assimetria da flutuação do sinal da queda de pressão no leito	(-)
T	temperatura	(K)
T_{gi}	temperatura do ar de entrada	(K)
ts	teste t de student	
v, v_a	velocidade do ar no orifício de entrada, e aquela intersticial na região anular, respectivamente	(m/s)
$v_a(z)$	velocidade do ar no ânulo para uma dada posição z no leito	
v_{mf}, v_T	velocidade do ar de mínima fluidização e a velocidade terminal da partícula, respectivamente	(m/s)

V_{mj}, V_{mj0}	velocidade do ar na condição de mínimo jorro sem e com a presença de pastas, respectivamente	(m/s)
V_s	velocidade de separação de partícula-partícula	(m/s)
$V_l, V_p,$	volume do líquido e das partículas adicionado ao leito de jorro, respectivamente	(m ³)
V_T	volume total do leito	(m ³)
w	taxa de circulação de partícula	(kg/s)
$X_{B,u}, X_{B,w}$	fração mássica para as partículas de maior diâmetro na metade do volume superior do leito e aquela no em todo o leito, respectivamente	(-)
X_i	fração mássica do componente i na Tabela 3.1 (isto é, i pode ser as partículas de maior diâmetro, de diâmetro médio e de pequeno diâmetro)	(-)
X_{pL}, X_{pS}	fração mássica para as partículas de maior e menor diâmetro, respectivamente.	(-)
U	umidade do pó de ovo	(-)
U_{pe}	umidade do pó de ovo (b.s)	(-)
z	coordenada axial	(m)

Símbolos gregos

α	ângulo da base cônica	(°)
$\Delta P_{mj0}, \Delta P_{mj}$	queda de pressão no leito sem e com a presença de pastas, respectivamente	(Pa)
δ	incertezas na medida (3.10)	
ε	porosidade anular no leito com a presença do glicerol	(-)
ε_0	porosidade anular no leito sem a presença do glicerol	(-)
ε_{mf}	porosidade anular no regime de mínima fluidização	(-)
ϕ	esfericidade	(-)
γ	ângulo de ponte líquida	(rad)

μ_g	viscosidade do ar	(kg/m.s)
μ_{lg}	viscosidade do glicerol	(kg/m.s)
μ_p	média populacional	
$v_p(z)$	velocidade da partícula para uma dada posição z no leito	(m/s)
θ	coordenada angular	(°)
ρ_g	densidade do ar	(kg/m ³)
ρ_l	densidade do glicerol	(kg/m ³)
ρ_p	densidade da partícula	(kg/m ³)
σ	desvio padrão da flutuação do sinal da queda de pressão no leito	(Pa)
σ_{lg}	tensão superficial do glicerol	(N/m)
σ_{pst}	tensão superficial da pasta de ovo	(N/m)

Abreviaturas

CSB	leito de jorro cônico
CCSB	leito de jorro cilíndrico de base cônica
2DSB	leito de jorro bidimensional
PB	leito fixo
SS	jorro estável
US	jorro instável

1 INTRODUÇÃO

Nos últimos 50 anos desde a sua descoberta, pesquisadores têm aplicado a técnica de leito de jorro de coluna cônica com monopartículas inertes a uma grande variedade de processos industriais tais como: na secagem de grãos, pastas e/ou suspensões, no transporte pneumático e entre outros. Com respeito à aplicação de leitos de jorro cônicos com partículas inertes que apresentam distribuição de tamanhos, este sistema tem desempenhado um papel importante como um reator em potencial, principalmente, na gaseificação do carvão e na polimerização catalítica, e também, recentemente, na pirólise de plásticos e de serragem.

Na prática, para processar sólidos, pastas e/ou suspensões em leitos de jorro cônicos com monopartículas ou com distribuição de tamanhos, o regime de jorro deve ser atingido e mantido de forma estável. Tal condição pode ser alcançada dentro de limites específicos de operação do leito. Por esta razão, muitos esforços em trabalhos de pesquisa têm se concentrado em estabelecer tais condições pelo emprego de uma grande variedade de parâmetros de projeto (como o ângulo da base cônica, o diâmetro do orifício de entrada do ar, da base, e do topo da coluna cônica), propriedades dos sólidos particulados (como a densidade e o diâmetro de partícula) velocidade do ar, e concentração de pasta no leito, a fim de se obter o escopo destes limites para aplicação em projeto de novos leitos de jorro cônicos.

Com respeito ao custo efetivo do leito de jorro cônico, este se torna competitivo quando comparado ao leito de jorro convencional e ao leito fluidizado para produções em pequena escala. Os aspectos que contribuem para que o leito de jorro cônico se destaque quando comparado a outros sistemas, são o alto grau de

mistura das partículas e o efetivo contato entre o fluido e a partícula, o qual proporciona altas taxas de transferência de calor e massa. Outro fato importante é que este sistema, além de poder ser empregado com monopartículas de inertes, também, pode ser utilizado com misturas de tamanho de partícula devido ao seu baixo nível de segregação.

Atualmente, o leito de jorro cônico é apontado como uma técnica promissora para processar suspensões com viscosidade alta e termicamente sensíveis em pequena escala de produção, quando comparado a outras técnicas: secador atomizador (“spray dryer”) e secador de leito fluidizado. Entretanto, algumas desvantagens podem dificultar a sua utilização, tais como: a instabilidade do jorro, o depósito de pó dentro da coluna e o incontrolável processo de aglomeração das partículas. Este último problema apontado ocorre devido à ação das forças interpartículas, que resultam de pontes líquidas entre as partículas de inertes. Por esta razão, especialmente, na secagem de pastas ou no recobrimento de sementes e de comprimidos em leito de jorro cônicos, é que as forças de ligação interpartículas desempenham um papel importante, pois estas interferem no comportamento do escoamento ar-sólido, porém, quando dominantes, podem causar a extinção do regime de jorro.

Muitos estudos têm sido desenvolvidos sobre o comportamento de leitos de jorro cônicos com monopartículas na presença de pastas, investigando o efeito das forças interpartículas, da viscosidade da pasta, da temperatura de operação e da geometria do leito nas condições de mínimo jorro.

Além disso, vários trabalhos têm sido realizados com objetivo de entender e modelar as forças interpartículas entre duas partículas esféricas, porém poucos têm tentado estender seus modelos a fim de descrever o comportamento do

sistema particulado na sua totalidade. A extensão desta modelagem é complexa devido ao empacotamento, a distribuição de tamanho e, também, ao modo como se apresenta o colapso do jorro. Porém, esta deve ser desenvolvida, permitindo assim, melhor monitoramento de qualquer processo que envolva líquidos e materiais pastosos neste sistema.

Na secagem de pastas e/ou suspensões, embora a pasta injetada ao leite seja uniformemente espalhada, há o aumento das zonas mortas e a formação de pequenos aglomerados de partículas cobertos pelo material pastoso, resultado da ação das forças interpartículas.

Na literatura, estudos mostram que o emprego de partículas de inertes com distribuição de tamanho altera significativamente o comportamento fluidodinâmico do leite de jorro cônico. Desta maneira, espera-se que quando comparada à monopartícula, a distribuição de tamanho de partícula melhore o desempenho da fluidodinâmica do leite de jorro cônico, tornando o seu uso no processamento de pastas mais eficiente, reduzindo o efeito prejudicial das forças interpartículas neste sistema.

Dessa maneira, na tentativa de simular uma condição real, minimizar as zonas mortas e os pequenos aglomerados apresentados durante o processamento de pastas no leite de jorro cônico, esta pesquisa tem como objetivo analisar o comportamento fluidodinâmico do leite com misturas de tamanhos de partículas e na presença de pastas, utilizando-se o glicerol como uma pasta modelo (líquido não volátil).

Esta pesquisa é composta de três partes. Na primeira identifica-se os regimes de escoamento presentes na operação do leite de jorro cônico e estuda-se o comportamento das variáveis fluidodinâmicas do leite de jorro cônico em função da

distribuição de tamanho de partícula e da concentração de glicerol. Na segunda parte descreve-se e simula-se as forças interpartículas entre duas esferas recobertas por um filme de glicerol em função do tamanho e da distribuição das partículas de inertes e da concentração de glicerol. Por último, apresenta-se a previsão das variáveis fluidodinâmicas e das forças interpartículas através de modelos da literatura, correlacionando-as qualitativamente aos dados experimentais obtidos.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo, serão apresentados os principais trabalhos de pesquisa com respeito à estabilidade do regime de jorro e à influência das forças interpartículas no escoamento ar-sólido. Também serão apresentados os parâmetros de projeto do leito, a modelagem físico - matemática do escoamento ar-sólido no leito com e sem a presença de pastas, assim como o efeito desta no comportamento fluidodinâmico de vários tipos de colunas (cilíndricas de base cônica, cônica, e bidimensional).

Com respeito à identificação e à estabilidade dos regimes de escoamento ar-sólido no leito de jorro, serão discutidos somente os resultados apresentados por Xu *et al.* (2004), pois baseado na sua análise é que foi desenvolvido o estudo de estabilidade que será apresentado neste trabalho.

2.1 Estabilidade dos regimes em leito de jorro cônico

O processamento de sólidos particulados em leito de jorro exige que os regimes de jorro estáveis sejam atingidos, entretanto, estes podem ser alcançados dentro de alguns limites de operação. Por esta razão, os objetivos de muitas pesquisas têm se concentrado na obtenção dos limites de operação em regime estável, através do uso de uma grande variedade de combinações de parâmetros de projeto (α , d_0 , d_i , d_c), de propriedades dos sólidos particulados (ρ_p , d_p , d_s), de velocidade do ar (v), do índice de segregação, e da concentração de pasta (v_l/v_p), (Olazar *et al.* 1992, 1993; San José *et al.* 1994; Spitzner Neto *et al.*, 2001, 2002; Trindade *et al.* 2004).

Olazar *et al.* (1992, 1993) mostraram também que, quando estes limites de operação são ultrapassados, o movimento cíclico das partículas do leito

característico do regime de jorro não é atingido e há o surgimento de grandes bolhas de ar que produzem flutuações de pressão no leito.

Para apresentar mais detalhes destas pesquisas será descrito os seguintes itens: leito de jorro com partículas de inertes de tamanho uniforme e com mistura de tamanhos.

2.1.1 Leitos de jorro com partículas de inertes de tamanho uniforme

A identificação da estabilidade do leito de jorro tem sido predominantemente fundamentada pela observação visual através da parede transparente dos leitos de coluna inteira e/ou de meia coluna (para leitos de jorro cilíndricos de base cônica, Mathur e Epstein, 1974; Epstein e Grace, 1997; San José *et al.* 1996; para leitos de jorro cônicos, Olazar *et al.* 1992, 1993, 2004).

Quando o ar é injetado pelo orifício de entrada do leito podem ser observados três regimes de escoamento: leito fixo, jorro estável e instável (Xu *et al.*, 2004). Os regimes de escoamento podem ser identificados pela curva característica do leito de jorro como mostra a Figura 2.1, porém, com relação a sua qualidade (isto é, se o jorro é estável ou instável) nenhuma informação pode ser retirada desta curva.

A curva característica representa a queda de pressão em função da velocidade e/ou vazão de ar injetado no leito, (Figura 2.1). A linha sólida é obtida quando se promove o rompimento do leito, aumentando assim, a velocidade do ar, enquanto que a linha tracejada é obtida quando se realiza a operação inversa. Observa-se que há histerese na curva e isso ocorre porque no processo de redução da velocidade do ar no leito, não se necessita de uma energia mecânica, suficientemente alta, para rompê-lo como ocorre na operação inversa (linha pontilhada).

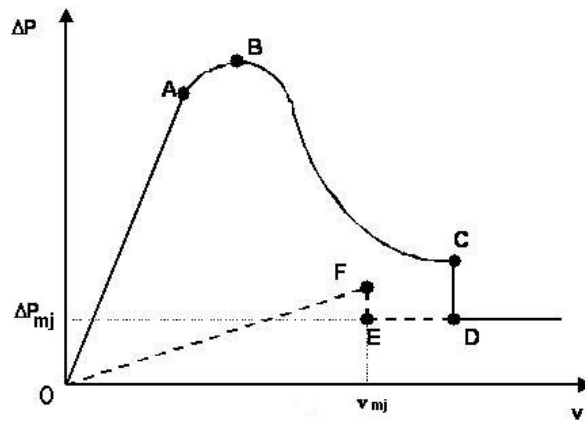


Figura 2.1 – Curva característica do leito de jorro

O regime de leito fixo - trecho OA é caracterizado pela queda de pressão aumentar praticamente de modo linear com a velocidade do ar injetada ao leito; portanto, inicialmente, a baixas velocidades do ar, este simplesmente passa através do leito sem perturbá-lo. O regime de jorro é atingido quando o tamanho da cavidade (arco que empurra as partículas imediatamente acima dele) se aproxima da altura do leito, neste caso, é denominado de jorro incipiente (ponto C). Qualquer aumento na velocidade do fluido a partir deste ponto C causa o afloramento do jorro no leito. Conseqüentemente, a concentração de partículas na região do jorro cai bruscamente (do ponto C ao D), causando também uma redução brusca na queda de pressão, caracterizando o regime de jorro;

Com respeito à qualidade do regime jorro, este tem sido visualmente caracterizado pela movimentação cíclica das partículas no leito. O jorro estável consiste de uma fase central diluída (chamada de jorro) cujo regime é de transporte pneumático das partículas em direção a superfície do leito, de uma fonte formada pelas partículas que deixam o jorro e caem sobre a superfície do ânulo e de uma fase densa caracterizada pelo deslizamento das partículas em contracorrente ao

escoamento do ar. Porém, o regime de jorro instável é caracterizado pela formação de redemoinhos (altura de fonte de partículas que oscila radialmente sobre a superfície do leito) ou pela pulsação do leito, onde bolhas de ar expandem intermitentemente o leito de partículas inertes (Mathur e Epstein, 1974; Xu *et al.* 2004).

Nos últimos anos, pesquisadores apresentaram algumas técnicas de análise da flutuação de pressão nos leitos de jorro para identificar seus regimes de escoamento, conforme mostra o Quadro 2.1.

Quadro 2.1 – Técnicas de identificação de regimes de escoamento em leitos de jorro

Referência	Tipo de coluna	Técnicas
Taranto <i>et al.</i> (1997)	Retangular	- Domínio da frequência: Análise dos espectros de potência do sinal das séries de tempo.
Rocha <i>et al.</i> (1998)	Cônica-Cilíndrica	- Domínio da frequência: Análise dos espectros de potência do sinal das séries de tempo.
Freitas <i>et al.</i> (2004)	Retangular	- Domínio do tempo e o uso de ferramentas estatísticas e da teoria do caos; - Domínio da frequência: Análise dos espectros de potência do sinal das séries de tempo.
Xu <i>et al.</i> (2004)	Cônica-Cilíndrica	- Domínio do tempo e o uso de ferramentas estatísticas. - Domínio da frequência: Análise dos espectros de potência do sinal das séries de tempo.

Os autores Taranto *et al.* (1997), Rocha *et al.* (1998), Freitas *et al.* (2004) e Xu *et al.* (2004) demonstraram que as técnicas de análise da flutuação de pressão nos leitos de jorro no domínio da frequência são adequadas para identificar seus regimes de escoamento. Estas técnicas desempenham um papel importante na

identificação dos regimes de escoamento, visto que, geralmente, em equipamentos em escala industrial a observação visual não é possível.

Recentemente, para leitos de jorro cilíndricos de base cônica compostos de inertes de tamanho uniforme (monopartículas), Xu *et al.* (2004) propuseram uma análise estatística da flutuação da pressão para identificar regimes de jorro estáveis e instáveis. Esta técnica baseia-se na análise das diferentes tendências das curvas do desvio padrão (σ) e da assimetria (s_m) da flutuação do sinal de queda de pressão total no leito em função da velocidade do ar (v). Além disso, estes autores mediram a queda de pressão na parede da coluna em diferentes posições (1, 2, 3 e 4) no leito, sendo todas localizadas acima da tela distribuidora (localizada abaixo do ponto 1), conforme mostra a Figura 2.2.

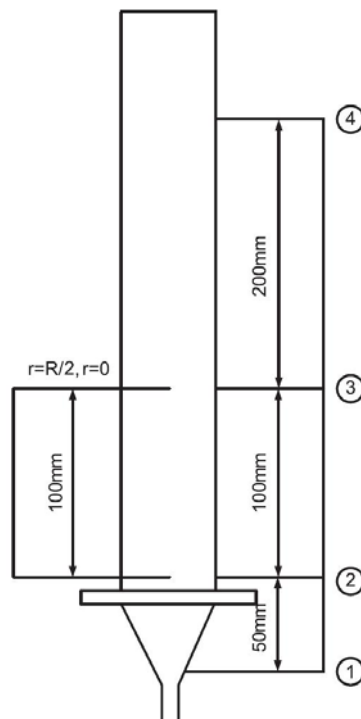


Figura 2.2 – Posição das medidas de pressão, Xu *et al.* (2004)

A Figura 2.3 apresenta o desvio padrão da flutuação do sinal de queda de pressão total no leito (σ) em função da velocidade do ar.

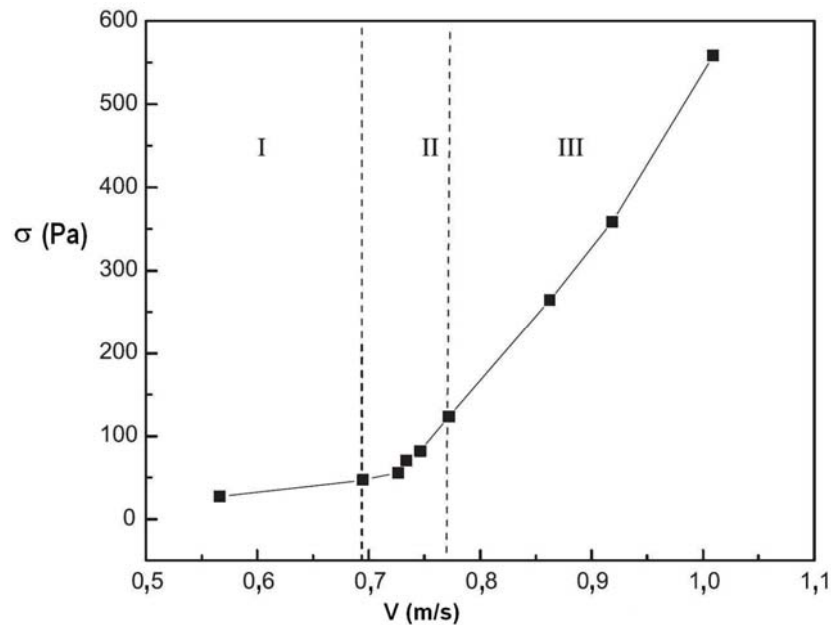


Figura 2.3 – Desvio padrão da flutuação do sinal de queda de pressão total (σ) medido na posição 1-4 do leito em função da velocidade do ar (v) para vários regimes de escoamento. I - leito fixo; II - jorro estável; III - jorro instável. Leito de jorro cilíndrico com as seguintes especificações: $D_c = 120$ mm, $H_b = 345$ mm; $D_i = 10$ mm; esferas de vidro de $d_p = 1,6$ mm, (Xu *et al.* 2004)

Pode-se observar que o desvio padrão da flutuação do sinal de queda de pressão total no leito (σ) aumenta monotonicamente com o aumento da velocidade do ar (v). Isto significa que há um aumento da complexidade da dinâmica do escoamento ar-sólido com o aumento da velocidade do ar. Sendo assim, à medida que a velocidade do ar aumenta, passando do regime de leito fixo para o de jorro (em $v = 0,7$ m/s), o desvio padrão da queda de pressão também aumenta. O aumento

abrupto do desvio padrão acontece quando a velocidade do ar é significativamente superior à velocidade de mínimo jorro ($v > 0,8$ m/s), gerando assim, o regime de jorro instável. Na identificação dos regimes de escoamento, os autores confrontaram as curvas de desvio padrão da flutuação do sinal de queda de pressão total no leito (σ) em função da velocidade do ar com os regimes que tinham observado visualmente sobre a parede do leito.

A Figura 2.4 mostra a assimetria da flutuação do sinal de queda de pressão total no leito (s_m) em função da velocidade do ar (v), onde a linha contínua paralela ao eixo v com assimetria nula representa a distribuição normal dos dados de queda de pressão no leito. Pode-se notar que para os vários regimes estudados os valores de assimetria apresentam um pequeno desvio daqueles que correspondem a uma distribuição normal. Isto indica que para os regimes de leito fixo, de jorro estável e instável, as flutuações de pressão seguem aproximadamente uma distribuição normal dentro de certa faixa de valor em torno da pressão média das séries de tempo. Observa-se ainda nesta Figura que o valor da assimetria troca de sinal quando há mudança de regime de escoamento, como ocorre na passagem do regime de leito fixo para jorro estável e deste último para o jorro instável.

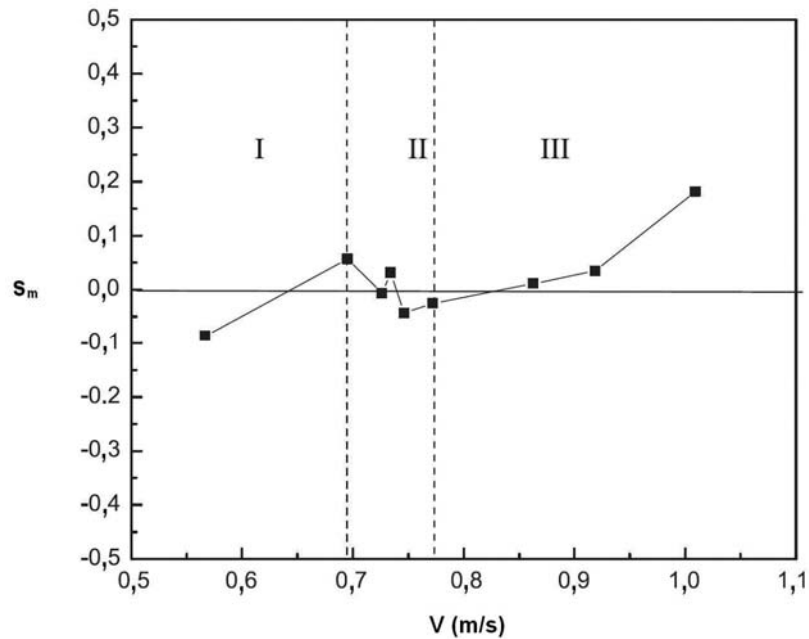


Figura 2.4 - Assimetria da flutuação do sinal de queda de pressão total (s_m) medida na posição 1-4 do leito em função da velocidade do ar (v) para vários regimes de escoamento. I - leito fixo; II - jorro estável; III - jorro instável. Leito de jorro cilíndrico com as seguintes especificações: $D_c = 120$ mm, $H_b = 345$ mm; $D_i = 10$ mm; esferas de vidro de $d_p = 1,6$ mm, (Xu *et al.* 2004)

2.1.2 Leitos de jorro com mistura de tamanhos de partículas de inertes

No início da década de 80, foram realizadas várias pesquisas relacionadas com a influência de finos (partículas de pequeno diâmetro) no comportamento fluidodinâmico de misturas binárias (partículas de grande diâmetro e partículas de pequeno diâmetro) em leitos de jorro cilíndricos de base cônica, apresentando assim, dados experimentais sobre qualidade das misturas e do regime de mínimo jorro atingido, (Ishikura e Shinohara, 1982; Uemaki et al. 1983; Kutluoglu *et al.* 1983). Mais tarde, Olazar *et al.* (1993) estudaram o efeito de uma ampla faixa de razão de diâmetros de partículas de grande diâmetro ($d_{pL}/d_{pS} > 4$) nas

variáveis fluidodinâmicas de leitos de jorro cônicos composto de misturas de partícula binárias na faixa de 1 a 8 mm de diâmetro. Além disso, com base em observações visuais e empregando vários leitos de jorro cônicos com diferentes parâmetros de projeto, Olazar *et al.* (1993) e San José *et al.* (1994) identificaram condições operacionais estáveis para leitos com misturas binárias e quantificaram a sua segregação com misturas binárias e ternárias na faixa de $2 < d_{pL}/d_{pS} < 8$.

Os parâmetros de projeto foram delimitados por Olazar *et al.* (1992, 1993) para operações em regime estável em leitos de jorro cônicos compostos de monopartículas ou misturas binárias nos seguintes valores: $1/2 < D_0/D_i < 5/9$; $\alpha > 28^\circ$; $2 < D_0/d_p < 60$. Para misturas binárias, o leito de ângulo (α) de 45° e diâmetro do orifício de entrada (D_0) de 0,03 m foi apontado por Olazar *et al.* (1993) como o mais versátil dos sistemas de contatos utilizados, pois permitiu trabalhar com maior altura de leito e com maior número de misturas em regime de jorro estável.

2.2 Velocidade de mínimo jorro

Para executar o projeto e o aumento de escala em leitos de jorro é necessário conhecer a velocidade de mínimo jorro, a qual pode ser obtida pela curva de queda de pressão em função da velocidade do ar no leito (Mathur e Epstein, 1974). Kucharski e Kimiec (1983), Markowski e Kaminski (1983), Pham (1983), Olazar *et al.* (1992, 1993) e Jing *et al.* (2000) definiram a velocidade de mínimo jorro como sendo o ponto onde a queda de pressão começa a parar de cair ou começa a subir na curva de queda de pressão em função da velocidade do ar (v). A velocidade de mínimo jorro obtida baseia-se no diâmetro da base da coluna cônica (d_i).

Além disso, muitos autores relatam que a velocidade de mínimo jorro medida pela redução da velocidade do ar é menor do que aquela obtida aumentando-se a velocidade do ar no leito (Nikolaev *et al.*, 1964; Mukhlenov e Gorshtein, 1965; Tsvik *et al.* 1966; Fung *et al.* 1969). Este comportamento é semelhante ao apresentado pelo leito de jorro convencional e difere daquele apresentado em trabalhos recentes, onde Kucharski e Kimiec (1983), Markowski e Kaminski (1983), Pham (1983), Olazar *et al.* (1992, 1993) e Jing *et al.* (2000) revelaram que não há diferença significativa entre a velocidade de mínimo jorro medida pelo processo de velocidade decrescente e aquela obtida pelo processo de velocidade crescente.

Devido a esta controvérsia, recentemente, Wang *et al.* (2004) mostraram que a diferença entre a velocidade obtida pelos dois processos tende a ser mais pronunciada em leitos profundos com grandes ângulos de base e pequenos diâmetros de orifício de entrada do ar. Isto explica porque muitos trabalhos, que usaram leitos de jorro cônicos com baixas alturas de leito e grandes diâmetros de orifício de entrada do ar, não observaram diferenças entre a velocidade de mínimo jorro medida pelo processo de velocidade decrescente e aquela obtida pelo processo de velocidade crescente do ar no leito. Os autores também confirmaram que a velocidade de mínimo jorro aumenta com o aumento do ângulo do cone, com a altura de leito e com aumento do diâmetro da base da coluna cônica, o que já havia sido verificado por outros autores (Nikolaev *et al.*, 1964; Mukhlenov e Gorshtein 1965; Tsvik *et al.* 1966; Fung *et al.* 1969; Kucharski e Kimiec 1983, Markowski e Kaminski 1983, Pham 1983, Olazar *et al.* 1992; Bi *et al.* 1997).

Com respeito à estimativa da velocidade de mínimo jorro, esta pode ser obtida pelas mais recentes correlações para leitos de jorro cônicos apresentadas por Olazar *et al.* (1992) e Bi *et al.* (1997).

- Correlação de Olazar *et al.* (1992)

$$Re_{mj} = 0,126 Ar^{0,5} \left(\frac{d_b}{d_i} \right)^{1,68} \left(\operatorname{tg} \left(\frac{\alpha}{2} \right) \right)^{-0,57} \quad (2.1)$$

onde, Re_{mj} é o número de Reynolds em relação a v (velocidade de do ar estimada em relação a d_i);

obtida nas seguintes condições operacionais:

- $d_i = 0,06$ m, $H_0/d_i = 0,6-2,3$
- $d_c = 0,360$ m
- $0,36 \leq H_c \leq 0,60$ m
- $24 \leq \alpha \leq 45^\circ$
- $0,03 \leq d_0 \leq 0,06$ m
- $1 \leq d_p \leq 9,6$ mm
- $14 \leq \rho_p \leq 3520$ kg/m³
- v_{mj} baseada na velocidade decrescente do ar.

- Correlação de Bi *et al.* (1997)

$$Re_{mj} = 0,3 Ar^{0,5} \left[1 - \frac{0,9}{\left(\frac{d_b}{d_i} \right)^2} \right] \left(\sqrt{\left(\frac{d_b}{d_i} \right) \left[\left(\frac{d_b}{d_i} \right)^2 + \left(\frac{d_b}{d_i} \right) + 1 \right]} / 3 \right) \quad (2.2)$$

obtida nas seguintes condições operacionais:

- $d_b/d_i < 1,66$
- $0,088 \leq d_c \leq 1,1$ m
- $0,015 \leq d_i \leq 0,30$ m
- $0,05 \leq H_b \leq 0,71$ m
- $24 \leq \alpha \leq 60^\circ$
- $0,88 \leq d_p \leq 6,17$ mm
- $845 \leq \rho_p \leq 2986$ kg/m³
- v_{mj} baseada na velocidade decrescente do ar.

As correlações (2.1) e (2.2) foram analisadas por Wang *et al.* (2004) que mostraram uma comparação entre seus dados experimentais com os obtidos por essas correlações. Verificaram que a correlação de Olazar *et al.* (1992) subestima os valores de velocidade de mínimo jorro na faixa de 30 a 100%. E a correlação proposta por Bi *et al.* (1997) subestima e/ou superestima o valor de velocidade de mínimo jorro, resultando em previsões da velocidade de mínimo jorro 30% menor ou 40 % maior do que aquela medida experimentalmente.

2.3 Segregação de misturas binárias e ternárias

Nos anos 70 e 80, estudos de segregação foram realizados em leitos cilíndricos de base cônica somente de maneira qualitativa, objetivando assim, determinar a trajetória das partículas e seus respectivos tempos de ciclos, definido como o intervalo de tempo em que as partículas percorrem uma trajetória a qual se inicia no topo do ânulo e se encerra onde começa o jorro, (vide Piccinini *et al.*, 1977; Cook e Bridgwater, 1978; Robinson e Waldie, 1978; Uemaki *et al.*, 1983; Kutluoglu *et al.*, 1983; Ishikura *et al.*, 1983; Cook e Bridgwater, 1985, San José *et al.* 1998). Mais tarde, o grande interesse em quantificar a segregação de misturas binárias e ternárias para uma ampla faixa de diâmetro de partícula, isto é, $1 \leq d_p \leq 8$ mm, se deu após o trabalho de Olazar *et al.* (1993), por causa da habilidade do leito de jorro cônico em processar uma grande variedade de misturas binárias de partículas de inertes em regime de jorro estável e com baixos níveis de segregação, aumentando assim, o seu potencial de aplicação.

Dessa maneira, para quantificar a segregação em leitos de jorro cônicos e fluidizados alguns autores desenvolveram as seguintes variáveis adimensionais denominadas de índice de mistura; para o leito de jorro cônico, Olazar

et al. 1993; San José *et al.* 1994 e para o leito fluidizado, Rowe *et al.* 1972 e Nienow *et al.* 1986.

Para misturas binárias o índice de mistura (M_b) pode ser calculado:

$$M_b = \frac{X_{B,u}}{X_{B,w}} \quad (2.3)$$

onde, $X_{B,u}$ é a fração mássica das partículas de maior diâmetro na metade superior do volume do leito e $X_{B,w}$ é a fração mássica das mesmas partículas em todo o leito.

O índice de segregação para mistura ternária (M_t) pode ser calculado utilizando a função de distribuição proposta por Nienow *et al.* (1986) para leito fluidizado e empregada por San José *et al.* (1994) para quantificar a segregação em leitos de jorro cônicos:

$$M_t = \frac{f(ds)_u}{f(ds)_w} \quad (2.4)$$

onde, $f(ds)_u$ é o valor médio da função de distribuição do tamanho das partículas na metade superior do volume do leito:

$$f(ds)_u = \frac{d_{s,u} - d_{pS}}{d_{pL} - d_{pS}} \quad (2.5)$$

com, $d_{s,u}$, diâmetro médio de Sauter na metade superior do volume do leito; d_{pS} , d_{pL} , diâmetros das partículas menores e maiores, respectivamente. O valor médio da função de distribuição de tamanho das partículas, $f(ds)_w$, em todo o volume do leito pode ser expresso como:

$$f(ds)_w = \frac{d_{s,w} - d_{pS}}{d_{pB} - d_{pS}} \quad (2.6)$$

onde, $d_{s,w}$, é o diâmetro médio de Sauter em todo o leito.

San José *et al.* (1994) analisaram a segregação de partículas nos leitos de jorro cônicos empregando as seguintes misturas binárias e ternárias apresentada respectivamente na Tabela 2.1 e na Tabela 2.2. Baseado na análise dos dados, estes autores expressaram os índices de mistura para as composições binárias e ternárias em função dos parâmetros operacionais e de projeto dos leitos de jorro cônicos utilizados, conforme mostra o Quadro 2.2.

Tabela 2.1 – Identificação das misturas binárias estudadas por San José *et al.* (1994)

n°	%X _{pS}		d _{s,w} (mm)	n°	%X _{pS}		d _{s,w} (mm)
	d _{pS} =1 (mm)	d _{pL} =5 (mm)			d _{pS} =1 (mm)	d _{pL} =6 (mm)	
19	20	80	2,78	25	20	80	3,00
20	33	67	2,16	26	33	67	2,26
21	50	50	1,67	27	50	50	1,71
22	60	40	1,47	28	60	40	1,50
23	67	33	1,36	29	67	33	1,38
24	80	20	1,19	30	80	20	1,20
n°	%X _{pS}		d _{s,w} (mm)	n°	%X _{pS}		d _{s,w} (mm)
	d _{pS} =1 (mm)	d _{pL} =7 (mm)			d _{pS} =1 (mm)	d _{pL} =8 (mm)	
31	20	80	3,18	37	20	80	3,33
32	33	67	2,35	38	33	67	2,42
33	50	50	1,75	39	50	50	1,78
34	60	40	1,52	40	60	40	1,54
35	67	33	1,39	41	67	33	1,41
36	80	20	1,20	42	80	20	1,21

Tabela 2.2 – Identificação das misturas ternárias estudadas por San José *et al.* (1994)

n°	%X _{pL}	%X _{pM}	%X _{pL}		n°	%X _{pL}	%X _{pM}	%X _{pL}	
	d _{pS} =1 (mm)	d _{pM} =2 (mm)	d _{pL} =5 (mm)	d _{s,w}		d _{pS} =1 (mm)	d _{pM} =2 (mm)	d _{pL} =6 (mm)	d _{s,w}
9	20	20	60	2,38	13	20	20	60	2,50
10	33	33	33	1,78	14	33	33	33	1,82
11	20	60	20	1,85	15	20	60	20	1,88
12	60	20	20	1,35	16	60	20	20	1,36
n°	d _{pS} =1	d _{pM} =2	d _{pL} =7	d _{s,w}	n°	d _{pS} =1	d _{pM} =2	d _{pL} =8	d _{s,w}
17	20	20	60	2,59	21	20	20	60	2,67
18	33	33	33	1,85	22	33	33	33	1,87
19	20	60	20	1,89	23	20	60	20	1,91
20	60	20	20	1,37	24	60	20	20	1,38
n°	d _{pS} =1	d _{pM} =3	d _{pL} =5	d _{s,w}	n°	d _{pS} =1	d _{pM} =3	d _{pL} =6	d _{s,w}
29	20	20	60	2,59	33	20	20	60	2,73
30	33	33	33	1,98	34	33	33	33	2,02
31	20	60	20	2,28	35	20	60	20	2,31
32	60	20	20	1,42	36	60	20	20	1,43
n°	d _{pS} =1	d _{pM} =3	d _{pL} =7	d _{s,w}	n°	d _{pS} =1	d _{pM} =3	d _{pL} =8	d _{s,w}
37	20	20	60	2,84	41	20	20	60	2,93
38	33	33	33	2,05	42	33	33	33	2,06
39	20	60	20	2,33	43	20	60	20	2,35
40	60	20	20	1,44	44	60	20	20	1,45
n°	d _{pS} =1	d _{pM} =4	d _{pL} =7	d _{s,w}	n°	d _{pS} =1	d _{pM} =5	d _{pL} =7	d _{s,w}
53	20	20	60	2,98	65	20	20	60	3,07
54	33	33	33	2,18					
56	20	60	20	1,47					

Quadro 2.2 – Correlações para os índices de mistura, San José *et al.*(1994).

Índice de mistura	Faixa de aplicação
$M_b = 1 + 6,59 \times 10^{-3} \left(\frac{d_{pL}}{d_{pS}} - 1 \right)^{2,42} \times \exp \left[\left(0,46 - 2,1 \frac{d_0/d_i}{H_b/H_c} \right) \right] \times \exp \left[-41,4 \left(\frac{d_{pL}}{d_{pS}} - 1 \right)^{-0,51} \times (X_B - 0,5)^2 \right] \times \exp \left[-3,61 \left(\frac{v}{v_{mj}} - 1 \right) \right]$	(2.7) $H_b/H_c = 0,10-0,9$ $d_0/d_i = 1/2- 5/6$ $d_{pL}/d_{pS} = 1.67-8$ $v/v_{mj} = 1,03-1,40$ $r^2 = 0,90$ desvio relativo ao experimental: 5%
$M_t = 1 + 6,59 \times 10^{-3} \left(\frac{d_{pL}}{d_{pS}} - 1 \right)^{2,42} \times \exp \left[\left(0,46 - 2,1 \frac{d_0/d_i}{H_b/H_c} \right) \right] \times \exp \left[-41,4 \left(\frac{d_{pL}}{d_{pS}} - 1 \right)^{-0,51} \times \left(\frac{1 - f(d_s)_w}{1 + \frac{d_{pL}}{d_{pS}} \times f(d_s)_w} - 0,5 \right)^2 \right]$	(2.8) $H_b/H_c = 0,10-0,9$ $d_0/d_i = 1/2- 5/6$ $d_{pL}/d_{pS} = 1.67-8$ $v/v_{mj} = 1,03-1,40$ $r^2 = 0,89$ desvio relativo ao experimental: 9%

A Figura 2.5 mostra o índice de mistura para composições binárias (M_b) em função da fração mássica das partículas de maior diâmetro (X_B) para diferentes razões de diâmetros de partículas (d_{pL}/d_{pS}) empregadas no leito de jorro cônico especificado. As curvas foram calculadas pela equação (2.7) para os diferentes valores de (d_{pL}/d_{pS}), e cada ponto sobre a curva representa os dados experimentais obtidos com cada mistura identificada pelo número (vide Tabela 2.1). As condições de regime instável são mostradas em linhas pontilhadas na Figura 2.5 para as misturas 37, 38, e 39.

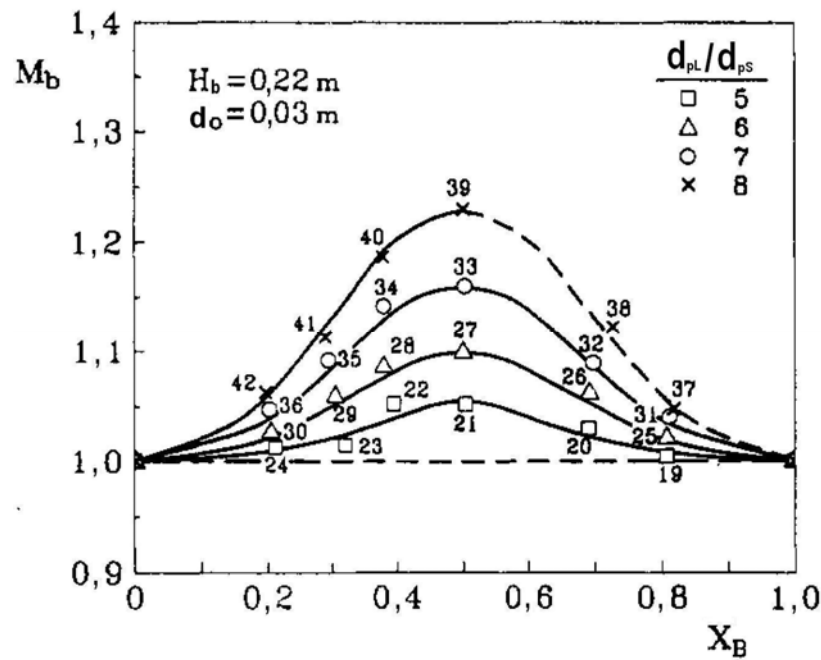


Figura 2.5 – Índice de mistura para composição binária (M_b) em função da fração mássica das partículas de maior diâmetro (X_B) para várias razões entre diâmetros da partícula maior e menor (d_{pL}/d_{pS}). As linhas representam a estimativa de (M_b) através da equação (2.7). Os Pontos representam os dados experimentais do índice de mistura obtido para as composições apresentadas na Tabela 2.1. Leito de jorro cônico com $\alpha = 36^\circ$, $H_b = 0,22$ e $d_o = 0,03 \text{ m}$, San José *et al.* (1994).

Dessa maneira, através da Figura 2.5 pode-se observar o efeito da composição dos sólidos no índice de mistura (M_b) que apresenta um perfil parabólico em função da fração mássica de partículas de diâmetro maior (X_B). Sendo assim, o índice de mistura (M_b) aumenta à medida que X_B aumenta, atingindo o seu ponto máximo para valores de X_B iguais a 50%, que corresponde as misturas 21 ($d_{pL}/d_{pS} = 5$), 27 ($d_{pL}/d_{pS} = 6$), 33 ($d_{pL}/d_{pS} = 7$) e 39 ($d_{pL}/d_{pS} = 8$), quando então, passa a decrescer com o aumento de X_B . Também, pode ser observado nesta figura que o

índice de mistura é menor do que 1,2 (exceto para a mistura 39), indicando assim, o baixo nível de segregação apresentado pelos leitos de jorro cônicos.

A Figura 2.6 mostra o índice de segregação para a mistura binária (M_b) em função da velocidade do ar adimensional (v/v_{mj}) para as várias razões entre os diâmetros de partícula maior e menor (d_{pL}/d_{pS}) das misturas binárias com fração mássica de 50% de cada tamanho. Pode-se observar que M_b diminui à medida que v/v_{mj} aumenta. Isto indica que a segregação atenua-se à medida que a velocidade aumenta, assim, o índice de segregação atinge valores menores do que 1,1 para velocidades v/v_{mj} maiores do que 1,3.

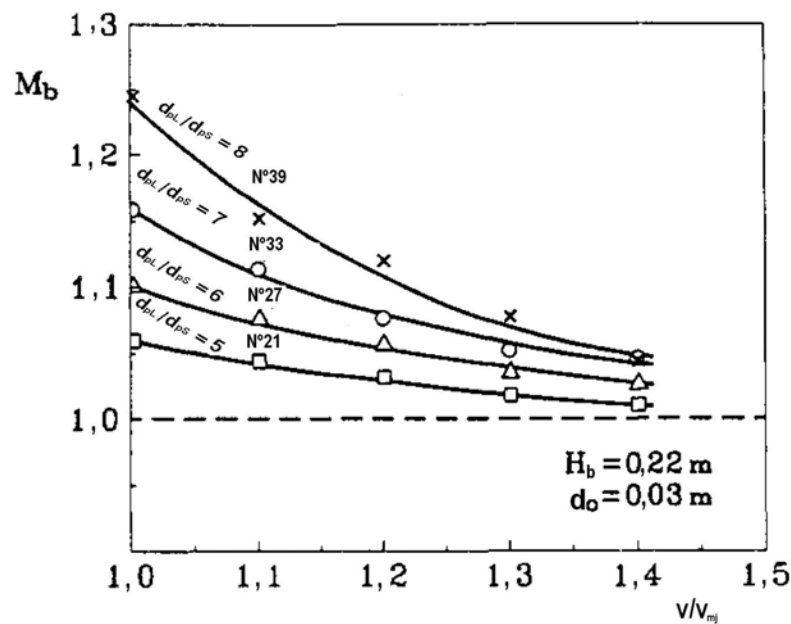


Figura 2.6 – Índice de mistura para composição binária (M_b) em função da velocidade do ar adimensional (v/v_{mj}) para as diferentes razões entre os diâmetros das partículas maior e menor (d_{pL}/d_{ps}) das misturas, San José *et al.* (1994).

Na Figura 2.7, pode ser vista a relação entre o índice de segregação para a mistura ternária (M_t) e a composição da mistura de partículas caracterizada pela função de distribuição de tamanho do diâmetro médio de Sauter $f(d_s)_w$.

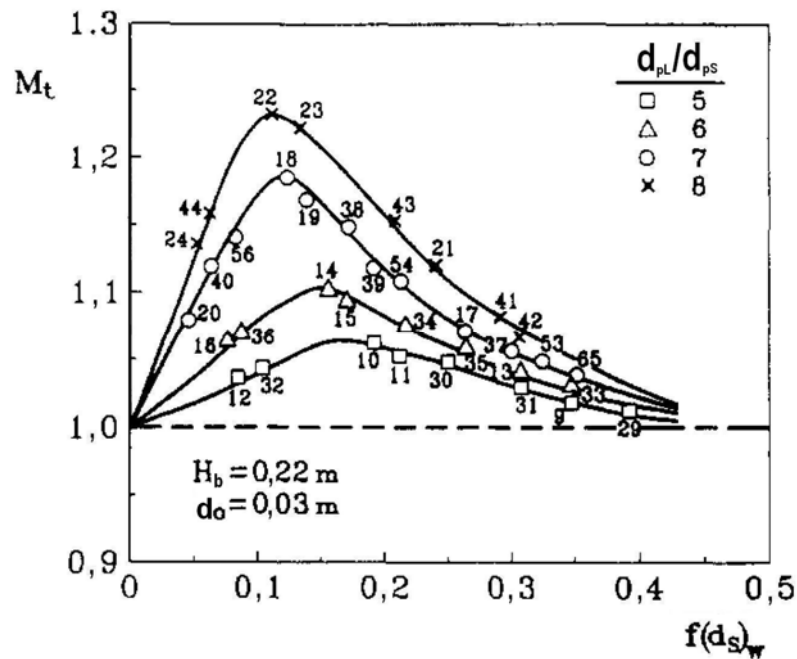


Figura 2.7 – Índice de mistura para a composição ternária (M_t) em função do valor médio da função de distribuição de tamanho do diâmetro médio de Sauter ($f(d_s)_w$) para várias razões entre diâmetros da partícula maior e menor (d_{pL}/d_{pS}). As linhas representam a estimativa usando a equação (2.8). Os pontos representam os valores experimentais obtidos para as composições ternárias apresentadas na Tabela 2.2. Leito de jorro cônico com $\alpha = 36^\circ$, $H_b = 0,32$ e $d_0 = 0,03$ m, San José *et al.* (1994).

As curvas foram calculadas usando a equação (2.8) para as quatro valores de razão entre os diâmetros das partículas de maior e menor tamanho (d_{pL}/d_{pS}). Cada símbolo representa um valor de razão de diâmetro, num total de quatro e os pontos representam os dados experimentais obtidos com as misturas

apresentadas na Tabela 2.2. Nota-se que para cada valor de d_{pL}/d_{pS} , o índice de segregação (M_i) atinge um máximo para valores intermediários da função de distribuição do diâmetro médio de Sauter ($0,1 < f(ds)_w < 0,2$). Isto ocorre para misturas ternárias que apresentam frações mássicas iguais de seus componentes ($X_{pL} = X_{pM} = X_{pS} = 33,3\%$). Também foi observado pelos autores que a segregação em leitos de misturas ternárias diminui à medida que a proporção de um dos componentes de maior ou menor diâmetro aumenta.

Comparando o leito de jorro cônico com o fluidizado, os autores mostraram que além dos baixos índices de segregação apresentados pelo leito de jorro cônico, este possui maior concentração das partículas grandes no topo do leito, ao contrário do que ocorre no leito fluidizado.

2.4 Forças interpartículas no processamento de pastas

Várias forças interpartículas estão envolvidas no regime de jorro incluindo a de van der Waals, a eletrostática, a capilar, a de tensão superficial e a viscosa. A força de van der Waals entre átomos e moléculas surge da interação das cargas como: dipolo-dipolo e dipolo-induzido (Lifshitz 1956; Nielsen e Hill 1976). A força eletrostática surge naturalmente pelo impacto entre as partículas, ou é induzida pelo contato (Nielsen e Hill 1976). Os tipos mais comuns são as interações de Coulomb entre as partículas com cargas opostas, ou a atração entre uma partícula carregada e uma outra com carga induzida. Estes dois tipos de forças apresentam uma ordem de grandeza de 10^{-5} N e são mais significativas em leitos secos compostos de partículas de pequeno diâmetro ($d_p < 1\text{mm}$), conforme foi mostrado por Seville *et al.* (2000) quando compararam a força de van der Waals e força eletrostática com a força peso e as forças que atuam em pontes líquidas.

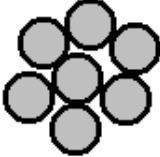
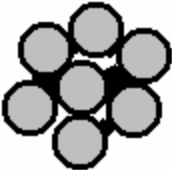
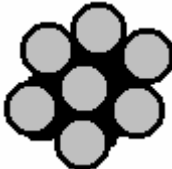
As forças interpartículas, como a capilar, a de tensão superficial e a viscosa desempenham um papel importante no processo de aglomeração, na secagem de pastas ou suspensões, pois a grandeza delas pode ser alterada pela quantidade de líquido livre e pela mudança de suas propriedades, particularmente, a tensão superficial e a viscosidade.

A comparação entre as forças interpartículas mostra que a força capilar e a de tensão superficial estão na faixa de 10^{-4} a 10^{-5} N em grandeza para esferas de 1mm de diâmetro (Seville *et al.* 2000, para água; McLaughlin e Rhodes 2001, para glicerol).

Nos leitos de jorro cônicos, o regime de jorro estável é mantido pela ação da força de arraste, que surge pelo escoamento do ar no leito e não é balanceada pela força da gravidade sobre as partículas. Neste caso, pela ação da força inercial como força resultante, as partículas são carregadas pela corrente de ar na região de jorro, formando uma fonte logo acima da superfície do leito. Dessa maneira, pela ação da força inercial, o movimento contínuo e cíclico das partículas é estabelecido dentro da coluna cônica, caracterizando o regime de jorro. Este regime consiste de uma fase diluída central chamada de jorro (regime de transporte pneumático); de uma fonte, formada pelas partículas que deixam o jorro e caem sobre a superfície do ânulo e de uma fase densa, caracterizada pelo deslizamento das partículas em movimento contracorrente ao escoamento do ar (regime de leito deslizante).

As forças interpartículas que atuam em pontes líquidas podem ser dependentes da saturação do meio poroso (Schubert *et al.* 1975; Schubert, 1984; Rumpf, 1991). Dependendo da quantidade de líquido adicionada ao leito, este pode atingir os seguintes estados de saturação apresentados no Quadro 2.3.

Quadro 2.3 – Estado de saturação de um meio particulado, Schubert *et al.* (1977).

Estado	Ponte líquida	Caracterização
<u>Pendular</u> S - baixo $\varepsilon \cong 0,4$ $0 < S < 0,3$		<ul style="list-style-type: none"> • pontes líquidas coexistem com as camadas de líquido adsorvidas. • pontes líquidas se formam nos pontos de contato das partículas e não coalescem.
<u>Funicular</u> S - intermediário $\varepsilon \cong 0,4$ $0,3 < S < 0,8$		<ul style="list-style-type: none"> • pontes líquidas e poros cheios com líquido estão presente.
<u>Capilar</u> S - alto $\varepsilon \cong 0,4$ $S > 0,8$		<ul style="list-style-type: none"> • poros estão completamente cheios com o líquido. • inexistência de pontes líquidas. • pressão capilar é decisiva para a retenção do líquido.

A saturação de líquido é definida através da seguinte equação:

$$S = \pi \frac{(1-\varepsilon) v_l}{\varepsilon v_p} \quad (2.9)$$

onde: ε é a porosidade do leito; π é o número irracional ($\cong 3,14$); v_l é o volume de líquido, v_p é o volume do leito.

Baseado nesses estados de saturação, a significância das forças interpartículas no aglomerado será discutida a seguir.

Schurbert *et al.* (1975), Schurbert (1977, 1984), Hotta *et al.* (1974) e Adams e Perchard (1985) apresentaram as principais equações para modelar as forças interpartículas (F) em um leito particulado em presença de líquido. De acordo

com estes autores, quando duas partículas estão ligadas por pontes líquidas, a força interpartícula (F) se decompõe em quatro componentes:

- a força de tensão superficial (F_s), que resulta da camada de líquido adsorvida na superfície da partícula e induz sempre a atração entre as partículas,
- a força capilar (F_c), que aparece devido a diferença de pressão dentro e fora da ponte líquida, causada pela curvatura da ponte líquida e pode causar a atração ou repulsão entre as partículas,
- a força de empuxo (F_b), que surge devido ao efeito da gravidade na distribuição de pressão ao longo da superfície das partículas, e
- a força viscosa (F_v) que resulta devido ao gradiente de pressão do líquido na direção radial da ponte líquida; este gradiente de pressão é responsável pelo cisalhamento entre as partículas induzido pelo movimento do fluido, provocando o movimento relativo entre as partículas e a transferência de quantidade de movimento na camada líquida.

Embora haja controvérsia sobre a estimativa das forças interpartículas que surgem da formação das pontes líquidas, evidências na literatura (Hotta *et al.* 1974; Coelho e Harnby 1978 e Adams e Perchard 1985) comprovam a hipótese que, a baixos níveis de saturação de líquido, esta força é constituída pelo menos, das forças viscosas, capilar e de superfície. Hotta *et al.* (1974) analisaram o efeito da gravidade na distribuição de pressão ao longo da superfície das partículas. Mesmo que o seu efeito possa ser desconsiderado para partículas pequenas, este é incluído em F como o empuxo da parte da esfera sobre o plano horizontal no qual a ponte líquida se estende (ponto A no desenho esquemático do Quadro 2.4).

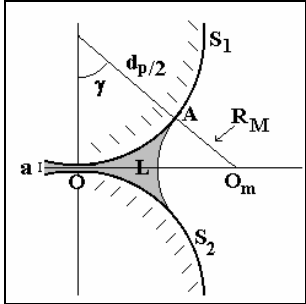
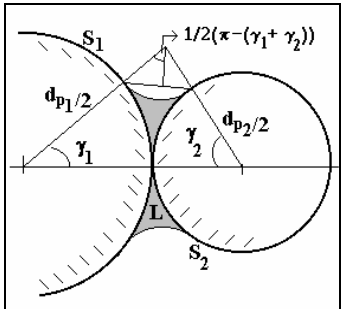
Dessa maneira, de acordo com Schurbert *et al.* (1975), Schubert (1977, 1984), Hotta *et al.* (1974) e Adams e Perchard (1985), para duas partículas

esféricas molhadas pelo líquido (ângulo de contato = 0) e em estado pendular, a força F pode ser expressa como a soma destas quatro componentes:

$$F = \pi d_p \sigma_{lg} \sin^2 \gamma + \frac{\pi}{4} d_p^2 \sigma_{lg} \sin^2 \gamma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) - \frac{\pi}{24} \rho_l d_p^3 \sin^2 \gamma \left[\tan^2 \left(\frac{\gamma}{2} \right) + 2 \sin^2 \left(\frac{\gamma}{2} \right) \right] + \frac{3}{8} \pi \mu_{lg} d^2 \frac{v_d}{a} \quad (2.10)$$

onde: o primeiro, o segundo, o terceiro e o quarto termo do lado direito desta equação representam respectivamente a força de superfície (F_s), a capilar (F_c), a de empuxo (F_b) e a viscosa (F_v). A Equação (2.10) demonstra ser necessária a especificação da forma geométrica da ponte líquida para o cálculo dos seus raios principais de curvatura, R_1 e R_2 , e do seu ângulo, γ . Quando a ponte líquida formada é fina e axialmente simétrica, a sua curva meridional aproxima-se de um círculo com raio R_M . Neste caso, conforme mostra o Quadro 2.4, obtém-se a Equação (2.11) para o cálculo de $(1/R_1+1/R_2)$. Para duas partículas esféricas com diâmetros distintos, Mehrotra e Sastry (1985) sugeriam a Equação (2.12) (Quadro 2.4) para cálculo de $(1/R_1+1/R_2)$, quando γ_1 ou γ_2 são conhecidos.

Quadro 2.4 – Equações para o cálculo do raio de curvatura das pontes líquidas.

Desenho esquemático	Raio de curvatura médio
	<p><u>Considerações:</u> estado pendular; esferas de mesmo tamanho e molhadas (ângulo de contato = 0), (Hotta <i>et al.</i>, 1974):</p>
<p>L – líquido; $AO_m = R_M$; S₁ e S₂ – partículas esféricas; a – distância entre as partículas.</p>	$\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \cong \left(\frac{1}{R_M} - \frac{2}{d_p} \right) = \frac{2(2 \cos \gamma - 1 + a/d_p)}{d_p \left[(1 - \cos \gamma) + \frac{a}{d_p} \right]} \quad (2.11)$
	<p>mais precisa na faixa de $R_M < 0,05 d_p$, com $E_M \leq 1\%$.</p> <p><u>Considerações:</u> estado pendular; esferas de tamanhos diferentes e molhadas (ângulo de contato = 0), (Mehrotra e Sastry, 1985):</p>
<p>S₁ e S₂ – a maior e a menor partícula</p>	$\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \cong \frac{4(d_{p2} \sin^2 \gamma_2 - d_{p1} \sin^2 \gamma_1)}{d_{p1}^2 \sin^2 \gamma_1 - d_{p2}^2 \sin^2 \gamma_2} \quad (2.12)$ <p>com: $\gamma_1 = 2 \arctan \left[\frac{d_{p2}}{d_{p1}} \tan \left(\frac{\gamma_2}{2} \right) \right]$</p>

Utilizando a aproximação circular, Passos e Massarani (2000) obtiveram a seguinte relação para o cálculo de γ em função de (v_l/v_b) :

$$\frac{a}{d_p} \left[1 - C_1 \frac{a}{d_p} \right] + (1 - \cos \gamma) \left(1 - C_2 - C_1 \frac{a}{d_p} \right) = \frac{4}{3(\sin \gamma)^2} \left(\frac{v_l}{v_b} \right) \quad (2.13)$$

com:

$$C_1 = \frac{(2 + \sin \gamma)(1 - \sin \gamma)}{\cos \gamma (1 + \sin \gamma)(1 + \cos \gamma)}$$

$$C_2 = \frac{(\cos \gamma + \sin \gamma)}{2(1 + \sin \gamma)(1 + \cos \gamma)}$$

Baseando-se nas equações (2.10), (2.11), (2.12) e (2.13) pode-se determinar as forças interpartículas em função da quantidade de líquido injetada no leito de jorro de partículas inertes.

2.5 Modelos da fluidodinâmica do leito de jorro cônico

A modelagem da dinâmica do leito de jorro cônico é necessária para que se possa simular o escoamento ar-sólido característico deste sistema. A distribuição do ar que entra no leito entre as regiões anular e de jorro influencia os coeficientes de transferência de calor e massa entre o ar e o sólido, (Oliveira, 1995). Desta forma, o entendimento do comportamento da dinâmica das fases (ar + sólido) permitirá que se obtenham informações sobre a contribuição de cada uma das regiões do leito jorro cônico no processamento de grãos, sementes, pastas e/ou suspensões. Isto possibilitará simular e otimizar as várias rotas dos processos que utilizarem o leito de jorro como um sistema de contato ar-sólido.

Povrenovic *et al.* (1992) apresentaram o equacionamento da dinâmica para leitos de jorro cônicos com parâmetro de Littman e Morgan (1988) $A > 0,02$. Mais tarde Oliveira (1995) estendeu o modelo de Povrenovic *et al.* (1992) para descrever a dinâmica do leito de jorro cônico para uma ampla faixa do parâmetro A .

Recentemente, empregando as adaptações propostas por Oliveira (1995) ao modelo de Povrenovic *et al.* (1992), Costa Jr. *et al.* (2001) propuseram um simulador para prever a fluidodinâmica e a secagem de suspensões diluídas em leitos de jorro cônicos, desconsiderando o efeito das forças interpartículas. Este simulador consiste em três módulos interativos: escoamento do ar (módulo 1), escoamento do sólido (módulo 2) e o módulo da secagem (módulo 3), conforme mostra Figura 2.8.

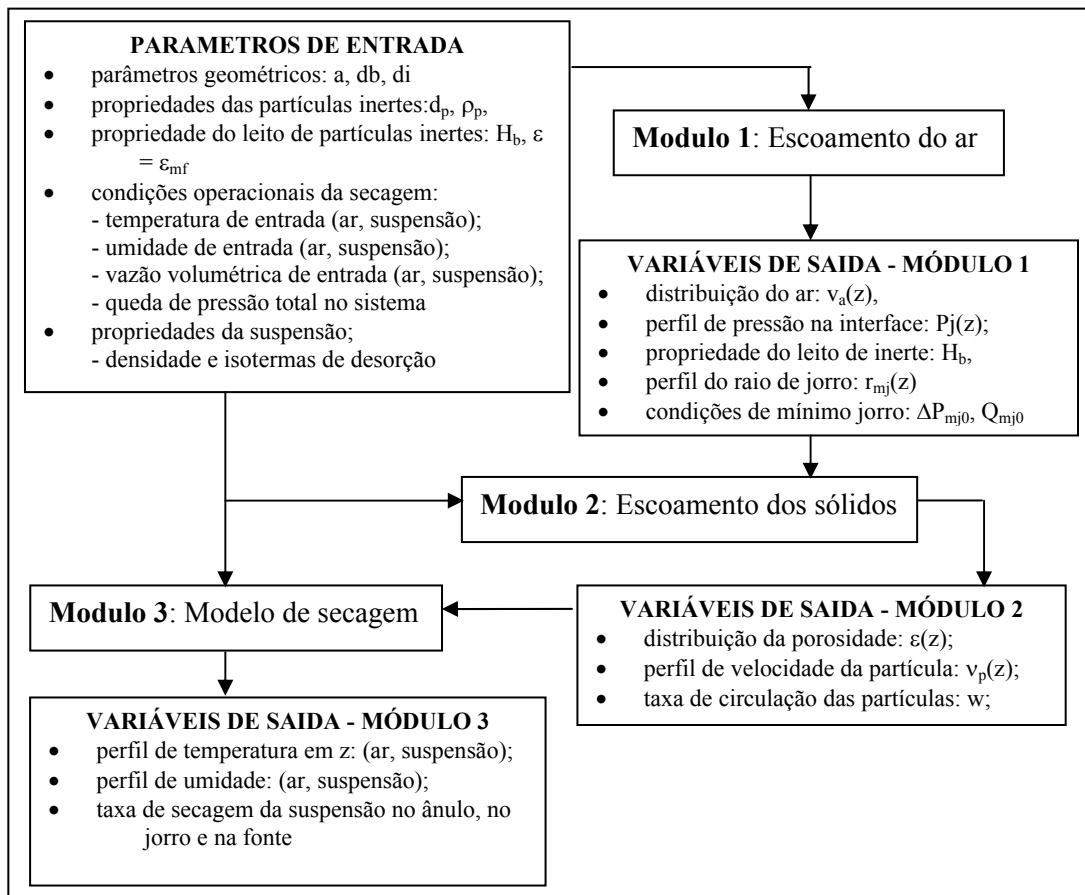


Figura 2.8 – Fluxograma do programa simulador desenvolvido por Costa Jr. *et al.*

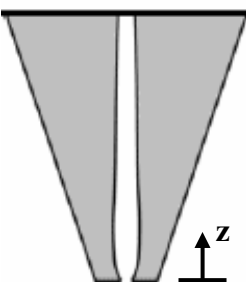
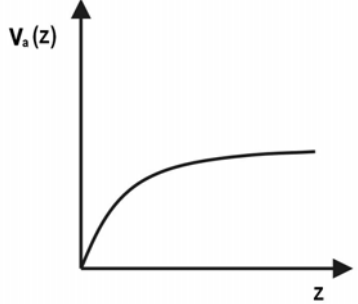
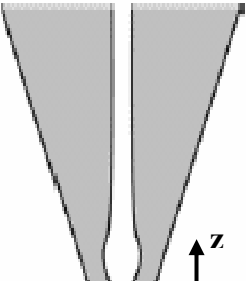
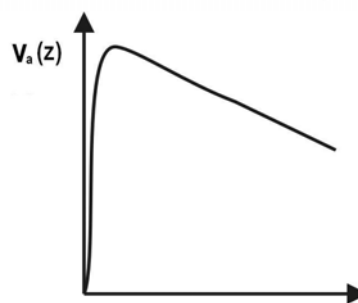
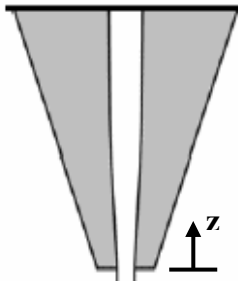
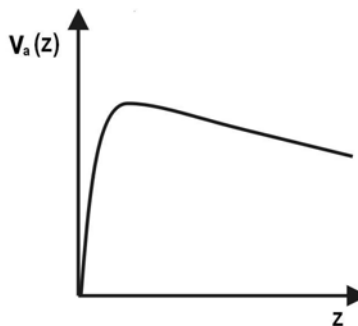
(2001)

De acordo com esses autores, a principal característica dos módulos 1 e 2 é prever o comportamento da dinâmica das fases (ar-sólido) como uma função do mecanismo de formação do jorro, o qual é especificado pela faixa do parâmetro (A) conforme mostra o Quadro 2.5. Este parâmetro (A) relaciona a energia mínima, requerida do ar, para formar o jorro e a energia necessária para sustentar o jorro em sua área transversal (Littman e Morgan, 1988):

$$A = \frac{\rho_g v_{mf} v_T}{(\rho_p - \rho_g) g d_i} \quad (2.14)$$

onde: ρ_g , ρ_p , são respectivamente a densidade do ar e da partícula; v_{mf} a velocidade de mínima fluidização; v_T , a velocidade terminal; g a aceleração da gravidade, d_i o diâmetro do orifício de entrada do ar no leito.

Quadro 2.5 – Características do escoamento do ar em função dos mecanismos de quebra no leito apresentados para cada faixa do parâmetro A (Costa Jr. *et al.* 2001).

Faixa de A	Mecanismo de formação do jorro	Forma do jorro	Distribuição do Ar no ânulo
$A > 0,02$	Fluidização no topo do leito		
$0,014 < A < 0,02$	Transição		
$A > 0,014$	Degeneração do jorro na base do leito		

As variáveis de saída dos módulos 1 e 2 entram no módulo 3, onde as equações de balanço estão desenvolvidas para as fases, isto é, o sólido, o ar e a suspensão. Estas equações são resolvidas ao longo da altura do leito juntamente com a correlação da cinética de secagem para a suspensão. Os três módulos fornecem todos os dados necessários para descrever a operação de secagem de suspensões diluídas.

Charbel *et al.* (1999) mostraram que as mudanças no escoamento ar-sólido estão relacionadas com os mecanismos de quebra do leito e dependem somente dos parâmetros geométricos da coluna cônica. Também, estes autores verificaram que para cada faixa especificada do parâmetro A apresentado no Quadro 2.5, há uma relação entre o parâmetro A, o tipo de mecanismo de formação do jorro, a forma do jorro e o comportamento do escoamento do ar no leito. Tal relação foi considerada no simulador proposto por Costa Jr. *et al.* (2001), que estima tanto o diâmetro do jorro quanto a velocidade superficial do ar como uma função da direção axial da coluna para várias faixas do parâmetro A.

Trindade *et al.* (2004) propuseram uma metodologia para introduzir neste simulador o efeito das forças de interação entre partículas inertes recobertas pela suspensão. Esta técnica está fundamentalmente baseada nas correlações desenvolvidas por Passos e Mujumdar (2000), as quais consideram que o efeito das forças interpartículas pode ser quantificado pelas seguintes curvas: Q_{mj}/Q_{mj0} em função de $p_1 (= e(1-\varepsilon)/\varepsilon)$ e $\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj0}$ em função de $p_2 (= p_1\phi/d_p)$. Então, ao mudar o tipo ou a quantidade de suspensão injetada no leito de inertes, a vazão volumétrica mínima de ar (Q_{mj}) varia em relação aquela obtida no leito de partículas sem a presença de pastas (Q_{mj0}). Conseqüentemente, isto induz uma variação na queda de pressão de mínimo jorro (ΔP_{mj}), comparada com a obtida no leito sem a presença de

pastas (ΔP_{mj0}). Os tipos de forças de interação estão estreitamente relacionados com as propriedades da suspensão, mas a grandeza dessas forças depende da espessura da camada de suspensão que cobre a superfície da partícula, bem como dos mecanismos de quebra do leito durante a formação do jorro (Charbel *et al.* 1999).

Conforme vem sendo apresentado na literatura, mudanças no comportamento das variáveis fluidodinâmicas como ΔP_{mj} e Q_{mj} , estão associadas à vazão de ar que atravessa a interface jorro-ânulo. Além disso, qualquer variação na vazão de ar produz modificações na forma do diâmetro do jorro ao longo da direção axial da coluna cônica. Por esta razão, Trindade *et al.* (2004) usaram duas funções corretivas com parâmetros ajustáveis para modificar o simulador. A primeira, f_1 depende de p_1 e z/H_b e é aplicada a equação do modelo do diâmetro de jorro. A segunda função, f_2 depende de p_2 e z/H_b (da mesma forma que f_1 depende de p_1 e z/H_b) e é aplicada a vazão de ar que atravessa a interface jorro-ânulo.

Esses autores testaram essa metodologia para incluir o efeito das forças interpartículas entre partículas de polipropileno recobertas pelo licor negro de Eucalipto em um leito de jorro cônico com $A > 0,02$. Baseado em fotografias da parede da meia coluna cônica, eles mostraram que o jorro fecha-se à medida que se aumenta a quantidade de suspensão injetada no leito. Este comportamento pôde ser estimado satisfatoriamente pelo simulador que usa rotinas de otimização para definir o tipo dessas funções corretivas e seus parâmetros ajustáveis.

Costa Jr. *et al.* (2006) aplicaram esta metodologia para descrever o escoamento característico do leito de jorro cônico com esferas de vidro com $A = 0,015$ (mecanismo de transição na quebra do leito $0,014 < A < 0,02$) durante a secagem de emulsão de ovo. Os resultados simulados mostraram-se de acordo com as características do comportamento do leito relatadas durante os experimentos.

2.6 O efeito da pasta sobre a fluidodinâmica do leito de jorro

Para se obter um desempenho eficiente do secador no processamento de pastas, pesquisas recentes devem assegurar as seguintes características ao equipamento: baixos custos operacionais, alta capacidade de secagem, qualidade do pó produzido e condições de operação estáveis. Por estas razões, muitos esforços têm se concentrado no desenvolvimento de um sistema que permita a secagem de um dado tipo de pasta com eficiência, (Spitzner Neto *et al.* 2002).

Apesar da qualidade do produto seco no leito de jorro atingir os requisitos básicos para o seu uso comercial, alguns aspectos técnicos tais como a instabilidade do regime de jorro, a aglomeração de partículas e o depósito de pó na parede da coluna podem dificultar a sua aplicação industrial (Passos *et al.* 1997).

Uma das formas de se evitar estes problemas apontados é obter as melhores condições de operação para cada tipo de pasta processada no leito de jorro (Passos e Mujumdar, 2000). Desta maneira, muitas pesquisas têm sido desenvolvidas conforme mostra o Quadro 2.6.

Com relação ao estudo da influência de uma substância líquida ou pastosa na fluidodinâmica do leito de jorro, o glicerol foi o material utilizado com mais frequência por muitos pesquisadores. Esta pasta modelo simula a presença de um filme de pasta que recobre as partículas inertes, pouco evapora (uma baixa pressão de vapor) nas condições de trabalho e por ser incolor, possibilita a visualização das partículas em um meio leito ou em um leito de coluna inteira transparentes. Além disso, a sua escolha é, também, devido ao fato da sua viscosidade alterar-se consideravelmente com a temperatura, o que possibilita estudar o efeito de forças viscosas na dinâmica do leito de jorro em uma ampla faixa de temperatura e viscosidade. O glicerol foi usado nos trabalhos de Patel *et al.*

(1986), Schneider e Bridgwater (1993), Passos e Mujumdar (2000) e Spitzner Neto *et al.* (2001) e Spitzner Neto *et al.* (2002). Além do glicerol, outras pastas também têm sido utilizadas, como por exemplo, o ovo no trabalho de Spitzner *et al.* (2002) e o licor negro no trabalho de Trindade *et al.* (2004).

Quadro 2.6 – Dados de pesquisas sobre o processamento de pastas em leito de jorro

Referência	Tipo de Coluna	Variáveis analisadas	Propriedades das partículas e das pastas
Spitzner Neto <i>et al.</i> (2002)	CSB $d_c = 0,30$ m $d_i = 0,06$ m $d_0 = 0,05$ m $\alpha = 60^\circ$	ΔP e v em função de v_l/v_p $M = 9,35$ kg $H_b = 0,205$ m $T_{gi} = 60^\circ\text{C}$ v_l/v_p : 0 a 0,21 v_l/v_p e U em função de θ para Q_{pst} : 0 a 2,66 l/h	Esferas de vidro $d_p = 2,6 \cdot 10^{-3}$ m; $\phi = 1$ $\rho_p = 2490$ kg/m ³ ; $\varepsilon_{sb} = 0,40$ Glicerol (em batelada) $T = 60^\circ\text{C}$; $\mu = 0,1$ Pa.s $\rho_{lg} = 1258,3$ kg/m ³ Pasta de ovo homogenizada (processo contínuo) $T = 50^\circ\text{C}$; $\rho_{pst} = 1035$ kg/m ³ ; $\rho_{pe} = 1140$ kg/m ³ $U_{pe} = 14\%$; $\mu = 0,0052$ Pa.s; $\sigma_{pst} = 0,045$ N/m
Passos e Mujumdar (2000)	2DSB $L_1 = 0,2$ m $L_2 = 0,015$ m $L_N = 0,015$ m	ΔP e v em função de v_l/v_p $M = 3$ kg $T_{gi} = T_{amb}$ v_l/v_p : 0 a 0,0065	Esferas de vidro $d_p = 3,0 \cdot 10^{-3}$ m; $\phi = 1$; $\rho_p = 2521$ kg/m ³ ; $\varepsilon_{sb} = 0,38$ PP (pellets plásticos) $d_p = 3,13 \cdot 10^{-3}$ m; $\phi = 0,8$ $\rho_p = 1217$ kg/m ³ Glicerol (em batelada)
Schneider e Bridgwater (1993) e Patel <i>et al.</i> (1986)	CCSB $d_c = 0,15$ m $d_0 = 0,02$ m $\alpha = 65^\circ$	ΔP e v em função de v_l/v_p M (duas alturas de leito): Esferas de 2 mm $H_b = 0,15$ m, $M = 3$ kg; $H_b = 0,24$ m, $M = 6$ kg Esferas de 5 mm: $H_b = 0,14$ m, $M = 3$ kg v_l/v_p : 0 a 0,12	Esferas de vidro (GB2) $d_p = 2,010^{-3}$ m; $\phi = 1$; $\rho_p = 2880$ kg/m ³ ; $\varepsilon_{sb} = 0,40$ Esferas de vidro (GB5) $d_p = 5 \cdot 10^{-3}$ m; $\phi = 1$; $\rho_p = 2840$ kg/m ³ Glicerol (em batelada)

Spitzner Neto *et al.* (2002) realizaram estudos de fluidodinâmica utilizando o glicerol e pasta de ovo homogeneizado. Os dados de queda de pressão de mínimo jorro e de velocidade de mínimo jorro em função da concentração de pasta são apresentados na Figura 2.9 e na Figura 2.10. A Figura 2.9 mostra que, para baixos valores de concentração de pastas adicionados ao leite, a queda de pressão de mínimo jorro aumenta inicialmente, até atingir um ponto máximo para uma concentração de glicerol de 0,01. Nota-se, entretanto, que esta máxima variação de ΔP_{mj} em relação a ΔP_{mj0} nesta região é cerca de 0,025, o que corresponde a 30 Pa. Considerando que a precisão da medida é de aproximadamente 40 Pa, o parâmetro pode ser considerado constante nesta região. Para concentrações de glicerol superiores a 0,01, a queda de pressão de mínimo jorro diminui à medida que a sua concentração aumenta. Este comportamento apresentado pelo glicerol é semelhante ao da pasta de ovo homogeneizado.

Tal comportamento foi atingido porque à medida que a concentração da pasta aumenta, a mobilidade das partículas na região anular diminui. Dessa maneira, isto provoca uma redução da quantidade de partículas no jorro, facilitando assim, o escoamento do ar nesta região. O efeito deste comportamento resulta na redução de ΔP_{mj} necessário para manter o regime de mínimo jorro.

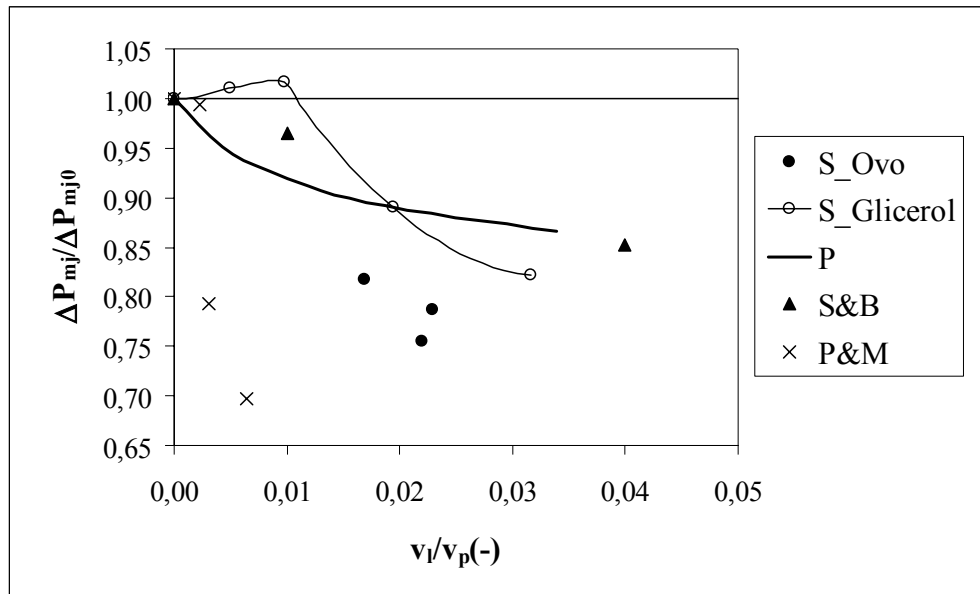


Figura 2.9 - $\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj0}$ em função de v_l/v_p . S: Spitzner Neto (2002); P: Patel *et al.* (1986); S&B: Schneider e Bridgwater (1993) e P&M: Passos e Mujumdar (2000).

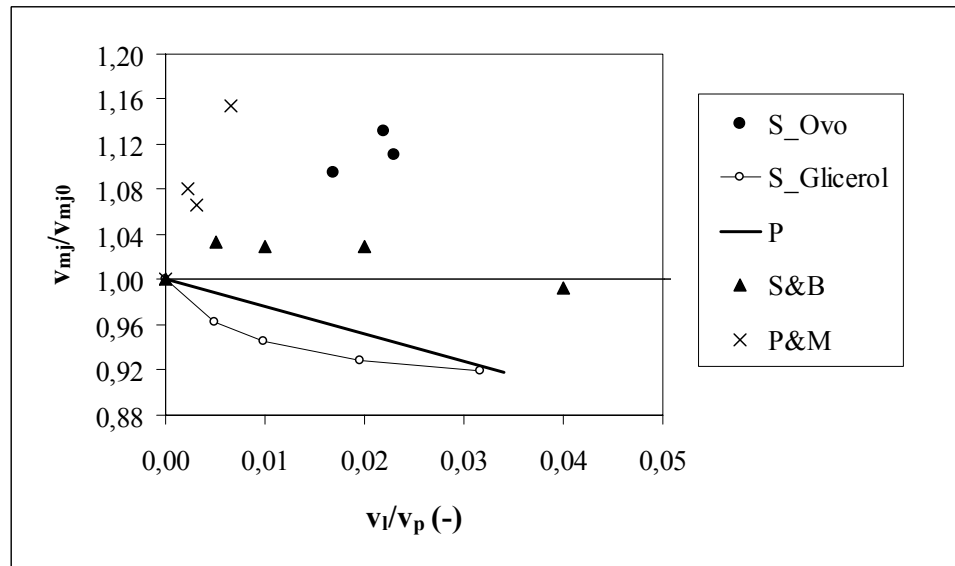


Figura 2.10 - v_{mj}/v_{mj0} em função de v_l/v_p . S: Spitzner Neto (2002); P: Patel *et al.* (1986); S&B: Schneider e Bridgwater (1993) e P&M: Passos e Mujumdar (2000).

A Figura 2.10 apresenta que, para o leite com glicerol, a velocidade de mínimo jorro diminui com o aumento do glicerol, porém, a pasta de ovo homogeneizado apresenta um comportamento oposto. Dessa maneira, a presença do glicerol e do ovo afeta a v_{mj}/v_{mj0} de duas formas distintas. O glicerol reduz a quantidade de partículas no jorro, por esta razão, menor velocidade do ar é necessária para estabelecer o regime de jorro estável. Por outro lado, a pasta de ovo homogeneizado aumenta a velocidade no jorro com o aumento de concentração de pasta, pois a velocidade do ar tem que ser suficientemente alta para compensar as instabilidades produzidas no jorro.

Além disso, esta diferença entre o comportamento fluidodinâmico observado para o glicerol e para a pasta de ovo homogeneizado pode ser explicada devido ao glicerol formar pontes líquidas, ao passo que a pasta de ovo homogeneizado promove pontes quase-sólidas com o leite de partículas de inertes.

A fluidodinâmica do leite de jorro na presença da pasta de ovo homogeneizado e do glicerol foi comparada com os dados obtidos por Patel *et al.* (1986), Schneider e Bridgwater (1993) e Passos e Mujumdar (2000). Estes autores trabalharam com diferentes partículas de inertes, e alguns, com diferentes tipos de colunas daquelas utilizadas por Spitzner Neto *et al.* (2002), conforme montado no Quadro 2.6. Os resultados de Schneider e Bridgwater (1993) usados para comparação referem-se aos dados obtidos utilizando esferas de vidro de 5 mm de diâmetro e uma temperatura do ar de entrada de 60°C. Passos e Mujumdar (2000) trabalharam com um leite de jorro bidimensional com esferas de vidro (vide Quadro 2.6).

A comparação apresentada na Figura 2.9 mostra tendências semelhantes para a dependência da queda de pressão de mínimo jorro com a concentração de pasta, mesmo considerando as diferenças entre os sistemas de

contato. Os dados com glicerol, obtidos por Patel *et al.* (1986) e Schneider e Bridgwater (1993), apresentam comportamentos semelhantes aos obtidos por Spitzner Neto *et al.* (2002). Quando os dados de Spitzner Neto *et al.* (2002) para o glicerol e para a pasta de ovo homogeneizado são comparados, pode-se observar que a taxa de variação da queda de pressão de mínimo jorro para o glicerol é menor do que para a pasta de ovo homogeneizado, indicando assim, que um filme sólido sobre as partículas inertes afeta a fluidodinâmica do leito mais fortemente do que um filme líquido.

Além disso, na Figura 2.9, para baixas concentrações de glicerol, os dados de Passos e Mujumdar (2000) mostram também uma pequena região de queda de pressão de mínimo jorro constante, embora esta faixa de $\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj0}$ constante seja menor do que aquela observada nos dados de Spitzner Neto *et al.* (2002). A redução nos valores de $\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj0}$ com o aumento da concentração de pasta é mais pronunciado para os dados de Passos e Mujumdar (2000) quando comparada aos de outros autores, e isto pode ter acontecido devido às características específicas de cada tipo de coluna de leito. Também, nem Patel *et al.* (1986) e Schneider e Bridgwater (1993) observaram uma região de $\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj0}$ constante, possivelmente, porque trabalharam com partículas com diâmetros maiores do que aquelas empregadas por Spitzner Neto *et al.* (2002) e Passos e Mujumdar (2000).

A boa concordância observada para o comportamento da queda de pressão de mínimo jorro não foi notada para a velocidade de mínimo jorro, conforme pode ser verificado na Figura 2.10. A velocidade de mínimo jorro para o glicerol obtida por Schneider e Bridgwater (1993) aumenta inicialmente à medida que a sua concentração aumenta, até atingir um ponto máximo para uma concentração de glicerol cerca de 0,005. Deste ponto em diante, um pequeno aumento na

concentração de glicerol causa uma redução na v_{mj}/v_{mj0} . Para a velocidade de mínimo jorro, Patel *et al.* (1986) obtiveram resultados semelhantes aos de Spitzner Neto *et al.* (2002) (isto é, v_{mj}/v_{mj0} diminui à medida que v_l/v_p aumenta). Porém, Patel *et al.* (1986) não esclareceram o tipo de partículas inertes utilizadas, embora haja indícios nos trabalhos de Schneider e Bridgwater (1993) de que Patel *et al.* (1986) tenham utilizado partículas cilíndricas de PVC.

Os dados na Figura 2.10 podem confirmar que a pasta afeta o comportamento fluidodinâmico no leito bidimensional diferentemente quando comparado aos leitos de jorro cilíndricos de base cônica e aos de coluna cônica. A variação na velocidade de mínimo jorro obtida por Passos e Mujumdar (2000) mostra um aumento significativamente mais abrupto com o aumento da concentração de glicerol, quando comparada aos dados dos outros autores.

Com respeito à estabilidade na presença de pastas, Schneider e Bridgwater (1993) que trabalharam com partículas esféricas de 2 mm de diâmetro, mostraram que o regime de jorro estável somente era produzido até uma quantidade máxima de glicerol (v_l/v_T) de 0,003. Isso corresponde a uma concentração máxima de glicerol de 0,005 (v_l/v_p), que é quatro vezes mais baixa do que aquela observada no trabalho de Spitzner Neto *et al.* (2002) (isto é, $v_l/v_p = 0,02$). A diferença pode estar relacionada ao fato de que o leito utilizado por Spitzner Neto *et al.* (2002) é duas vezes maior, resultando numa velocidade de mínimo jorro uma grandeza maior. Spitzner Neto *et al.* (2002), também, utilizaram uma partícula ligeiramente maior, de 2,6 mm de diâmetro. Tal diferença pode parecer insignificante, porém, quando Schneider e Bridgwater (1993) aumentaram 2,5 vezes o tamanho da partícula, o aumento da máxima concentração de glicerol adicionada ao leito foi cerca de 20 vezes.

Através da revisão bibliográfica apresentada observa-se que nos estudos apresentados por Olazar *et al.* (1993) e San José *et al.* (1994), foram empregadas razões mais amplas de diâmetros entre as partículas de maior e menor presentes nas misturas.

Na tentativa de contribuir em novos estudos sobre o comportamento do leito de jorro com misturas de tamanhos, foram selecionadas misturas binárias e ternárias com o mesmo diâmetro médio de Sauter e com razões de diâmetros mais estreitas do que aquelas apresentadas por esses autores.

Na prática, esta escolha não só permite quantificar o efeito de razões estreitas de diâmetros dos componentes e do diâmetro de Sauter nas variáveis fluidodinâmicas, mas também, a identificação das condições de regime de jorro estável que podem ser empregados nos leitos de jorro cônicos com misturas de partículas inertes. Também, possibilita investigar o efeito da distribuição no comportamento do leito de jorro na presença de pastas, visto que não há relatos na literatura sobre este tema.

3 MATERIAIS E MÉTODOS

Neste capítulo será apresentada a descrição da unidade experimental utilizada e de seus periféricos, bem como, as técnicas empregadas para avaliar o comportamento da fluidodinâmica do leito de jorro cônico com misturas de tamanho de partículas inertes e na presença de glicerol.

3.1 Descrição do aparato experimental

A Figura 3.1 mostra um esquema do aparato experimental, composto de um leito de jorro de coluna cônica e seus periféricos. No Quadro 3.1 estão apresentados as dimensões do leito utilizado, as condições operacionais, as variáveis analisadas e o tipo de partícula. Nesta tabela também encontram-se as especificações dos leitos usados por San José *et al.* (1994), Costa Jr. *et al.* (2006) e Trindade *et al.* (2004), cujos resultados serão analisados neste trabalho.

O ar que promove o jorro é fornecido por um soprador. Este é aquecido por um aquecedor elétrico e sua vazão volumétrica é medida em um medidor Venturi. Transdutores de pressão (para medir a queda de pressão no medidor Venturi e ao longo da coluna cônica) e um termopar (para medir a temperatura de entrada do ar) encontram-se acoplados ao leito. Os sensores captam os sinais analógicos, os quais são endereçados, filtrados e processados pelo sistema supervisor. Este consiste em uma placa condicionadora de sinais (MS1000 V2, com 16 canais, da Lynx Tecnologia Eletrônica), uma placa de aquisição de dados (CAD1232, N°série 496, 12bits de resolução, da fabricante Lynx Tecnologia Eletrônica), um computador (Pentium II, 300 MHz, 128MB de memória RAM) e um

programa de aquisição de sinais desenvolvido em linguagem de programação gráfica, utilizando o Labview 7.0 do fabricante National Instruments.

Dessa maneira, tal sistema gera informação sobre a queda de pressão no leito, a velocidade e a temperatura do ar injetado.

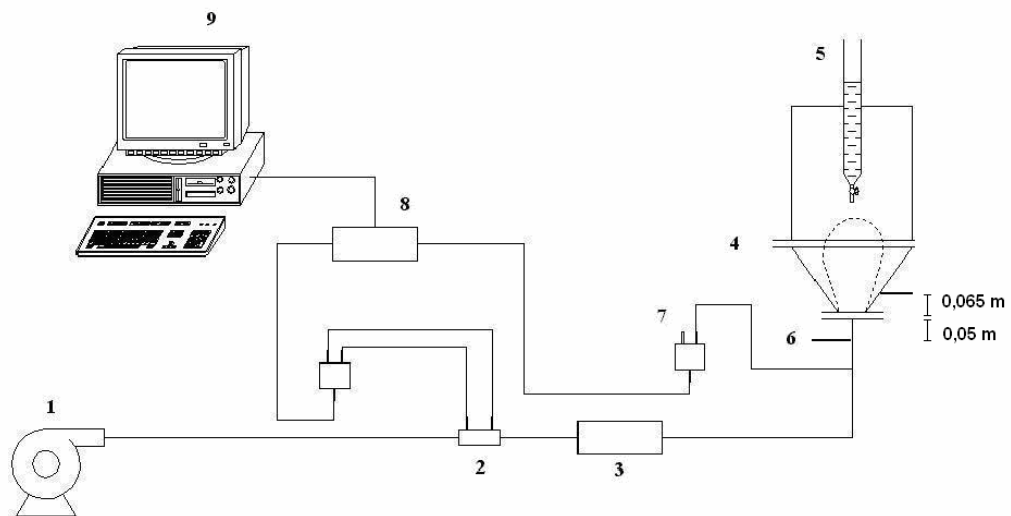


Figura 3.1 – Aparato experimental. 1-soprador, 2-medidor de vazão Venturi, 3-aquecedor, 4-leito de jorro cônico, 5-bureta, 6- termopar, 7-transdutor de pressão, 8-placa condicionadora de sinais, 9- computador.

Além disso, para comparar os dados obtidos com o leito de jorro cônico deste trabalho com outros na literatura, o Quadro 3.1 mostra as referências, o tipo de coluna, o tamanho de partícula e sua distribuição, as variáveis analisadas, e as condições operacionais apresentadas nestas pesquisas.

Quadro 3.1 – Especificações dos leitos de jorro cônicos utilizados para análise.

Coluna	Condições operacionais	Variáveis analisadas	Tipo de partícula, tamanho e distribuição	Referência
CSB $d_c = 0,30$ m $d_i = 0,06$ m $d_0 = 0,05$ m $\alpha = 60^\circ$	v/v_{mj} : 1,0 a 1,3 $H_b = 0,105$ m $M = 2,2$ kg $H_b = 0,175$ m $M = 7$ kg $T_{gi} = 60^\circ\text{C}$	σ em função de v/v_{mj} H_f d_s M_b M_t	Esferas de vidro $d_p = 0,79$ a $4,38 \cdot 10^{-3}$ m $d_{pL}/d_{pS} = 5,61-1,68$ $\rho_p = 2490$ kg/m ³ $\phi=1$ Misturas binárias e ternárias.	Este estudo
CSB $d_c = 0,36$ m $d_i = 0,06$ m $d_0 = 0,03$ m $H_c = 0,45$ m $\alpha = 36^\circ$	v/v_{mj} : 1,0 a 1,2 $H_b = 0,22$ m	M_b M_t	Esferas de vidro $d_p = 1$ a $7 \cdot 10^{-3}$ m $d_{pL}/d_{pS} = 5-7$ $\rho_p = 2420$ kg/m ³ $\phi=1$ Misturas binárias e ternárias.	San José <i>et al.</i> , (1994)
CSB $d_c = 0,30$ m $d_b = 0,06$ m $d_l = 0,05$ m $\alpha = 60^\circ$	$M = 9,35$ kg $H_b = 0,205$ m $T_{gi} = 60^\circ\text{C}$ v_l/v_p : 0 a 0,21 Q_{sup} : 0 a 2,66 L/h $A = 0,0145$	ΔP em função de Q	Esfera de vidro $d_p = 2,6 \times 10^{-3}$ m; $\phi = 1$; $\rho_p = 2490$ kg/m ³ ; $\epsilon_{a0} = 0,40$ Monopartículas	Costa Jr. <i>et al.</i> (2006)
CSB $d_c = 0,30$ m $d_i = 0,026$ m $d_b = d_i$ $\alpha = 60^\circ$	$M = 2$ kg $H_b = 0,197$ m, $v_l = 0$ a $32 \cdot 10^{-3}$ L $A > 0,020$	ΔP em função de Q	PP (polipropileno) $d_p = 4,02 \times 10^{-3}$ m; $\phi = 0,92$; $\rho_p = 867$ kg/m ³ ; $\epsilon_{a0} = 0,38$	Trindade <i>et al.</i> (2004)

3.2 Partículas e líquido utilizados

Para a obtenção dos dados de fluidodinâmica no leito de jorro cônico foram empregadas esferas de vidro ($\phi=1$; $\rho_p=2490$ kg/m³) em uma faixa de diâmetro de 0,78 mm a 4,38 mm. Estas partículas pertencem ao grupo C e D de Geldart (1986), e foram empregadas no leito de jorro cônico com quatro distribuições de tamanho de partículas, conforme mostra a Tabela 3.1.

Tabela 3.1 – Descrição das misturas de tamanhos de partículas.

Tipo de distribuição	% X_i	Faixa de peneira (mm)	d_p (mm)	d_{pL}/d_{pM}	d_{pL}/d_{pS}
(A) Composição para diâmetro médio de Sauter $d_s = 1,85$ mm					
Referência	100,00	1,70-2,00	1,85		
Binária	30,00	0,71-0,85	0,78		
	70,00	4,00-4,76	4,38		
Plana	20,00	0,71-0,85	0,78	2,37	5,61
	35,00	1,70-2,00	1,85		
	45,00	4,00-4,76	4,38		
Gaussiana	12,00	0,71-0,85	0,78		
	62,00	1,70-2,00	1,85		
	26,00	4,00-4,76	4,38		
(B) Composição para diâmetro médio de Sauter $d_s = 2,18$ mm					
Referência	100,00	2,36-2,00	2,18		
Binária	37,10	1,40-1,18	1,29		
	62,90	4,00-3,35	3,67		
Plana	24,89	1,40-1,18	1,29	1,68	2,85
	32,80	2,36-2,00	2,18		
	42,31	4,00-3,35	3,67		
Gaussiana	18,00	1,40-1,18	1,29		
	57,00	2,36-2,00	2,18		
	25,00	4,00-3,35	3,67		
(C) Composição para diâmetro médio de Sauter $d_s = 2,58$ mm					
Referência	100,00	2,36-2,80	2,58		
Binária	43,02	1,70-2,00	1,85		
	56,98	3,35-4,00	3,67		
Plana	22,00	1,70-2,00	1,85	1,42	1,98
	36,00	2,36-2,80	2,58		
	42,00	3,35-4,00	3,67		
Gaussiana	17,21	1,70-2,00	1,85		
	60,00	2,36-2,80	2,58		
	22,79	3,35-4,00	3,67		
(D) Composição para diâmetro médio de Sauter $d_s = 2,18$ mm					
Referência	100	2,36-2,00	2,18		
Binária	46,50	1,40-1,70	1,55		
	53,50	3,35-4,00	3,67		
Plana	17,00	1,40-1,70	1,55	1,68	2,36
	18,00	1,70-2,00	1,85		
	19,95	2,36-2,00	2,18		
	21,98	2,36-2,80	2,58		
	23,07	3,35-4,00	3,67		
Gaussiana	11,85	1,40-1,70	1,55		
	20,00	1,70-2,00	1,85		
	30,00	2,36-2,00	2,18		
	20,00	2,36-2,80	2,58		
	18,15	3,35-4,00	3,67		

As massas de partículas inertes empregadas foram 2,2 e 7,0 kg, as quais correspondem respectivamente a 0,105 e 0,195 m de altura do tronco de cone. Para compor as quatro distribuições: a de referência, a binária, a plana e a gaussiana apresentadas na Tabela 3.1, foram empregados diâmetros médios de peneira, e estas foram estimadas de tal maneira que contivessem o mesmo diâmetro médio de Sauter, definido pela relação:

$$d_s = \frac{1}{\sum_i x_i / d_{pi}} \quad (3.1)$$

onde x_i , d_{pi} , são a fração mássica e o diâmetros das partículas, respectivamente.

As misturas de composição A têm diâmetros médios de Sauter, d_s , de 1,85 mm e são formadas por partículas finas (de pequeno diâmetro) e por partículas de grande diâmetro, cuja razão de diâmetro entre a partícula de maior e menor (d_{pL}/d_{pS}) é de 5,61. A Tabela 3.1, também, apresenta as misturas de composição B de diâmetros médios de Sauter, d_s , de 2,18 mm e são compostas de partículas de grande diâmetro, cuja razão de diâmetro entre a partícula maior e menor (d_{pL}/d_{pS}) é de 2,85. As misturas de composição C são formadas também por partículas de grande diâmetro, cuja razão d_{pL}/d_{pS} é de 1,98 que é menor do que aquela das misturas de composição B. As misturas de composição D têm diâmetros médios de Sauter iguais aqueles das misturas de composição B e são formadas por misturas de partículas com mais de três tamanhos diferentes, isto é, são misturas que apresentam uma ampla faixa de distribuição de tamanhos. Além disso, as misturas de composição D possuem razão de diâmetro entre a partícula maior e a média (d_{pL}/d_{pM}) de 1,68, o qual é o mesmo valor apresentado pelas misturas de composição B.

Outra característica das misturas de partículas inertes apresentadas é que todas as composições apresentam distribuições de tamanho equidistantes da média, ou seja, a razão de diâmetro entre a partícula média e a partícula menor (d_{pM}/d_{pS}) é igual àquela entre a partícula maior e a partícula média (d_{pL}/d_{pM}). Estas misturas diferem daquelas apresentadas por San José *et al.* (1994), onde suas misturas de tamanho contêm razões de diâmetro entre a partícula maior e a partícula média (d_{pL}/d_{pM}) maiores do que aquelas entre a partícula média e a partícula menor (d_{pM}/d_{pS}), ou seja as razões de d_{pL}/d_{pM} podem atingir valores de até 4 vezes maiores do que as razões de d_{pM}/d_{pS} , conforme apresentado na Tabela 2.1 e na Tabela 2.2.

O glicerol (PA) foi o líquido utilizado, pois permite simular a presença de uma pasta, induzindo ao sólido do leite o efeito coesivo entre as partículas pelo surgimento de pontes líquidas. As propriedades físicas do glicerol medidas são apresentadas na Tabela 3.2.

Tabela 3.2 – Propriedades do glicerol*

T (°C)	ρ (kg/m ³)	μ (Pa.s)	σ_{lg} (N/m)
60	1258,3	0,1	0,060

* Spitzner Neto *et al.* (2002)

3.3 Procedimento experimental

O leite de jorro foi preenchido com um dos tipos de misturas de partículas de inertes conforme mostra a Tabela 3.1, então, abria-se a válvula para que o ar entrasse em contato com as partículas, e mantivesse a sua temperatura constante na entrada do mesmo. A partir deste instante, a curva característica do leite de jorro foi determinada aumentando-se a velocidade do ar no leite até aproximadamente

30% acima da velocidade de mínimo jorro, sendo posteriormente, reduzida até o valor zero.

Cabe ressaltar que as curvas de queda de pressão no leito (ΔP) em função da velocidade crescente do ar (v) foram repetidas no mínimo duas vezes, mantendo-se a mesma condição de compactação do leito. Esta condição era atingida mantendo-se o leito na condição de mínimo jorro por 5 minutos, em seguida, reduzia-se lentamente à velocidade do ar até o valor zero. Posteriormente, aumentava-se vagarosamente a velocidade do ar até atingir os respectivos regimes de escoamento no leito: leito fixo, jorro incipiente, e finalmente, o jorro.

Para o leito com glicerol, a curva característica do leito de jorro, isto é, ΔP em função de v , foi determinada pelo método de velocidade decrescente, mantendo-se a mesma carga de partícula ($M = 7$ kg), variando-se a concentração de glicerol ($0 \leq v_l/v_p \leq 0,012$). Optou-se pela medida da velocidade decrescente devido à facilidade de manutenção do mesmo grau de mistura e empacotamento do leito quando comparado ao processo de velocidade crescente. A partir destas medidas, estimaram-se os adimensionais de velocidade (v_{mj}/v_{mj0}) ou de vazão volumétrica (Q_{mj}/Q_{mj0}) e de queda de pressão de mínimo jorro ($\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj0}$) em função da concentração de glicerol adicionada ao leito.

3.4 Metodologia de análise da estabilidade dos regimes de jorro

A metodologia proposta por Xu *et al.* (2004) foi aplicada para identificar a estabilidade dos regimes em leitos de jorro cilíndricos de base cônica com monopartículas inertes. Ao comparar as ordens de grandezas das curvas de desvio padrão (σ) da flutuação do sinal de pressão em função da velocidade do ar (v)

com os regimes de escoamento observados visualmente, estes autores atribuíam a qualidade do regime de jorro (isto é, estável ou instável).

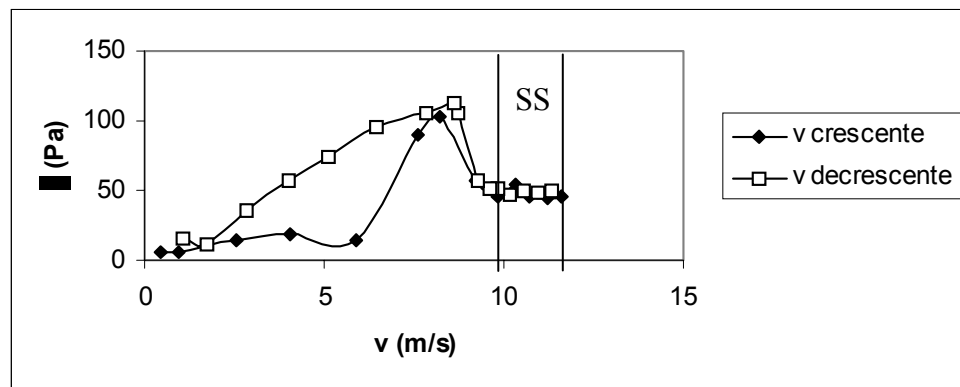
Xu *et al.* (2004) mediram a diferença de pressão em diferentes localizações na coluna cônico-cilíndrica, entretanto, todas as medidas foram localizadas acima da tela distribuidora. Os pontos de medida com respeito à secção cônica foram localizados entre o primeiro ponto imediatamente acima da tela distribuidora e o outro próximo à superfície da coluna cônica.

Para este trabalho, a Figura 3.2 apresenta as curvas de σ em função de v/v_{mj} obtidas em velocidade crescente e decrescente do ar pela medida da queda de pressão a 0,05 m abaixo da tela distribuidora e a 0,065 m acima desta, conforme mostra a Figura 3.1. Verifica-se na Figura 3.2 que as mesmas tendências nas curvas de σ em função de v/v_{mj} podem ser obtidas em velocidade crescente e decrescente do ar, bem como, também, utilizando pontos de medida de queda de pressão a 0,05 cm abaixo da tela distribuidora ou a 0,065 m acima desta.

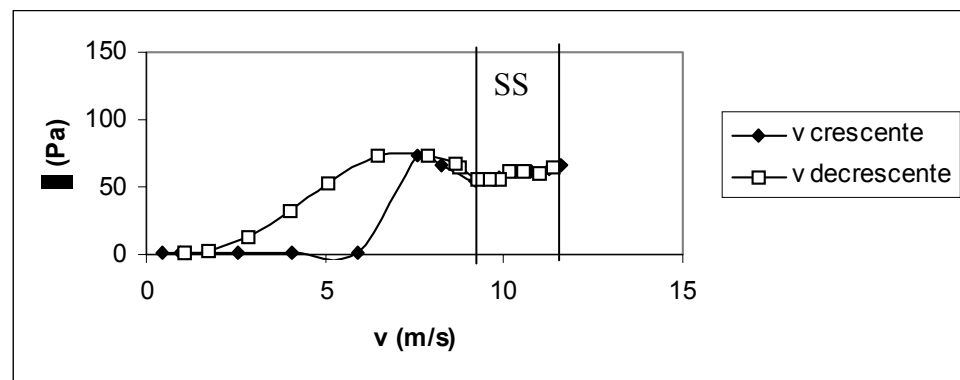
Baseado nestes testes preliminares, o processo de velocidade decrescente do ar no leito foi escolhido, pois facilita a manutenção do mesmo grau de mistura e empacotamento do leito quando comparado ao processo de velocidade crescente do ar, conforme já foi mencionado no item anterior. O procedimento de redução da velocidade do ar injetada ao leito foi realizado para uma faixa de velocidade que, inicialmente, caracterizava o jorro, passando pelo leito fixo, e finalmente, atingindo a completa extinção do ar na entrada da coluna.

Também, optou-se pela medida da queda de pressão a 0,05 m abaixo da tela distribuidora, pois esta escolha evita a interferência da fase sólida na medida da pressão. Quando comparada à medida de queda de pressão a 0,065 m acima da tela distribuidora (na parede do leito), a medida de queda de pressão a 0,05 m abaixo

da tela distribuidora torna-se vantajosa, pois se pode levar em conta a flutuação total do sinal de queda de pressão no leito (sem considerar a queda de pressão na tela distribuidora) e não apenas aquela na parede da coluna, conforme apresentado por Xu *et al.* (2004).



(a)



(b)

Figura 3.2 – Desvio padrão de queda de pressão para uma altura de leito, $H_b = 0,195$ m, com partículas de referência de Composição B ($d_s = 2,18$ mm) em função da velocidade do ar, obtido para o processo de velocidade crescente e decrescente. (a) ponto de medida localizado a 0,05 m abaixo da tela distribuidora e (b) a 0,065 m acima da tela distribuidora.

Dessa maneira, para cada velocidade do ar injetada no leito, 512 pontos de sinal de pressão a uma frequência de aquisição de 100 Hz foram endereçados a um conversor analógico digital A/D com 12 bits de resolução e armazenados em um computador. Esta frequência de aquisição foi utilizada uma vez que o fenômeno dominante é apresentado em baixos valores de frequência (Xu *et al.*, 2004). Com respeito ao número de pontos utilizados, testes preliminares mostraram que 512 pontos eram adequados para quantificar as flutuações do sinal de pressão no leito, pois quando mais pontos foram empregados, nenhuma mudança significativa na ordem de grandeza do desvio padrão pode ser observada nas medidas da velocidade do ar (v) e da queda de pressão no leito (ΔP) obtidas durante o regime de jorro, conforme apresenta a Tabela 3.3. Analisando a Tabela 3.3 nota-se que a média amostral se distribui normalmente devido aos valores de assimetria se aproximar de zero.

Tabela 3.3 – Média, desvio padrão e assimetria da velocidade do ar (v) e da queda de pressão no leito (ΔP) obtida para diferentes pontos de amostragem. Composição

B, partícula de referência, $d_p = 2,18$ mm, $H_b = 0,195$ m

Número de pontos	v (m/s)	σ (m/s)	s_m (-)	ΔP (Pa)	σ (Pa)	s_m (-)
512	9,38	0,065	0,00	1696	54,64	0,019
1024	9,39	0,061	0,00	1694	55,14	0,056
4096	9,39	0,068	0,00	1692	58,15	-0,0373
16384	9,39	0,068	0,00	1695	57,99	0,047

A Figura 3.3 exibe a distribuição de probabilidade do sinal de pressão no leito para vários regimes de escoamento, onde observa-se que a média amostral também se distribui normalmente para os vários regimes de escoamento apresentados: leito fixo, jorro incipiente e jorro.

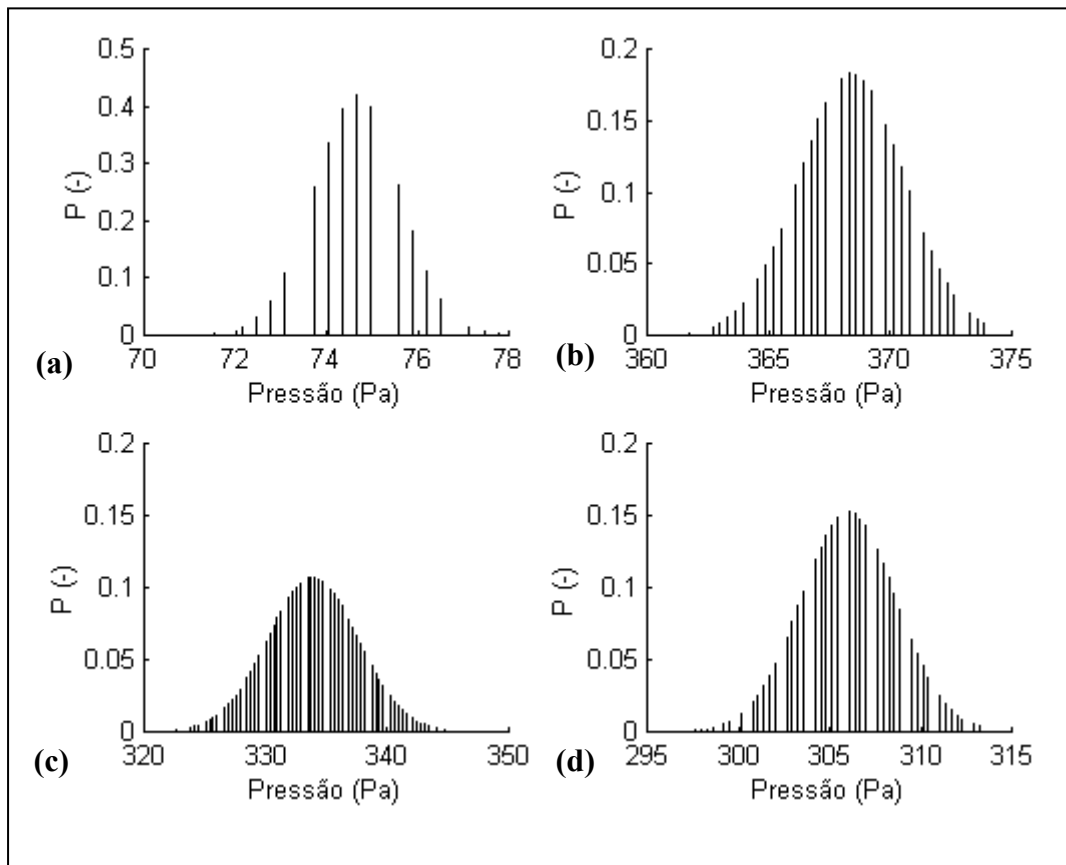


Figura 3.3 – Distribuição de probabilidade do sinal de pressão no leito. (a) leito fixo; (b) leito fixo com jato de ar na cavidade central do leito; (c) jorro incipiente; (d) jorro. Ponto de medida de pressão na parede do leito localizado a 0,065 m da base do leito.

Frente a esta discussão, a qualidade do sinal adquirido pelo sistema de aquisição de dados comentado no item 3.1 pode ser comprovada. Além disso, a flutuação do sinal de queda de pressão no leito, indicado pela variação do seu desvio

padrão, fornece informações adequadas para identificar a faixa de condições operacionais na qual o regime de jorro estável é atingido em leitos compostos de partículas inertes de tamanho uniforme ou com distribuição de tamanho.

3.5 Metodologia usada na simulação dos dados

Os dados experimentais de Q_{mj}/Q_{mj0} em função de p_1 e $\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj0}$ em função de p_2 foram simulados empregando-se o modelo de Costa Jr *et al.* (2001) que foi modificado por Trindade *et al.* (2004).

Trindade *et al.* (2004) sugeriram as funções de correção f_1 e f_2 para corrigir os parâmetros de operação do leito de jorro:

$$f_i = 1 + \left(a_i \left[\frac{z}{H_b} \right] + b_i \right) p_i^{c_i} \quad i = 1, 2 \quad (3.2)$$

Conforme mencionado anteriormente (vide o item 2.5), a função f_1 é aplicada à equação do modelo do diâmetro de jorro e depende de p_1 e z/H_b ; a função f_2 corrige a vazão volumétrica de ar que atravessa a interface jorro-ânulo e depende de p_2 e z/H_b . Estas duas funções atingem o valor unitário quando a concentração de glicerol no leito é nula (se $v_1/v_p = 0$; logo, $p_1 = p_2 = 0$).

O procedimento utilizado para determinar os seis parâmetros ajustáveis a_1 , a_2 , b_1 , b_2 e c_1 , c_2 , foi o proposto por Trindade *et al.* (2004), o qual minimiza a seguinte função objetivo definida como:

$$f_{\text{obj}} = \sum_{i=1}^n \left[(DR_{Q_i})^2 + (DR_{P_i})^2 \right] \quad (3.3)$$

com

$$DR_{Q_i} = \frac{[Q_{mj} / Q_{mj0}]_{\text{sim}} - [Q_{mj} / Q_{mj0}]_{\text{exp}}}{[Q_{mj} / Q_{mj0}]_{\text{exp}}}$$

$$DR_{P_i} = \frac{[\Delta P_{mj} / \Delta P_{mj0}]_{\text{sim}} - [\Delta P_{mj} / \Delta P_{mj0}]_{\text{exp}}}{[\Delta P_{mj} / \Delta P_{mj0}]_{\text{exp}}}$$

onde, para cada ponto i : $[Q_{mj}/Q_{mj0}]_{\text{sim}}$ e $[Q_{mj}/Q_{mj0}]_{\text{exp}}$ são, respectivamente, a vazão volumétrica adimensional estimada pelo modelo e a aquela obtida experimentalmente; $[\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj0}]_{\text{sim}}$ e $[\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj0}]_{\text{exp}}$ são, respectivamente, a queda de pressão adimensional estimada pelo modelo e aquela obtida experimentalmente.

Baseado na sugestão apresentada por estes autores, o método de otimização heurístico PSO (*particle swarm optimization*), desenvolvido por Kennedy e Eberhart (1995), foi escolhido para otimizar f_{obj} , visto que este é robusto e eficiente para garantir que os valores obtidos dos parâmetros ajustados sejam aqueles representativos do valor mínimo global da função objetivo.

3.6 Medidas

3.6.1 Altura de fonte

A altura de fonte foi medida pela inserção de uma trena pela parte superior do tronco cilíndrico até atingir a fonte do jorro (d_m). Sabendo-se a profundidade do topo da parte cilíndrica até a superfície do leito (d_{tsb}), obtém-se a altura da fonte (H_f):

$$H_f = d_{\text{tsb}} - d_m \quad (3.4)$$

A altura da fonte (H_f) resulta da média de três medidas das alturas de fonte mínima e máxima (totalizando 6 medidas de H_f) atingidas durante o regime de jorro.

3.6.2 Velocidade e queda de pressão de mínimo jorro

A velocidade de mínimo jorro (v_{mj}) foi definida como sendo a menor velocidade do ar em que o regime de jorro pudesse ser atingido. Esta velocidade foi obtida pelo processo de velocidade decrescente do ar no leito. A queda de pressão de mínimo jorro foi definida como sendo a queda de pressão no leito correspondente a velocidade do ar de mínimo jorro.

A medida da velocidade foi feita com um medidor de vazão do tipo Venturi. A queda de pressão no medidor Venturi e no leito foram medidas pelos transdutores de pressão Auto Tran, nºsérie 860 (faixa de pressão 0-1 PSI, que corresponde a 0-6894,75 Pa) do fabricante Auto Traninc, cuja precisão é de $\pm 1\%$ de fundo de escala.

A equação de calibração do medidor Venturi é a seguinte:

$$Q = 0,108 \times \Delta P^{0,62} \quad (3.5)$$

onde: Q é a vazão volumétrica (m^3/min) e ΔP é a queda de pressão no Venturi (cmH_2O)

Com os dados de vazão volumétrica obtidos pela equação (3.5) determina-se a velocidade média do ar:

$$v = Q / (A \times 60) \quad (3.6)$$

onde: $A = \pi d_0^2/4$ é a área da secção transversal do orifício de entrada do leito de jorro (m^2).

3.6.3 Porosidade

A porosidade foi determinada pelas medidas da altura de leito. Primeiramente, este foi mantido na condição de mínimo jorro, e posteriormente, foi abruptamente conduzido ao regime de leito fixo para que fossem realizadas as medidas de altura de leito sobre a superfície do ânulo. Estas medidas eram realizadas pela inserção de uma régua pelo topo da coluna até alcançar a superfície do leito. Conhecendo-se a profundidade desde a parte cilíndrica até a superfície do leito (d_{sb}), juntamente com a altura da coluna (H_c) e do tronco cilíndrico (H_{ci}), cada altura de leito pode ser obtida pela seguinte equação:

$$h_{bi} = (H_c + H_{ci}) - d_{sb} \quad (3.7)$$

A altura média do leito (h_b) resulta da média aritmética de seis medidas de alturas de leito (h_{bi}) sobre a superfície do ânulo (com precisão na medida de 0,005 m). Dessa maneira, com cada altura de leito média (h_b) e juntamente com as especificações da coluna (d_L , d_b , α), a porosidade pode ser determinada de acordo com a equação:

$$\varepsilon_{a0} = 1 - \frac{v_p}{v_c} = \frac{M_p / \rho_p}{\frac{1}{12} \cdot \pi \cdot h_b (d_L^2 + d_L \cdot d_b + d_b^2)} \quad (3.8)$$

com, $d_L = d_b + 2 \times H_b \times \operatorname{tg}\left(\frac{\alpha}{2}\right)$

onde, v_p é o volume de partícula no leito e v_c é o volume do leito cônico; M_p é a massa de partícula alimentada ao leito, ρ_p é a densidade da partícula; H_b é a altura de leito; d_L é o diâmetro da superfície do leito e d_b é o diâmetro da base da coluna cônica e α é o ângulo da base cônica.

Para o leito com glicerol foi determinada a porosidade desconsiderando o volume de líquido adicionado ao leito:

$$\varepsilon_a = 1 - \frac{v_p}{v_c - v_l} = \frac{M_p / \rho_p}{\left[\frac{1}{12} \cdot \pi \cdot h_b (d_L^2 + d_L \cdot d_b + d_b^2) \right] - v_l} \quad (3.9)$$

onde: v_l representa o volume total de glicerol adicionado ao leito.

3.6.4 Índices de mistura

Foram coletadas amostras de aproximadamente 0,100 kg de partículas inertes através de tubos coletores e estas amostras não retornavam ao leito. Também, foi verificado que as variáveis de operação do leito não mudavam enquanto as amostras eram retiradas em cada um dos coletores. Isto assegura que a amostragem de 3% da massa total do leito e 4% do seu volume foi adequada, uma vez que não houve mudança significativa no comportamento fluidodinâmico do leito.

As alturas dos tubos coletores foram medidas em três posições axiais em relação à base do leito (0,025; 0,105 e 0,195 m), respectivamente, com posições angulares distintas de 0, 70, e 170°. Posteriormente, fez-se a análise granulométrica através do processo de peneiramento, estabelecendo a composição de cada tamanho de partícula em uma determinada posição no leito. Então, para todas as alturas especificadas, as amostras foram peneiradas, para separar cada diâmetro de partícula, e pesadas a fim de quantificar o seu tamanho. Baseados nestes dados foram determinados os índices de misturas (M_b e M_t já apresentados no item 2.3) para as composições binárias e ternárias mostradas na Tabela 3.1. Desta maneira, avaliou-se o nível de segregação atingido pelo leito de jorro nas condições operacionais empregadas nesta pesquisa.

3.7 Tratamento dos dados: estimativa de incertezas

Foi realizada uma análise dos erros nas medidas das grandezas primárias e a propagação deste nos parâmetros medidos, pois de acordo com Goldenberg (1977) e Montgomery (1984) como as grandezas físicas foram determinadas experimentalmente por medidas ou combinações destas, cada uma delas possui uma incerteza intrínseca que depende das características dos sensores usados na sua determinação.

Além disso, foi determinado também o intervalo de confiança para a grandeza física obtida, de maneira a expressar o valor da incerteza nas medidas realizadas.

Para uma grandeza física direta, cujo valor pode ser obtido pela observação direta no instrumento de medida, a sua incerteza depende da precisão do sensor que é determinada mediante a calibração do instrumento de medida.

Para uma grandeza indireta a sua incerteza depende de cada uma das incertezas acopladas às variáveis que lhe dão origem. De acordo com Goldemberg (1977) o erro de um grandeza indireta $[v = v(x_1, x_2, \dots, x_n)]$ pode ser determinado pela seguinte equação:

$$\delta v = \sqrt{\left(\frac{\partial v}{\partial x_1} \times \delta x_1\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x_2} \times \delta x_2\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial v}{\partial x_n} \times \delta x_n\right)^2} \quad (3.10)$$

onde: $\delta x_1, \delta x_2, \dots, \delta x_n$, são as incertezas de x_1, x_2, \dots, x_n , e δv é a incerteza da variável v .

Com base nesta análise, a Tabela 3.4 apresenta para as grandezas medidas, a sua precisão (do instrumento), o desvio padrão da medida e o intervalo com 95% de confiança.

Comparando o erro de medida com o desvio padrão obtido na amostragem de 512 pontos do sinal de pressão, bem como nas 6 medidas respectivamente de altura de leito, de altura de fonte e a da porosidade observou-se que estes são de mesma ordem de grandeza, portanto, utilizou-se o desvio padrão experimental para se determinar o erro estatístico considerando um intervalo de confiança de 95%.

Com base na estatística t de “Student”, para um intervalo de 95% de confiança, a média populacional (μ_p) esta relacionada com a média amostral (μ_a) de acordo com a equação:

$$\mu_a - \frac{\sigma}{\sqrt{N}} \times t_s \leq \mu_p \leq \mu_a + t_s \times \frac{\sigma}{\sqrt{N}} \quad (3.11)$$

Portanto, define-se como sendo o erro estatístico o primeiro (ou o último) (vide Barros Neto *et al.* 1996) termo da desigualdade apresentada pela equação (3.11) e este é apresentado na Tabela 3.4 para cada uma das grandezas medidas.

Tabela 3.4 – Precisão e desvio padrão na medida e o intervalo com 95% de confiança.

Medida	Número de pontos	Precisão na medida	Desvio padrão na medida	Intervalo com 95% de confiança
v_{mj}	512	0,08 m/s	0,06-0,12 m/s	$\pm 0,01$ m/s
ΔP_{mj}	512	68,95 Pa	50-150 Pa	± 13 Pa
v_{mj}/v_{mj0}	13	0,012	0,014-0,02	$\pm 0,007$
$\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj0}$	13	0,039	0,04-0,06	$\pm 0,006$
H_f	6	0,0025 m	0,005-0,075 m	$\pm 0,06$ m
ε	6	0,008	0,02-0,023	$\pm 0,015$

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo serão analisados os dados com respeito à estabilidade do regime de jorro com partículas de inertes de tamanho uniforme e com distribuição de tamanhos. Também, será discutido o efeito das forças interpartículas nas variáveis de operação do leito de jorro em presença de glicerol. Baseado nestes dados experimentais será apresentada a simulação do modelo proposto por Costa Jr. *et al.* (2001), e posteriormente modificado por Trindade *et al.* (2004).

4.1 Estabilidade do regime de jorro

4.1.1 Misturas de tamanho de partículas de inertes com $d_{pL}/d_{pS} > 5,61$

A composição A ($d_s = 1,85$ mm) mostrada na Tabela 3.1 apresenta razão de diâmetro entre a partícula maior e menor (d_{pL}/d_{pS}) de 5,61 e é constituída por duas partículas de grande diâmetro favoráveis ao jorro e uma outra que não o favorece (partícula de pequeno diâmetro). Para esta composição, nota-se que três regimes diferentes são atingidos à medida que a velocidade é reduzida, denominados de jorro instável (US), transição (T) e de leito fixo (PB), conforme apresenta a Figura 4.1 a-c. O regime de jorro instável é marcado pela redução acentuada de σ com a diminuição de v/v_{mj} na faixa de 1,3 a 1,0, respectivamente, para o leito de partículas de pequeno diâmetro ($d_p = 0,78$ mm), e para aquele com misturas de distribuição plana e gaussiana. O ponto de regime de transição entre o regime de jorro instável e de leito fixo não está evidente, pois não há nenhuma redução abrupta no desvio padrão do sinal da pressão entre os regimes, indicando que esta transição, provavelmente, ocorre dentro de uma ampla faixa de v/v_{mj} (Figura 4.1 a-c). O leito

fixo é o último regime alcançado, e inicialmente, ocorre na faixa de velocidade do ar de 10 a 30% mais baixa do que a sua de mínimo jorro.

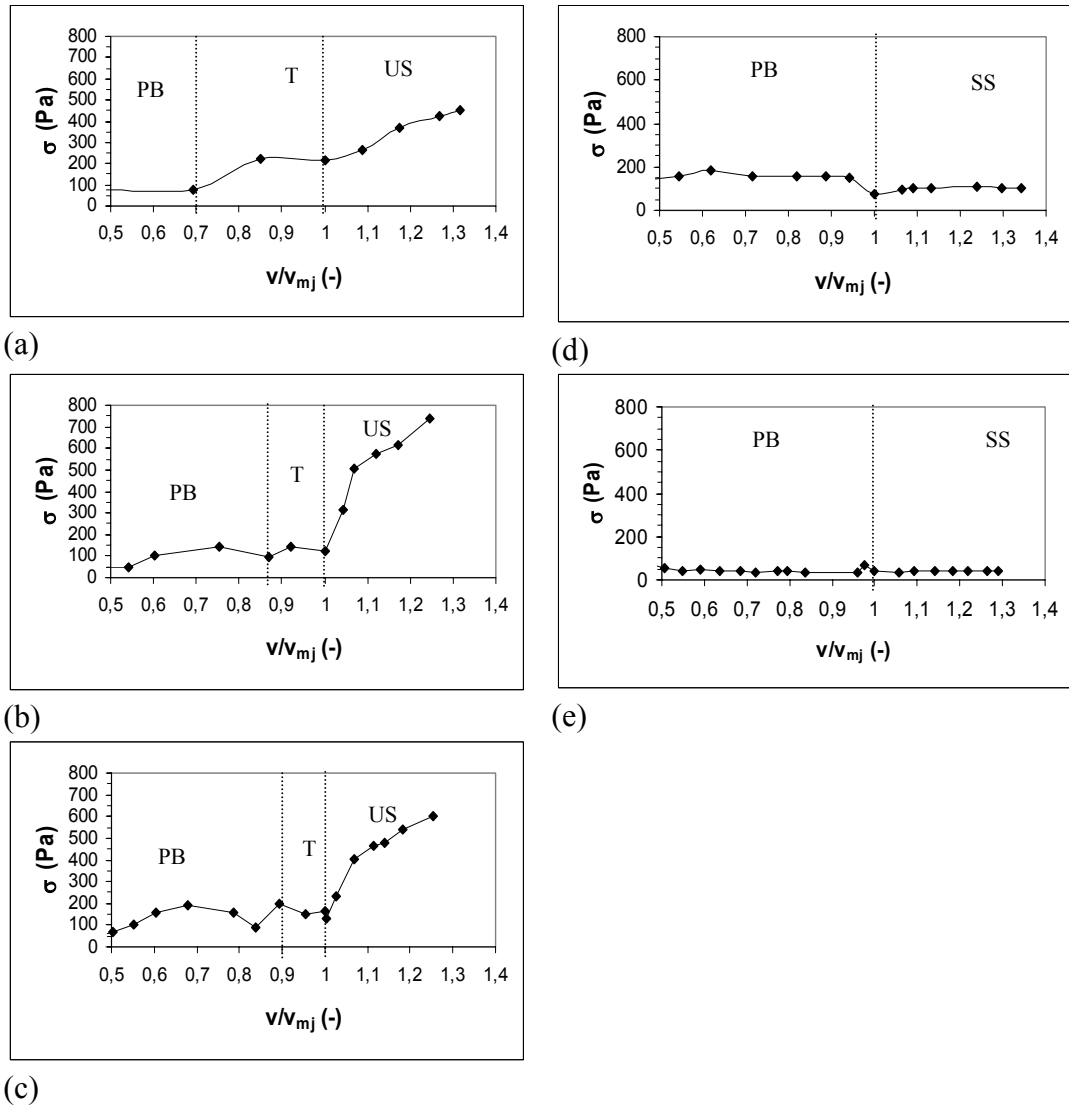


Figura 4.1 – Desvio padrão da flutuação dos sinais de pressão (σ) em um leito de partículas de composição A ($d_s = 1,85$ mm) com altura de leito, $H_b = 0,195$ m, em função da velocidade do ar adimensional (v/v_{mj}): (a) $d_p = 0,78$ mm, (b) mistura plana, (c) mistura gaussiana, (d) referência (isto é, monopartículas com $d_s = 1,85$ mm), (e) $d_p = 4,38$ mm.

Tal comportamento mostrado na Figura 4.1 b,c para os regimes de transição e jorro instável apresentados, respectivamente, pela distribuição Plana e Gaussiana pode ser devido à alta expansão do leito promovida pela presença de partículas de pequeno diâmetro entre as partículas de grande diâmetro no ânulo, permitindo o aumento da porosidade global desta região. Quando isto acontece, não há o surgimento de uma forma de jorro constante, e o ar atravessa da região de jorro para o ânulo intermitentemente com velocidades significativamente superiores às usuais. Dessa maneira, visualmente, isso promove o aparecimento de grandes bolhas de ar, as quais, inicialmente, levantam as partículas na região de jorro, e em seguida, fazem com que o mesmo ocorra na região anular.

Também, para partículas inertes favoráveis ao regime de jorro (isto é, partículas de referência, $d_p = 1,85$ mm; ou monopartícula, $d_p, 4,38$ mm de composição A na Tabela 3.1), pode ser notado que o comportamento das curvas de σ em função de v/v_{mj} apresentadas na Figura 4.1 d,e é diferente quando comparado àqueles apresentado pelas partículas de pequeno diâmetro na Figura 4.1a e pelas distribuições formadas por estas partículas na Figura 4.1 b,c. Na Figura 4.1 d,e, diminuindo-se a velocidade do ar, nota-se que são somente produzidos os regimes de jorro estável (SS) e de leito fixo (PB). Diferentemente do regime de jorro instável, o regime estável é caracterizado por uma pequena flutuação no desvio padrão (σ) à medida que a velocidade do ar adimensional (v/v_{mj}) é reduzida de 1,3 para 1,0 (vide Figura 4.1 d,e em que $\sigma \cong 50$ Pa). O leito fixo é alcançado quando a fonte se extingue (após atingir o ponto de mínimo jorro, isto é, $v/v_{mj} = 1,0$), e σ aumenta abruptamente na medida em que v/v_{mj} é reduzida, como mostra a Figura 4.1 d,e, respectivamente, para a referência ($d_p=1,85$ mm) e para a partícula de diâmetro 4,38 mm.

4.1.2 Misturas de tamanhos de partículas de inertes com $d_{pL}/d_{pS} > 2,85$

A Tabela 3.1 mostra a composição B ($d_s = 2,18$ mm), que apresenta razão de diâmetro entre a partícula maior e menor (d_{pL}/d_{pS}) de 2,85 e é composta de partículas quase-favoráveis a alcançar o jorro estável e daquelas partículas que o atingem. Para leitos com partículas de 1,29 mm de diâmetro (isto é, quase-favoráveis a atingir o jorro estável), a Figura 4.2a mostra que no ponto de mínimo jorro ou acima deste (na faixa de v/v_{mj} de 1,0 a 1,3) o regime de jorro atingido é instável. Isto pode ser comprovado pelos valores do desvio padrão da flutuação dos sinais de pressão na curva de σ em função de v/v_{mj} apresentados pela partícula de 1,29 mm de diâmetro, os quais são pelo menos duas vezes maiores do que aqueles mostrados pela partícula de referência ($d_p = 2,18$ mm, isto é, partículas favoráveis ao regime de jorro estável), conforme pode ser visto na Figura 4.2c. Além disso, ao se reduzir a velocidade do ar próxima ao seu valor de mínimo jorro, pode-se observar na Figura 4.2a um pico na curva de σ em função de v/v_{mj} , que caracteriza o ponto de transição do regime de jorro para o regime de leito fixo para a partícula de 1,29 mm de diâmetro.

Também, a Figura 4.2b,c, mostra que as outras duas partículas que formam a composição B (isto é, com diâmetros de 2,18 e 3,67 mm) apresentam regime de jorro estável em uma faixa específica de velocidade do ar de 10 a 30% acima da de mínimo jorro. Isto pode ser notado no desvio padrão (σ), que praticamente não muda o seu valor ($\sigma \cong 50$ Pa) com a redução da velocidade do ar adimensional (v/v_{mj}).

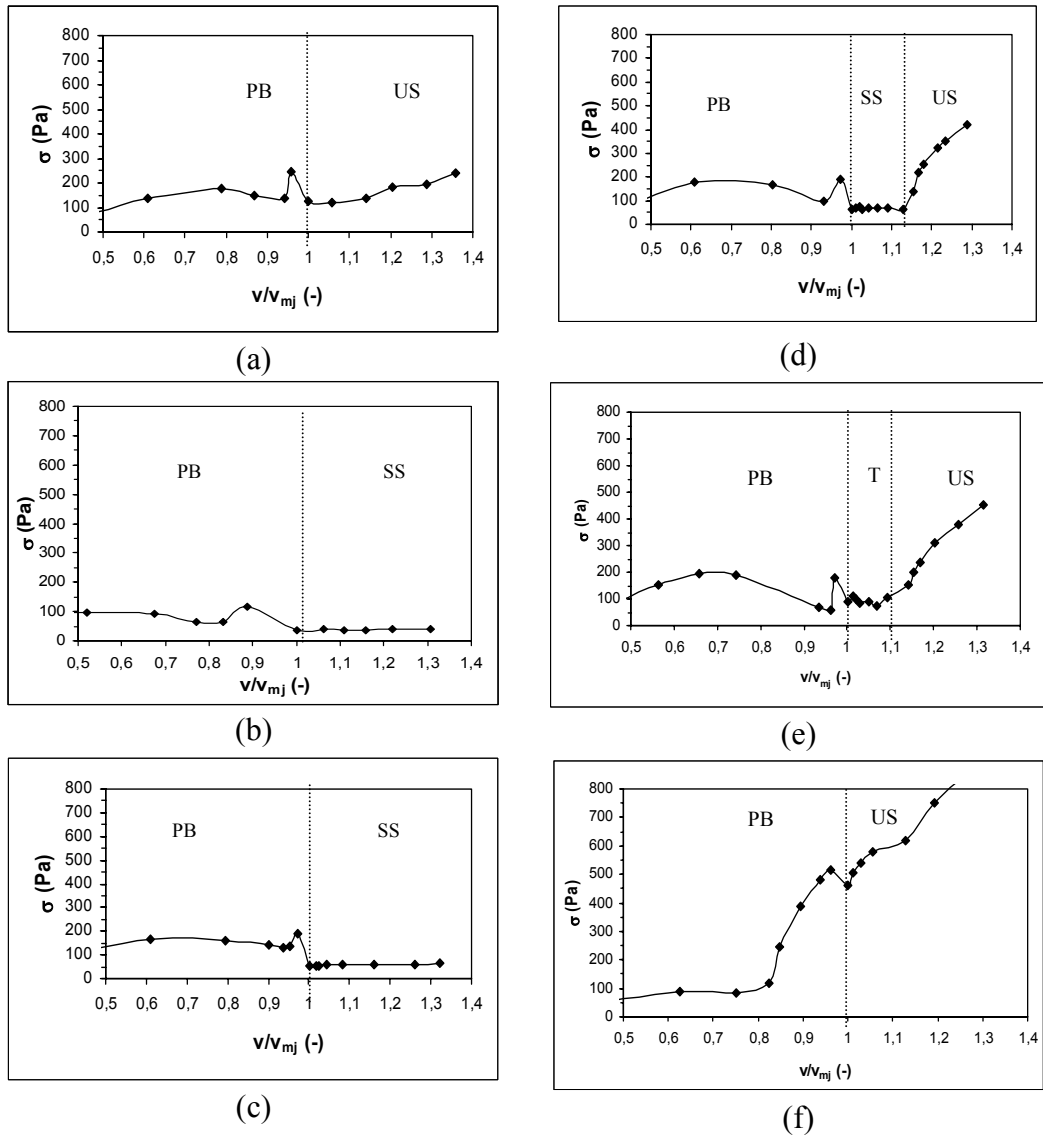


Figura 4.2 - Desvio padrão da flutuação dos sinais de pressão (σ) em um leito de partículas de composição B ($d_s = 2,18$ mm) com na altura de leito, $H_b = 0,195$ m, em função da velocidade do ar adimensional (v/v_{mj}): (a) $d_p = 1,29$ mm; (b) $d_p = 3,67$; (c) referencia (isto é, monopartículas com $d_s = 2,18$ mm); (d) mistura gaussiana; (e) mistura plana; (f) mistura binária.

Ao analisar a Figura 4.2a-f, para ambos os leitos com monopartículas ou com misturas de tamanhos de partículas, nota-se que o regime de jorro estável pode ser atingido sob condições operacionais específicas. Na Figura 4.2e, para mistura plana, em velocidades do ar próximas a de mínimo jorro ou acima, o regime de jorro é alcançado; entretanto, tal condição não pode ser mantida, pois as variações da sua curva de σ em função de v/v_{mj} são mais pronunciadas (σ oscila entre 60 a 100 Pa) quando comparadas àquelas apresentadas pela partícula de referência ($\sigma \cong 50$ Pa) na Figura 4.2c. Isto promove os regimes de leito fixo, de transição e de jorro instável, conforme mostra a Figura 4.2e. Também, a mistura gaussiana na Figura 4.2d apresenta um comportamento semelhante ao da mistura plana na Figura 4.2e somente para velocidades do ar 10% acima da sua de mínimo jorro, pois em seguida, alcança condições de regime de jorro estável em velocidades do ar adimensional (v/v_{mj}) na faixa de 1,1 a 1,0.

Apesar da proximidade no comportamento fluidodinâmico da mistura plana de Composição (B) na Figura 4.2e e da mistura plana de Composição (A) na Figura 4.1b, para o leito com a mistura plana de Composição (A) no ponto de transição (isto é, ponto de mudança de regime de jorro instável para o regime de leito fixo), o surgimento de bolhas de ar foi observado no jorro, ao passo que para a mistura plana da Composição (B) (com d_{pL}/d_{pS} maior do que 2,85) a fonte oscila intermitentemente na direção radial e angular da coluna cônica. Dessa maneira, isto permite concluir que as bolhas de ar, proveniente do escoamento desordenado do ar no leito, mudam diferentemente a estabilidade dos leitos quando comparadas as oscilações da fonte, conforme pode ser notado pela ordem de grandeza do desvio padrão dos sinais de flutuação de pressão apresentados para estas misturas. Na Figura 4.1b, para a mistura plana de composição (A), o desvio padrão oscila

aproximadamente entre 60 a 100 Pa, e para a mistura plana de composição (B) (Figura 4.2e) o desvio padrão varia aproximadamente de 100 a 150 Pa.

Ao contrário do comportamento fluidodinâmico da mistura gaussiana de composição (A) na Figura 4.1c, a mistura gaussiana de composição (B) na Figura 4.2d mostra uma faixa significativa de velocidade do ar em que o regime de jorro estável é atingido, e também, apresenta um pico que separa o regime de jorro do regime de leito fixo. No caso da mistura gaussiana de composição (B), no ponto de separação entre o regime de jorro estável e o regime de transição, a fonte apenas se extingue. Diferentemente deste comportamento, em leitos de mistura gaussiana de composição (A), as bolhas de ar são formadas no jorro, as quais estendem a transição entre os regimes de jorro instável e leito fixo, conforme pode ser notado na Figura 4.1c.

Para a mistura binária, do ponto de maior velocidade do ar (isto é, 30% acima de v_{mj}) para valores próximos ao de mínimo jorro, a Figura 4.2f apresenta que σ diminui abruptamente com a redução de v/v_{mj} . Além disso, próximo do ponto de regime de transição, seus valores de desvio padrão são 10 vezes maiores do que aqueles apresentados pela a de referência, confirmando que uma mistura binária com d_{pL}/d_{pS} de 2,85 ou maior produz regimes de jorro instáveis. Também, no ponto de transição para mistura binária, o aumento de σ não é tão abrupto quanto aquele que ocorre em outras misturas da Composição B (Figura 4.2d e a Figura 4.2e, para as misturas gaussiana e plana, respectivamente). Porém, os valores de σ na Figura 4.2f são pelo menos 10 vezes maiores do que aqueles apresentados pelas partículas de referência na Figura 4.2c, indicando assim, que o regime de jorro para a mistura binária de composição B é instável.

Além disso, a Tabela 3.1 exibe, também, as misturas de partículas inertes de composição D, as quais apresentam uma ampla faixa de distribuição de tamanho de partículas e mantém o mesmo d_{pL}/d_{pS} e d_s daquela apresentada pela composição B (isto é, $d_{pL}/d_{pM} = 1,68$; $d_s = 2,18$ mm). A Figura 4.3a,b mostra que o leito de jorro com partículas de referência e com misturas de tamanho de partículas gaussianas atingem o regime de jorro estável para velocidade adimensional (v/v_{mj}) de 1 a 1,3.

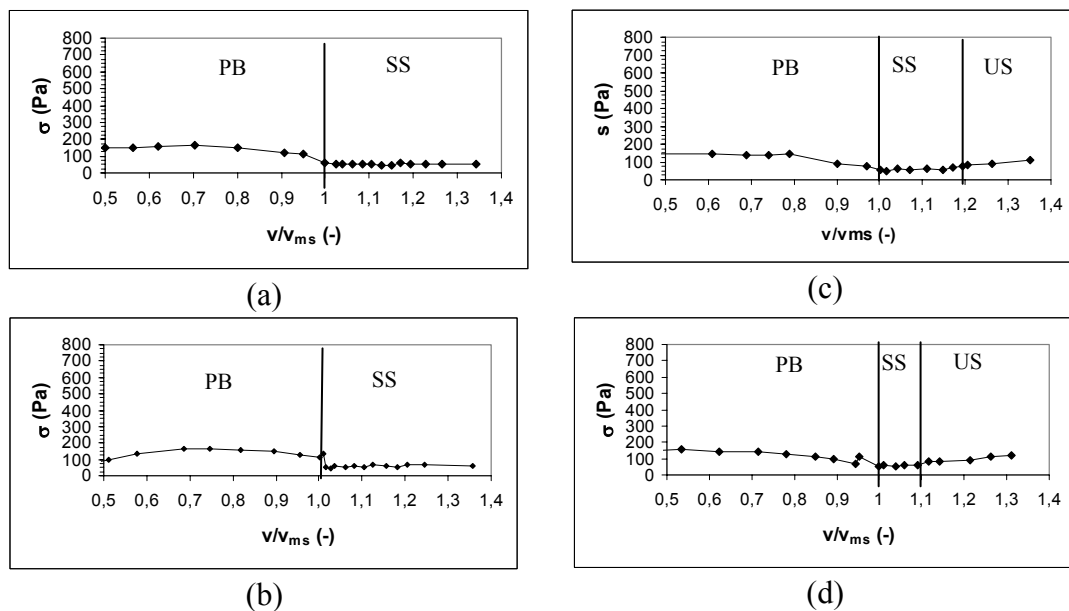


Figura 4.3 - Desvio padrão da flutuação dos sinais de pressão (σ) em um leito de partículas de composição D ($d_s = 2,18$ mm) com altura de leito, $H_b = 0,195$ m, em função da velocidade do ar adimensional (v/v_{mj}): (a) referência ; (b) mistura gaussiana; (c) mistura plana; (d) mistura binária.

Porém, é apresentado também na Figura 4.3c-d que o regime de jorro estável é somente atingido em uma faixa de velocidade do ar entre 10 a 20% acima

da velocidade de mínimo jorro, respectivamente, para as misturas plana e binária, pois o desvio padrão, nestas condições, oscila próximo daquele apresentado pela partículas de referência ($\sigma \cong 50$ Pa, veja Figura 4.3a). Acima destes limites de velocidade, o regime de jorro alcançado para as misturas plana e binária é instável, conforme pode ser observado na Figura 4.3c-d pela grandeza do desvio padrão destas misturas quando comparado àquele da partícula de referência (isto é, σ para as misturas é cerca de 2 vezes maior do que aquele da referência).

Baseado nestes resultados pode-se notar, também, que o tipo de distribuição exerce influência sobre a estabilidade do regime de jorro, mesmo quando o leito de jorro é empregado com misturas de partículas de inertes que apresentam uma ampla faixa de distribuições de tamanhos, como é o caso da composição D.

4.1.3 Misturas de tamanhos de partículas de inertes com $d_{pL}/d_{pS} > 1,98$

Ao se reduzir a razão de diâmetro entre a partícula maior e menor (d_{pL}/d_{pS}) até 1,98, como é o caso da composição C mostrada na Tabela 3.1, podem ser observados dois regimes de escoamento na Figura 4.4a-d, denominados de leito fixo e leito de jorro estável. Também, para uma ampla faixa de velocidade do ar ($1,3 \leq v/v_{mj} \leq 1,1$) todas as misturas atingem o regime de jorro estável.

Nota-se na Figura 4.2d-f e na Figura 4.4b-d, respectivamente, para as misturas de composição B e C (ou seja, a mistura gaussiana, plana e binária) que o tipo de distribuição somente afeta a estabilidade do regime de jorro para razões de diâmetro entre a partícula maior e menor (d_{pL}/d_{pS}) iguais a 2,85. Neste caso, a mistura plana e a binária de composição (B) produzem regimes de jorro instáveis (Figura 4.2e,f), ao passo que a mistura gaussiana de composição (B) atinge o regime de jorro estável dentro de uma ampla faixa de velocidade do ar (Figura 4.2d). Porém,

em d_{pL}/d_{pS} menor do que 2,85 o tipo de distribuição não causa nenhum efeito sobre a estabilidade do regime de jorro. Por esta razão, o diâmetro médio de Sauter pode ser utilizado para caracterizar o tamanho de misturas binárias e ternárias com d_{pL}/d_{pS} menores do que 2,85, pois os comportamentos fluidodinâmicos de cada uma delas são semelhantes (Figura 4.4a-d).

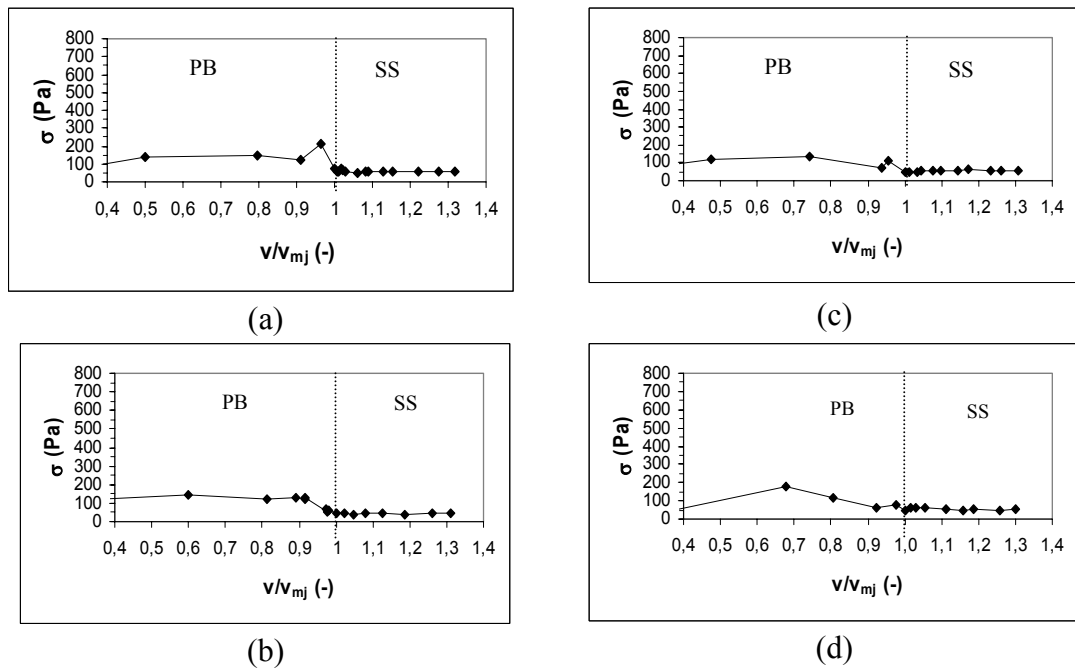


Figura 4.4 - Desvio padrão da flutuação dos sinais de pressão (σ) na altura de leito, $H_b = 0,195$ m em um leito de partículas de composição C ($d_s = 2,58$ mm) em função da velocidade do ar adimensional (v/v_{mj}): (a) referência (isto é, monopartículas com $d_s = 1,85$ mm); (b) mistura gaussiana; (c) mistura plana; (d) mistura binária.

Frente a essas discussões, todos os leitos com monopartículas (incluindo as partículas de referência) apresentam regime de jorro estável em uma ampla faixa de velocidade do ar, como foi mostrado pela grandeza do desvio padrão da flutuação do sinal de pressão total no leito. De acordo com Xu *et al.* (2004) para

leitos de jorro cilíndricos de base cônica formados de monopartículas inertes, σ aumenta à medida que v/v_{mj} é aumentada no leito. Porém, ao contrário do trabalho de Xu *et al.* (2004), no presente estudo, estas tendências não foram observadas, mesmo quando as medidas de queda de pressão foram realizadas na parede do leito. Para os dados, nesta posição, o desvio padrão da flutuação da queda de pressão no leito (σ) ligeiramente aumenta com a velocidade do ar, entretanto, este aumento está dentro do erro experimental, conforme já relatado no item 3.4.

Apesar disso, pelo desvio padrão das flutuações dos sinais de pressão no leito (σ) deste trabalho, foi mostrado que regimes de escoamento podem ser diferenciados pela variedade de tendências dos sinais de flutuação de pressão obtidos à medida que a velocidade do ar é reduzida no leito. Isto implica que, especialmente no ponto de medida de pressão abaixo do distribuidor, além de se atingir mudanças significativas de σ com a velocidade do ar, a medida da queda de pressão é livre da interferência da fase sólida, podendo ser usadas para identificar e diferenciar os regimes de escoamento apresentados pelos leitos de jorro cônicos.

Ainda, tal comportamento do σ revelado pelos dados deste trabalho, provavelmente ocorre uma vez que se pôde levar em conta a flutuação dos sinais de pressão de todo o leito ao invés de um único ponto no leito. Dessa maneira, no regime de jorro estável, o escoamento médio das partículas no leito deve estabelecer um movimento cíclico ordenado em que o regime de jorro seja mantido com uma altura de fonte estável situada na parte central da superfície do leito. Neste caso, σ alcança um valor constante de 50 Pa para grande parte dos leitos com monopartículas ou com misturas de tamanhos. Porém, no regime de jorro instável, o surgimento de uma fonte variável (na direção axial e angular no leito) ou de bolhas de ar (que

permitem a sua pulsação), introduz o aumento de instabilidades, e conseqüentemente, estes fatores causam o aumento de σ acima de 50 Pa.

Baseado na maioria dos leitos utilizados, na condição de mínimo jorro ou acima, pode ser considerado regime de jorro estável quando σ oscila aproximadamente em torno de 50 Pa. Se na condição de mínimo jorro, a oscilação de σ for pelo menos 50 ou 100% maior do que o desvio padrão de regime de jorro estável ($\sigma \cong 50$ Pa), isto indica que o regime de jorro atingido não pode ser firmemente mantido, e, portanto, torna-se instável.

4.1.4 O efeito da altura de leito (H_b) na estabilidade do regime de jorro

Com respeito ao efeito da altura de leito na estabilidade do regime de jorro, a Tabela 4.1 mostra a altura de leito mínima em que o regime de jorro é atingido (isto é, $H_b = 0,105$ m) para grande parte das partículas empregadas. Também, pode ser observado que os regimes de jorro estáveis são atingidos para limites específicos de velocidade do ar, os quais são mais estreitos do que aqueles apresentados para a maior altura de leito, (isto é, $H_b = 0,195$ m). Além disto, o aumento da altura de leito pode estender a faixa de regime de jorro estável no leito, como é o caso da partícula de 3,67 mm de diâmetro, das misturas plana e gaussiana de composição (B); ou promover este regime como acontece com a partícula de 1,29 mm de diâmetro. Isto pode ser explicado devido ao regime de jorro, onde ocorre o movimento cíclico ordenado de partículas, caracterizado pela formação de uma fonte sobre a superfície do leito. Este necessita de uma altura mínima de leito para que seja alcançado (nestas condições empregadas, H_b deve ser maior do que 0,105 m).

Tabela 4.1 – Estado do regime de jorro* e a faixa de condições operacionais para a Composição B.

Partículas	Faixa de regime de jorro	
	$H_b = 0,105$ m	$H_b = 0,195$ m
$d_p = 1,29$ mm	USR: $1,0 < v/v_{mj} < 1,3$	SSR: $1,0 < v/v_{mj} < 1,14$
Referência	SSR: $1,0 < v/v_{mj} < 1,2$	SSR: $1,0 < v/v_{mj} < 1,3$
Binária	USR: $1,0 < v/v_{mj} < 1,3$	USR: $1,0 < v/v_{mj} < 1,3$
Plana	SSR: $1,0 < v/v_{mj} < 1,04$	SSR: $1,0 < v/v_{mj} < 1,07$
Gaussiana	SSR: $1,0 < v/v_{mj} < 1,103$	SSR: $1,0 < v/v_{mj} < 1,13$
$d_p = 3,67$ mm	SSR: $1,0 < v/v_{mj} < 1,19$	SSR: $1,0 < v/v_{mj} < 1,3$

*SSR: regime de jorro estável; USR: regime de jorro instável.

4.1.5 Segregação em leitos de jorro cônicos

Para velocidades do ar 10% acima da velocidade de mínimo jorro e para uma altura de leito (H_b) igual a 0,195 m, a Tabela 4.2 apresenta os índices de mistura das composições binárias e ternárias para cada nível (posição) no leito ($h = 0,025$ e $h = 0,195$ m), os quais correspondem às posições na base e no topo do leito. Para o índice de mistura binária (M_b), pode-se observar na Tabela 4.2 que as partículas grandes estão em maior proporção no topo do leito, pois, nesta posição, seus índices (M_b) se desviam cerca de 10% em relação ao índice de mistura binária para o todo o leito. Para a mistura plana, também, pode ser notado na Tabela 4.2 que a sua segregação é significativamente mais pronunciada quando comparada à mistura gaussiana somente na base do leito. Além disso, analisando a Tabela 4.3, que mostra os índices de segregação para duas alturas de leito diferentes (isto é, $H_b = 0,105$ m; $H_b = 0,195$ m e para uma velocidade do ar 10% acima da velocidade de mínimo jorro), nota-se que à medida que a altura de leito aumenta, a segregação torna-se significativamente menos pronunciada para todas as misturas. Isto pode ser atribuído

à boa qualidade do regime de jorro atingido nestas condições conforme foi mostrado na Tabela 4.1.

Tabela 4.2 – Índice de mistura na parte inferior ($h = 0,025\text{m}$) e superior ($h = 0,195\text{m}$) da coluna para velocidade do ar 10% acima da velocidade de mínimo jorro.

h(m)	Binária (M_b)	Plana (M_t)	Gaussiana (M_t)
0,025	0,76	0,79	0,90
0,195	1,10	0,82	0,84

Tabela 4.3 – O efeito da altura de leito (H_b) sobre o índice de mistura para as composições binárias e ternárias.

H_b(m)	Binária (M_b)	Plana (M_t)	Gaussiana (M_t)
0,105	0,51	0,48	0,71
0,195	1,10	0,82	0,84

Ao se comparar os índices de mistura das composições ternárias (M_t) obtidos nesta pesquisa com aqueles apresentados por San José *et al.* (1994), nota-se que, aparentemente, os valores numéricos de M_t deste trabalho são menores do que aqueles obtidos por estes autores (vide Tabela 4.4). Isto acontece porque nesta pesquisa foram utilizadas misturas de ternárias com razão de diâmetros de partículas equidistantes (isto é, $d_{pL}/d_{pM} = d_{pM}/d_{pS}$). Desta maneira, a variação da fração mássica das partículas pequenas no leito contribuiu mais significativamente para a mudança do valor de M_t quando comparado àquele obtido por San José *et al.* (1994) com partículas de razão de diâmetros não equidistantes (com d_p de 1, 2 e 5 mm, vide a Tabela 4.4; que resulta em $d_{pL}/d_{pM} > d_{pM}/d_{pS}$). Por outro lado, pode-se observar que o valor de M_t obtido neste trabalho é em módulo cerca de 13% maior do que aquele

relatado por San José *et al.* (1994), mesmo considerando que neste trabalho empregou-se razões de diâmetro d_{pL}/d_{pS} 1,75 vezes menores. Isto pode ser atribuído tanto ao uso de diferentes parâmetros de projeto dos leitos de jorro cônicos utilizados quanto ao emprego de distintos valores de d_{pL}/d_{pS} (vide Tabela 3.1, para os parâmetros de projeto, e Tabela 4.4 para os valores de d_{pL}/d_{pS}).

Tabela 4.4 – Identificação dos índices de mistura ternárias analisados na segregação em uma velocidade do ar 10% acima da velocidade de mínimo jorro

d_{pL}/d_{pS}	d_{pi} (mm)	Mistura	X_i	$d_{s,w}$ (mm)	M_t	Referência
2,85	1,29	Gaussiana	18,00	2,18	0,84	Este trabalho
	2,18		57,00			
	3,67		25,00			
5,00	1,00	-	20,00	1,85	1,03	San José <i>et al.</i> (1994)
	2,00		60,00			
	5,00		20,00			

Para os índices de mistura binária (M_b) obtidos neste trabalho (com razão de diâmetros de partículas, $d_{pL}/d_{pS} = 2,85$; símbolo vazio), observa-se na Figura 4.5 que há segregação em velocidades do ar 10% acima da velocidade de mínimo jorro, e esta atenua-se na medida em que a velocidade do ar adimensional (v/v_{mj}) é aumentada. A Figura 4.5, também, mostra que os índices de mistura binária (M_b) apresentados por San José *et al.* (1994) em função da velocidade do ar adimensional (v/v_{mj}) diminuem com o aumento da velocidade do ar no leito. Para uma dada velocidade do ar adimensional (v/v_{mj}), nota-se que M_b aumenta com o aumento da razão de diâmetros entre as partículas de maior e menor tamanho (d_{pL}/d_{pS}).

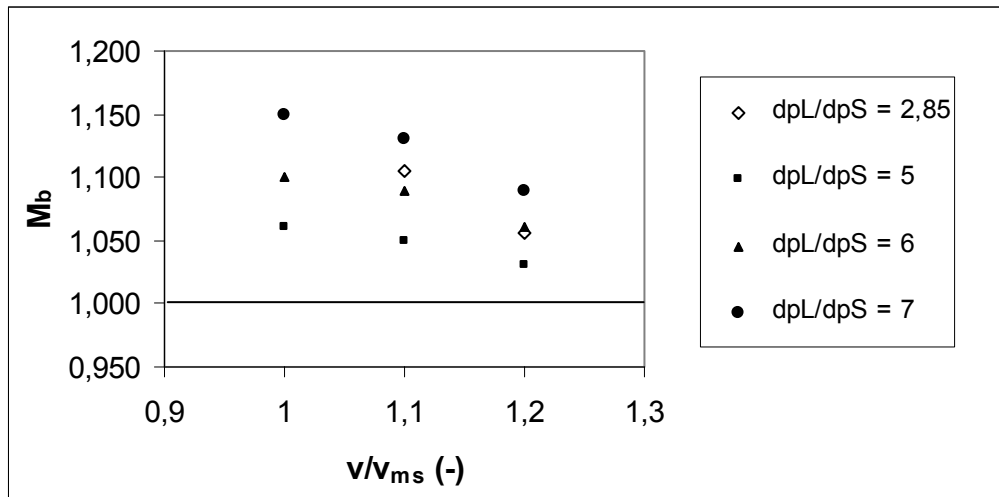


Figura 4.5 – Índice de mistura binária (M_b) em função da velocidade do ar adimensional (v/v_{mj}) para diferentes razões de diâmetro de partícula d_{pL}/d_{pS} .

Símbolos abertos: dados desta pesquisa; Símbolos fechados: dados de San José *et al.*

(1994) com $X_{pL} = X_{pS} = 50\%$.

Quando os dados de M_b , obtidos com d_{pL}/d_{pS} pelo menos 1,75 vezes menores do que aqueles de San José *et al.* (1994), são comparados na Figura 4.5, verifica-se que as variações dos índices de mistura binária (M_b) com a velocidade do ar adimensional são de mesma grandeza daqueles apresentados por San José *et al.* (1994). Neste caso, tal comportamento pode ser explicado devido a diferença entre as frações mássicas (neste estudo $X_{pL} = 62,90\%$, $X_{pS} = 37,1\%$; e no de San José *et al.* 1994, $X_{pL} = X_{pS} = 50\%$, vide Tabela 4.5) ou entre os parâmetros de projeto empregados neste trabalho e aqueles utilizados por San José *et al.* (1994). Porém, para uma mesma fração mássica, o valor de M_b difere pelo menos 10% em módulo do valor obtido em todo o leito ($M_b=1$, valor de referência), ao passo que o M_b de San José *et al.* (1994) para $d_{pL}/d_{pS} = 5$ é somente 3 % maior do que o valor de referência no leito, (vide Tabela 4.5). Então, isto confirma que os parâmetros de

projeto podem mudar significativamente o comportamento da segregação dos leitos de jorro cônicos na presença de misturas binárias, mesmo considerando a diferença entre o valor de d_{pL}/d_{pS} ($=2,85$) deste trabalho e aqueles apresentados por San José *et al.* (1994) (d_{pL}/d_{pS} na faixa de 5 a 7).

Tabela 4.5 – Identificação de misturas binárias empregadas para a análise de segregação em velocidade do ar 10% acima da velocidade de mínimo jorro.

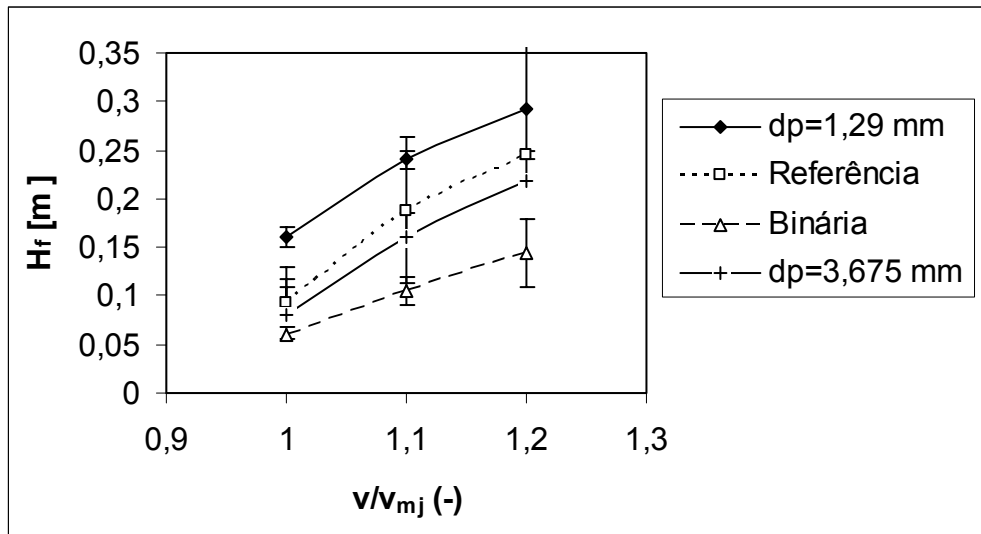
d_{pL}/d_{pS}	d_{pi} (mm)	X_i	$d_{s,w}$ (mm)	M_b	Referência
2,85	1,29	37,10	2,18	1,105	Este trabalho
	3,67	62,90			
5,00	1,00	33,00	2,16	1,030	San José <i>et al.</i> (1994)
	5,00	67,00			
6,00	1,00	33,00	2,26	1,070	
	6,00	67,00			
7,00	1,00	33,00	2,35	1,100	
	7,00	67,00			

Dessa maneira, o sistema de contato ar-sólido utilizado neste trabalho se mostrou mais restritivo em operar com misturas binárias e ternárias quando comparado a aqueles apresentados por San José *et al.* (1994), cujos leitos de jorro trabalharam com misturas de tamanho de partículas com razões de diâmetros mais amplas e com baixos níveis de segregação conforme pode ser verificado pelos valores de M_b e M_t apresentados na Figura 4.5, na Tabela 4.4, e na Tabela 4.5.

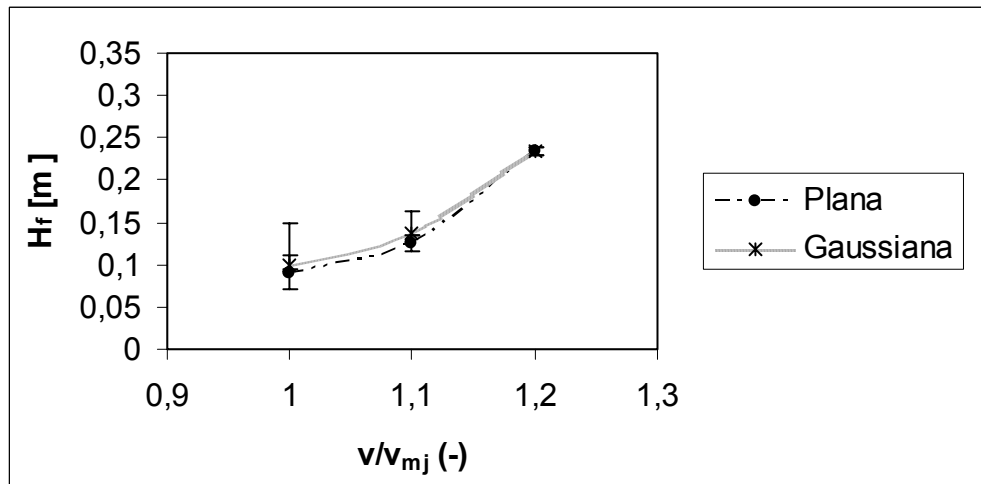
4.1.6 Comportamento da altura de fonte

A Figura 4.6 apresenta a altura de fonte (H_f) em função da velocidade do ar adimensional (v/v_{mj}) e o desvio padrão avaliados durante as medidas dos dados (representado pelos símbolos em barras) em uma altura de leito de 0,195 m para a composição B (vide Tabela 3.1). Na Figura 4.6a, para ambas as monopartículas e mistura binária, pode-se notar que as curvas de altura de fonte aumentam com a velocidade do ar. Por outro lado, em relação aos desvios na medida, ao contrário das monopartículas, a mistura binária apresenta desvios bem superiores (cerca de 1,5 a 5 cm), o qual se situa fora da faixa de precisão da medida (0,25 cm). Isto confirma o regime de jorro instável produzido por tal mistura binária.

Na Figura 4.6b pode-se verificar que para baixas velocidades do ar, a altura da fonte (H_f) para as misturas plana e gaussiana aumenta ligeiramente na medida em que a velocidade do ar é acrescida, sendo que este aumento torna-se mais brusco para velocidades do ar 10% acima da velocidade de mínimo jorro. Porém, para a mistura plana, a curva de altura de fonte apresenta valores superiores do desvio padrão a baixas velocidades do ar quando comparada a aqueles da mistura gaussiana. Esta diferença de comportamento do desvio padrão da altura de fonte observada para a mistura plana e para a gaussiana pode ser explicada devido à mistura plana produzir o regime de transição, ao passo que a gaussiana atinge o regime de jorro estável sob as mesmas condições de operação.



(a)



(b)

Figura 4.6 – Altura de fonte, H_f , (linha e símbolos) e o desvio padrão da medida de H_f (símbolo em barras) em função da velocidade do ar em uma altura de leito (H_b) de 0,195 m. (a) $d_p = 1,29; 2,18$ e $3,675$ mm; mistura binária. (b) mistura plana e gaussiana.

4.2 Estimativa da velocidade de mínimo jorro

As misturas de composição A apresentam o regime de transição entre o leito fixo e o jorro, portanto, não há uma velocidade de mínimo jorro definida. Para as misturas de composição C e D as variações da velocidade de mínimo jorro estão dentro da faixa de precisão da medida. No entanto, para as misturas de tamanho de partículas de composição B a velocidade de mínimo jorro difere significativamente entre as distribuições empregadas, conforme mostra a Tabela 4.6.

Com relação à estimativa da velocidade de mínimo jorro pelas correlações de Olazar *et al.* (1992) e de Bi *et al.* (1997), a Tabela 4.6 apresenta os seus desvios em relação à medida, os quais são calculados de acordo com a equação:

$$\delta = \frac{(v_{mj,exp} - v_{mj,est})}{v_{mj,exp}} \times 100 \tag{12}$$

onde: $v_{mj,exp}$ é a velocidade de mínimo jorro medida; $v_{mj,est}$ é a velocidade de mínimo jorro estimada pelas correlações.

Tabela 4.6 – Velocidade de mínimo jorro e seus desvios relativos ao valor experimental para duas alturas de leito (H_b).

Tipo	$H_b = 0,105 \text{ m}$			$H_b = 0,195 \text{ m}$		
	v_{mj}	% δ Eq.(2.1)	% δ Eq.(2.2)	v_{mj}	% δ Eq.(2.1)	% δ Eq.(2.2)
$d_p = 1,29 \text{ mm}$	2,6	-244	-206	4,5	-258	-198
Referência	4,8	-67	-114	10,5	-101	-67
Binária	3,4	-134	-200	7,4	-185	-137
Plana	4,1	-98	-153	8,5	-147	-105
Gaussiana	3,8	-110	-169	8,3	-153	-110
$d_p = 3,675 \text{ mm}$	9,3	-13	-45	19,2	-42	-18

Na Tabela 4.6, a equação (2.1) e a equação (2.2) se referem às correlações para partículas de tamanho uniforme propostas respectivamente por Olazar *et al.* (1992) e Bi *et al.* (1997). Estas correlações superestimam os valores do parâmetro v_{mj} para todos os tamanhos de partículas empregadas e para ambas as alturas de leito estudadas ($H=0,195$ m e $H=0,105$ m). Comparando os desvios da estimativa de v_{mj} em relação à medida mostrados na Tabela 4.6, verifica-se que estes são menos acentuados para a partícula de maior diâmetro.

Devido aos altos desvios apresentados na estimativa da velocidade de mínimo jorro obtidas para o leito de jorro cônico (Tabela 4.6), conclui-se que, futuramente, serão necessárias algumas modificações nas correlações empregadas, quando forem utilizadas misturas de tamanhos de partículas neste sistema.

Com base nos dados experimentais deste trabalho e os obtidos por Olazar *et al.* (1993,1994), observa-se que a velocidade de mínimo jorro é fortemente influenciada pelo tamanho e pela distribuição das partículas. Portanto, isto permite inferir que uma das mudanças prováveis nas correlações será a adição de alguma variável que leve em conta tanto à distribuição de tamanho das partículas, quanto a relação entre os diâmetros das mesmas. As variáveis que podem ser adequadas para relacionar a variação da velocidade de mínimo jorro com os tipos de distribuições de tamanho de partículas são o índice de segregação e a razão entre o diâmetro da partícula maior e menor (d_{pL}/d_{pS}), pois estas diferem significativamente com a mudança do tipo de mistura empregada ao leito de jorro.

4.3 O efeito das forças interpartículas no leito de jorro cônico

Baseado nas observações visuais sobre o leito de jorro com distribuições de tamanho de partículas esféricas, verificou-se que as partículas são arrastadas pelo ar na região de jorro e apresentam um movimento acelerado ascendente até atingirem a superfície do leito. Na fonte, estas partículas percorrem uma trajetória aproximadamente parabólica em movimento desacelerado, atingindo uma altura máxima e caem aceleradas, atingindo a superfície da região anular. O deslocamento de cada partícula na direção radial depende da sua inércia, ou seja, quanto menor o diâmetro da partícula maior é o seu deslocamento na direção radial uma vez que se trata de partículas de mesma densidade. Este comportamento observado no leito de jorro cônico na Figura 4.7 está de acordo com aquele apresentado por Kutluoglu *et al.* (1983) para um leito de jorro cilíndrico de base cônica.

Dessa maneira, nota-se que o fenômeno de segregação é predominantemente governado pela ação da inércia das partículas e da força gravitacional sobre as mesmas. Este comportamento, apresentado pelo escoamento de sólidos de diferentes tamanhos sobre a superfície da região anular, justifica a formação de pontes líquidas entre partículas de diferentes tamanhos no leito de jorro. Na interface, há pontes líquidas entre as partículas de maior diâmetro; porém, à medida que se move radialmente sobre a região anular, podem ocorrer pontes líquidas entre partículas de diferentes tamanhos; e na região próxima à parede da coluna são encontradas pontes líquidas entre as partículas de menor diâmetro.

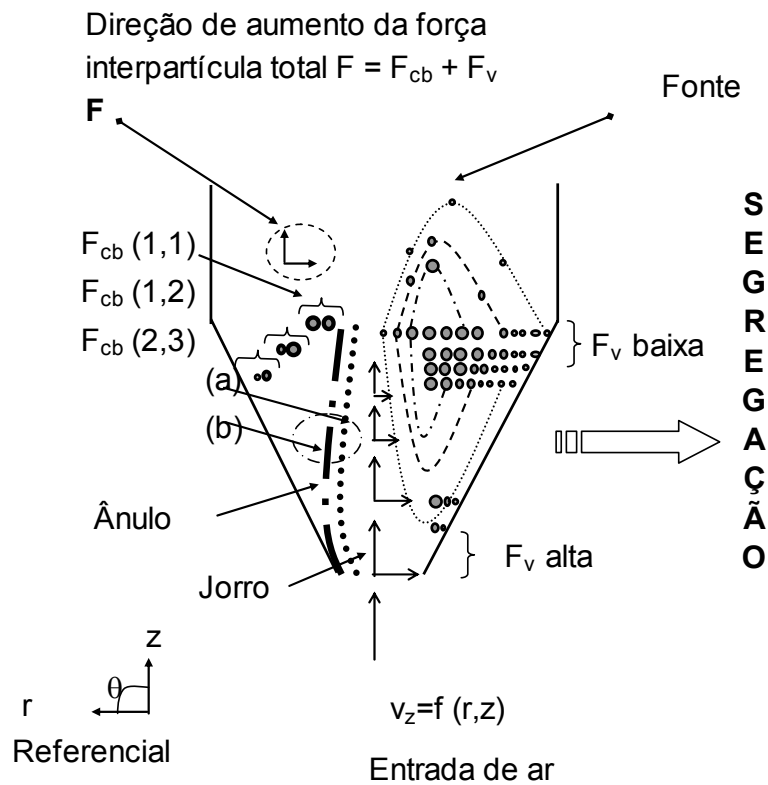


Figura 4.7 - Esquema do leito de jorro constituído de partículas com diferente distribuição de tamanho e na presença de líquido. Partículas: (1) de maior diâmetro; (2) de diâmetro intermediário; (3) de menor diâmetro. Perfil axial do raio do jorro: (a) sem a presença de glicerol e (b) na presença de glicerol.

Com respeito à coluna cônica vazia, as linhas de corrente do jato de ar que a atravessam assumem uma trajetória divergente da direção axial desde o bocal de entrada da coluna, ocupando assim, todas as direções desta, (Mathur e Epstein, 1974; San José *et al.*, 1995). Por outro lado, em relação ao leito de jorro, tem sido relatado na literatura que durante o regime de jorro 40-54% do ar injetado no leito atravessa a região do ânulo, enquanto que 60-46% atravessa o jorro (Mathur e Epstein, 1974; Charbel *et al.* 1999). Através de um balanço de massa para cada nível da coluna (posição em z), pode-se comprovar que a componente da velocidade do ar

na direção axial (v_z) diminui com o quadrado da direção radial, atingindo assim, um perfil parabólico (Mathur e Epstein, 1974; San José *et al.*, 1995; Epstein e Grace, 1997).

Para leitos de jorro cônicos, San José *et al.* (1995) apresentaram o mapa dos vetores de velocidade do ar, conforme mostra esquematicamente a Figura 4.8. Para uma dada posição no leito (z), os vetores velocidades (isto é, as velocidades intersticiais) apresentam um perfil quase plano com a direção radial no jorro, tornando-se parabólico com a direção radial no ânulo. Para uma dada posição radial (r), os vetores velocidades diminuem com o aumento da direção z . Dessa maneira, na base do leito, estão as maiores componentes da velocidade do ar, como mostra a Figura 4.8.

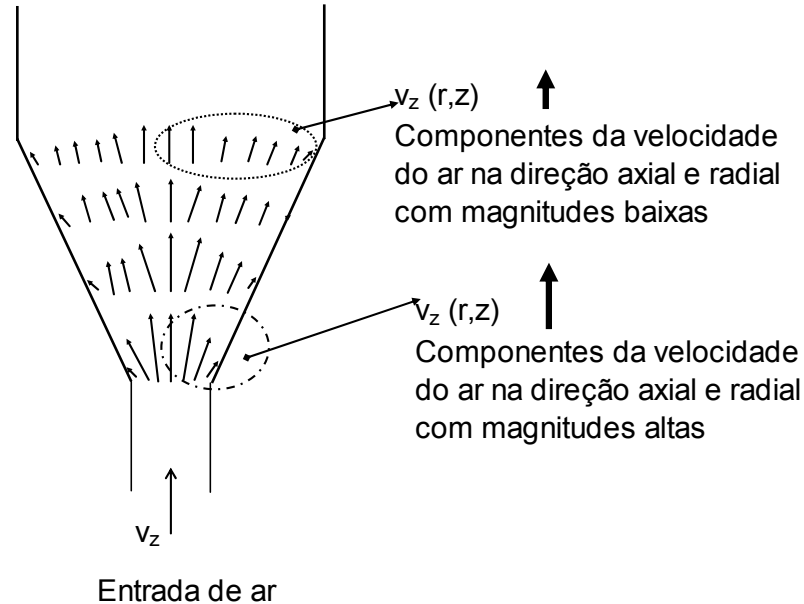


Figura 4.8 – Representação esquemática dos mapas de velocidade do ar para leitos de jorro cônicos, San José *et al.* (1995)

Tais evidências apresentadas na literatura permitem estabelecer que o ar, na base do leito, tem maior componente da força inercial na direção radial quando comparada àquela no topo do leito. Além disso, para o mesmo leito de partículas, Charbel *et al.* (1999) mostraram que as mudanças nas características do escoamento ar-sólido estão relacionadas aos mecanismos de quebra e dependem somente de parâmetros geométricos do leito. Também, para cada faixa específica do parâmetro A (parâmetro de Littman e Morgan 1988) apresentada no Quadro 2.5, estes autores verificaram que há uma relação entre o parâmetro A com os mecanismos de formação do jorro e com o escoamento característico do ar no interior do leito de jorro.

O leito de jorro usado nesta pesquisa apresenta $A = 0,015$, e devido ao seu comportamento de transição, o ar atravessa o leito de tal forma que resulta na formação do jorro e no perfil de distribuição do ar conforme foi apresentado no Quadro 2.5. Na base do ânulo, o escoamento do ar é devido à contribuição de ambas as componentes da velocidade do ar na direção axial e radial sobre a força inercial. A componente da velocidade do ar na direção radial atua sobre a matriz particulada de tal forma que ocorre a aproximação das partículas, desfavorecendo assim, a quebra das pontes líquidas. Ao contrário desta, a componente da velocidade na direção axial cisalha a matriz particulada transferindo quantidade de movimento às partículas na interface jorro-ânulo.

Dessa maneira, na base do leito e sobre a interface jorro-ânulo, ambas as componentes da velocidade do ar são importantes para que o regime de jorro seja mantido. Primeiramente, o diâmetro do jorro se alarga no orifício de entrada, depois se contrai e permanece praticamente constante (vide Quadro 2.5). Porém, no topo do leito, devido aos baixos valores da componente da velocidade do ar na direção radial,

a sua contribuição na força inercial é pequena para interferir na forma do jorro da matriz particulada. Por esta razão, o diâmetro permanece constante no topo do leito. Note que o alargamento do diâmetro do jorro na região próxima ao orifício de entrada da coluna torna-se mais pronunciado à medida que a concentração de glicerol aumenta no leito de partículas (vide Figura 4.7). Isso pode ser explicado, pelo perfil axial e radial da velocidade do ar no leito, pelo tipo e pela grandeza das forças interpartículas.

A Figura 4.9 mostra os limites da estimativa do adimensional de força coesiva $F_c/(\sigma_g d_p)$ determinado para cada par de esferas d_{pi} e d_{pj} considerado, ou seja, para $i = j$ (esferas de tamanho iguais) utilizam-se as equações (2.10) [somente o 1º e o 2º termo], (2.11) e (2.13), para $j > i$ (esferas de tamanhos diferentes), usam-se as equações (2.10) [somente o 1º e o 2º termo], (2.12) e (2.13) com $d_{p1} = d_{pj}$, $d_{p2} = d_{pi}$. Por exemplo, se $j=1$ e $i=3$, têm-se as combinações (1,1); (1,2); (1,3), resultando assim, respectivamente, em pontes líquidas entre partículas de maior diâmetro ($d_{p1}-d_{p1}$), entre a maior partícula e a de tamanho médio ($d_{p1}-d_{p2}$), e entre a partícula maior e menor ($d_{p1}-d_{p3}$). Verifica-se pela linha contínua que a força coesiva estabelecida em ponte líquida formada por partículas de mesmo tamanho aumenta à medida que se aumenta o diâmetro da partícula. Para um dado par de esferas de tamanhos diferentes, observa-se, também, que a ponte líquida estabelecida é mais forte quanto menor for a diferença entre os diâmetros das partículas do par de esferas considerado. Além disso, observando-se os limites entre a maior e a menor força coesiva (Figura 4.9), pode-se inferir que, ao adicionar partículas com diâmetro menor do que as demais partículas que compõe o leito são estabelecidas forças coesivas mais fracas nas regiões do leito em que as menores partículas se encontram. Caso sejam adicionadas partículas maiores obtém-se um efeito contrário.

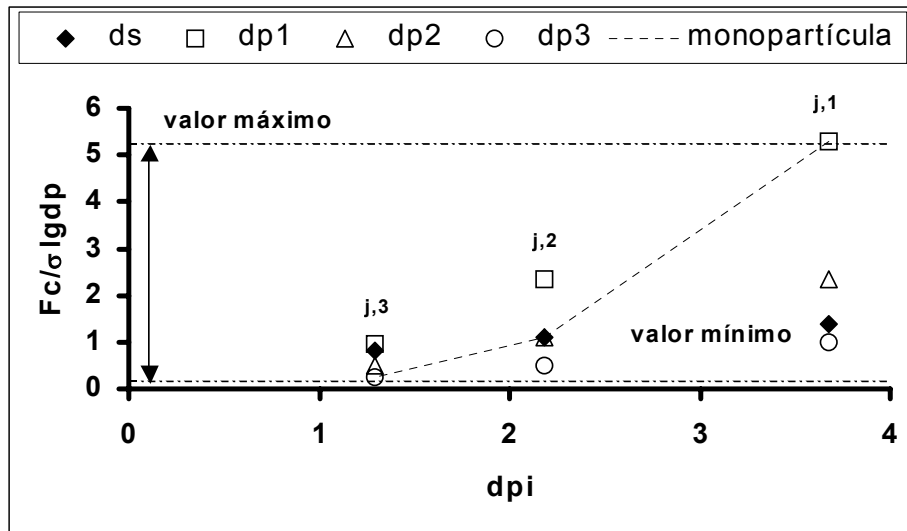


Figura 4.9 - Estimativa dos limites do adimensional de força coesiva $F_c/(\sigma_l g d_p)$ determinado para cada par de esferas d_{pi} e d_{pj} . Onde d_{pi} está especificado no eixo da abscissa e d_{pj} no símbolo da legenda, $d_{p1}=3,675$ mm; $d_{p2} = 2,18$ mm; $d_{p3} = 1,29$ mm.

Nas condições operacionais de mínimo jorro, a velocidade do ar no topo da região anular é de ordem de grandeza de 10^{-1} m/s e na base de 1 m/s (interface jorro-ânulo). Com base nestes dados, apresenta-se na Figura 4.10 a comparação entre F_v (força viscosa) e F_{cb} (força de superfície + força capilar) em função de a/d_p para as várias concentrações de líquido no leito. A força viscosa [vide o 4º termo da equação (2.10)] é estimada supondo que a velocidade de separação das partículas é da ordem de 10^{-3} m/s, ou seja, duas ordens de grandeza menor que à velocidade do fluido no topo da região anular. Embora, o valor desta velocidade de separação pareça baixo, este se baseia na velocidade de deslizamento da partícula no topo da região anular (\cong taxa média de movimento das partículas, isto é, $1d_p/s$, correspondendo a uma velocidade da ordem de 10^{-3} m/s). Além disso, de acordo com

Olazar *et al.* (1998), a componente da velocidade de partícula axial (v_{pz}) é da ordem de grandeza de 10^{-2} m/s no topo e de 10^{-1} m/s na base da região anular do leito de jorro cônico. Desta maneira, tais evidências, indicam que a estimativa da força viscosa com uma velocidade de separação partícula-partícula da ordem de 10^{-3} m/s torna-se satisfatória para a análise da sua influência no comportamento do leito de jorro na presença de glicerol.

Na Figura 4.10, observa-se que, para valores de $a/d_p < 7 \times 10^{-4}$ ($a = 2e$), o valor de F_v/F_{cb} muda significativamente, indicando que a força viscosa passa a ser dominante. Mantendo-se o valor de $a/d_p = 7 \times 10^{-4}$, verifica-se que as forças viscosa, capilar e de superfície coexistem; porém, para valores de $a/d_p > 7 \times 10^{-4}$ a força capilar e a de superfície são mais significativas quando comparadas à força viscosa. Portanto, para velocidade de separação partícula-partícula, concentrações de líquido e faixa de a/d_p empregadas nesta pesquisa ($v_s \cong 1 \times 10^{-3}$ m/s; v_l/v_b entre 10^{-3} e 10^{-2} ; $3 \times 10^{-4} \leq a/d_p \leq 4 \times 10^{-3}$), a análise da Figura 4.10 permite inferir que as forças capilares no topo da região anular são mais significativas quando comparadas com as forças viscosas somente para valores de $a/d_p > 7 \times 10^{-4}$, que corresponde a valores de $v_l/v_p > 0,002$.

Entretanto, na base da região anular, a velocidade do ar próximo ao bocal (interface-jorro ânulo) é uma ordem de grandeza superior a do topo da região anular. Então, se no topo e na base do leito for mantida a mesma razão entre a velocidade de separação das partículas e a velocidade do ar, a força viscosa torna-se mais significativa quando comparada à força capilar e a superficial (F_{cb}) na base da região anular, (os valores de F_v/F_{cb} na Figura 4.10 aumentam uma ordem de grandeza).

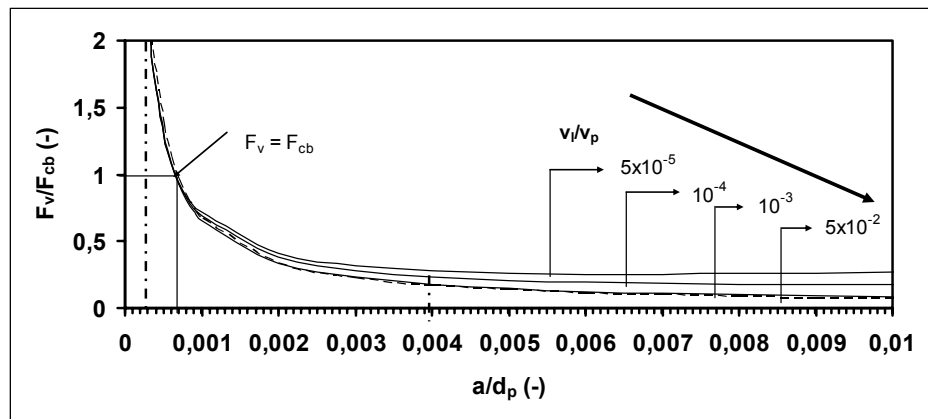


Figura 4.10 - Estimativa da F_v/F_{cb} em função de a/d_p e da concentração de líquido (v_l/v_p) para uma velocidade de separação partícula-partícula, $v_s = 1 \times 10^{-3}$ m/s.

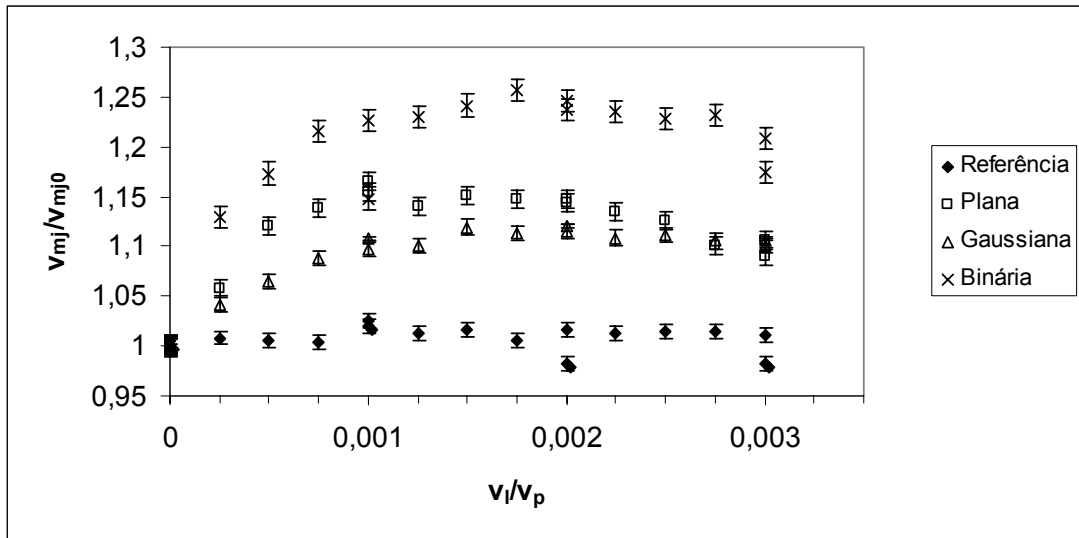
O comportamento fluidodinâmico do leito de jorro é influenciado pela presença do glicerol e isto ocorre devido à formação de pontes líquidas, as quais estabelecem forças coesivas interpartículas, cuja grandeza varia ao longo do leito de jorro cônico, conseqüentemente, isto se reflete nas variáveis fluidodinâmicas do leito.

Dessa maneira, segue a análise do comportamento fluidodinâmico de leitos de jorro com misturas de tamanho de partículas inertes de composições B e C na presença de glicerol. O glicerol induz o efeito coesivo entre as partículas de inertes.

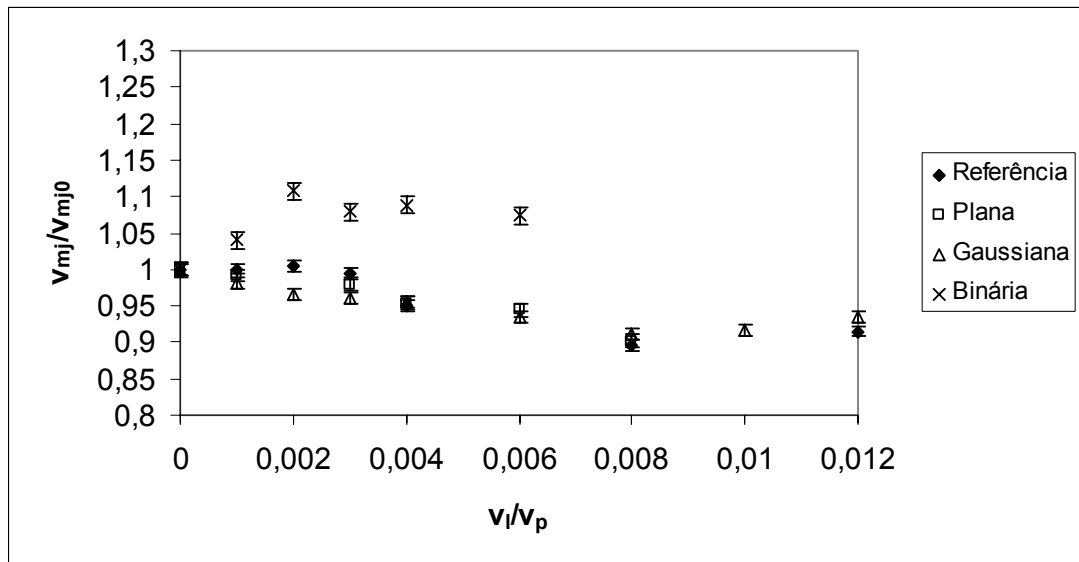
A Figura 4.11 mostra o adimensional da velocidade mínima de jorro em função da concentração de líquido no leito para misturas de tamanho de partículas com duas composições distintas: (a) composição B e (b) composição C. Para um intervalo de confiança de 95% (vide o símbolo em barras), observa-se na Figura 4.11a que para a partícula de referência (monopartícula), a velocidade de mínimo jorro não se altera significativamente na presença do glicerol. Porém, para as três misturas de composição B analisadas, as suas curvas de v_{mj}/v_{mj0} em função de

v_l/v_p se comportam de forma diferente daquela apresentada pela monopartícula. Para baixas concentrações de líquido ($0,001 \leq v_l/v_p \leq 0,002$), a velocidade de mínimo jorro aumenta, sendo este aumento mais pronunciado para as distribuições binária e plana de composição B. Isto indica que, quanto maior a concentração de líquido no leite, maior é a força inercial mínima do ar necessária para quebrar as pontes líquidas, evitando que a região de jorro se feche, e extinga o regime de mínimo jorro. Observa-se também, na Figura 4.11a, que para uma dada concentração de líquido, as distribuições binária e plana de composição B apresentam os maiores variações do adimensional da velocidade de mínimo jorro. Isto, provavelmente, ocorre porque estas distribuições apresentam altas concentrações de partículas grandes (vide Tabela 3.1), que devido à segregação se concentram na interface jorro-ânulo. Estas partículas estabelecem pontes líquidas mais fortes quando comparada com as demais partículas (vide Figura 4.9), necessitando assim, de forças inerciais maiores para quebrá-las, e manter o regime de jorro.

Porém, entre a referência ($d_p = 2,58$ mm), a mistura plana e a gaussiana de composição C, não há diferença de comportamento do adimensional da velocidade de mínimo jorro (v_{mj}/v_{mj0}) em função da concentração de glicerol (v_l/v_p), ou seja, para um intervalo de confiança de 95% (símbolo em barra), v_{mj}/v_{mj0} diminui com o aumento de v_l/v_p no leite conforme mostra Figura 4.11 b.



(a)



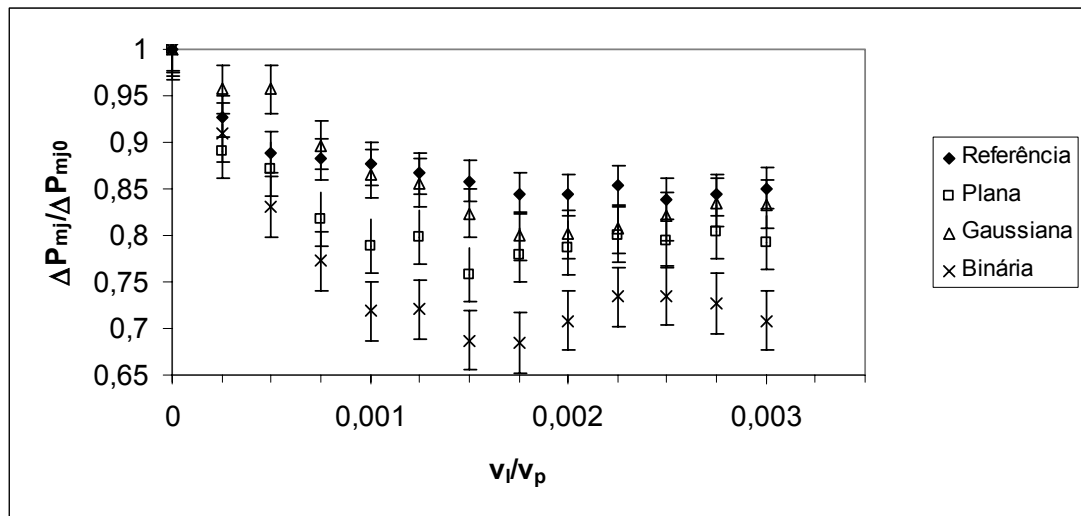
(b)

Figura 4.11 – Adimensional da velocidade de mínimo jorro (v_{mj}/v_{mj0}) em função de v_l/v_b em um leito de misturas de partículas: (a) composição B ($d_s = 2,18$ mm) e (b) composição C ($d_s = 2,58$ mm)

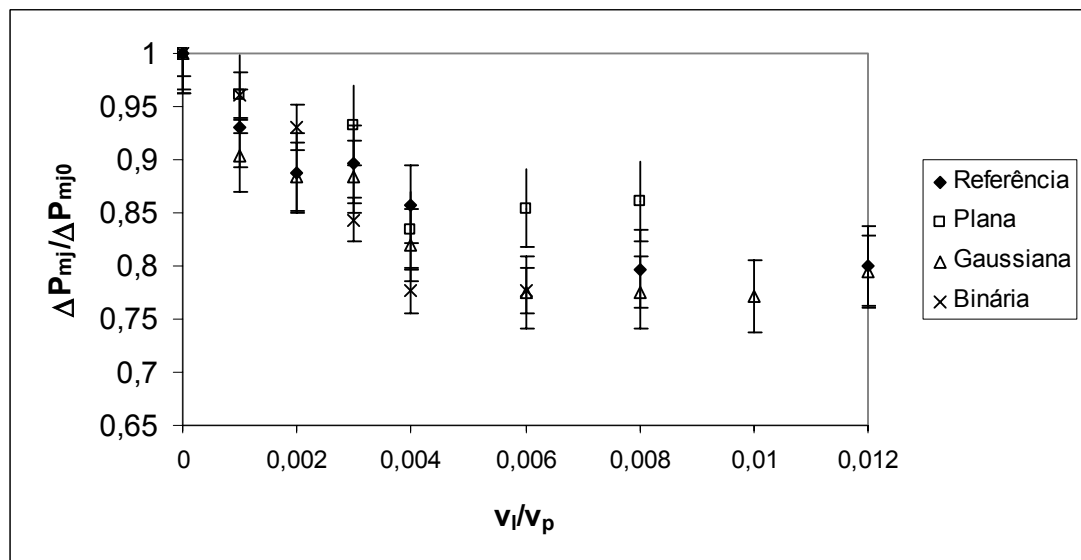
Estes dados estão de acordo com aqueles apresentados por Spitzner Neto *et al.* (2002) para o glicerol, que utilizaram faixas de concentrações e monopartícula com o mesmo diâmetro de peneira (d_p) empregado nesta pesquisa (d_p

= 2,58 mm, vide Quadro 2.6 e Figura 2.10). O comportamento semelhante de v_{mj}/v_{mj0} em função de v_l/v_p no leite entre as misturas (plana e gaussina) e a partícula de referência pode ser atribuído a alta estabilidade do regime de jorro atingido por estas misturas de composição C que apresentam d_{pL}/d_{pS} menor do que aquelas de composição B, conforme foi mostrado no item 4.1.3. Também, para a mistura binária de composição C, observa-se na Figura 4.11 que para um intervalo de 95% de confiança, v_{mj}/v_{mj0} aumenta com o aumento da concentração de glicerol no leite. Entretanto, analisando-se a Figura 4.11, nota-se que para a mistura binária de composição C, a variação de v_{mj}/v_{mj0} com a concentração de glicerol é menos pronunciada quando comparada a aquela apresentada pela mistura binária de composição B. Este comportamento provavelmente pode ser atribuído à segregação de partículas, que é mais acentuada para a mistura binária de composição B.

A Figura 4.12 apresenta o adimensional da queda de pressão de mínimo jorro $\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj0}$ em função da concentração do glicerol para as misturas de tamanho de partículas com duas composições distintas: (a) composição B e (b) composição C. Considerando um intervalo de confiança de 95%, verifica-se para as três misturas de composição B que $\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj0}$ diminui com o aumento da concentração de líquido no leite, conforme mostra a Figura 4.12a. Este comportamento da queda de pressão em função da quantidade de líquido para as misturas de composição B pode ser explicado devido ao perfil axial de tamanho de partículas apresentado para as misturas na Figura 4.7 (partículas com maior diâmetro localizam-se mais próximas à interface jorro-ânulo).



(a)



(b)

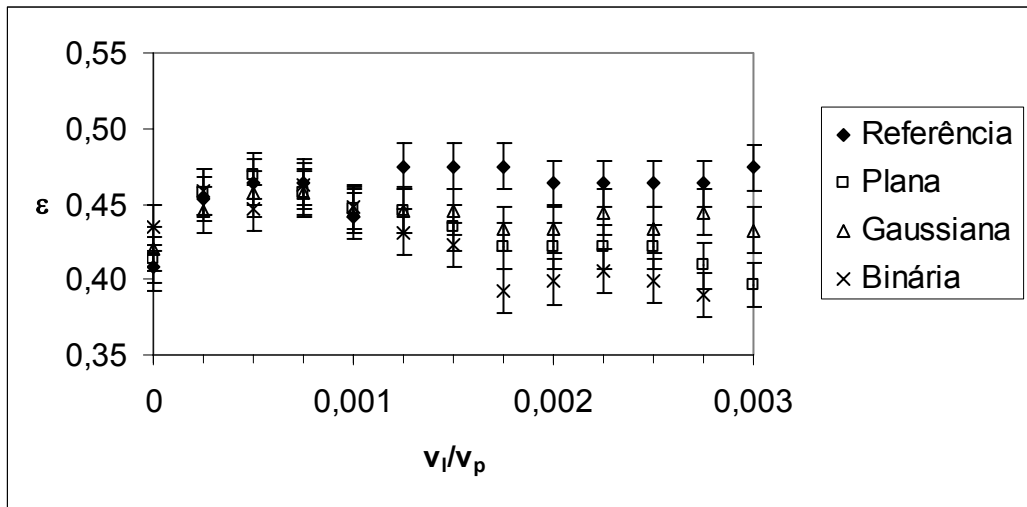
Figura 4.12 – Adimensional de queda de pressão de mínimo jorro ($\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj0}$) em função de v_l/v_p em um leito de misturas de partículas: (a) composição B ($d_s = 2,18$ mm) e (b) composição C ($d_s = 2,58$ mm)

Dessa maneira, como a mistura binária e a plana possuem maiores concentrações de partículas grandes, estas formam pontes líquidas de mais alta coesão. Isto aumenta a resistência do leito à passagem do ar para o ânulo, impedindo

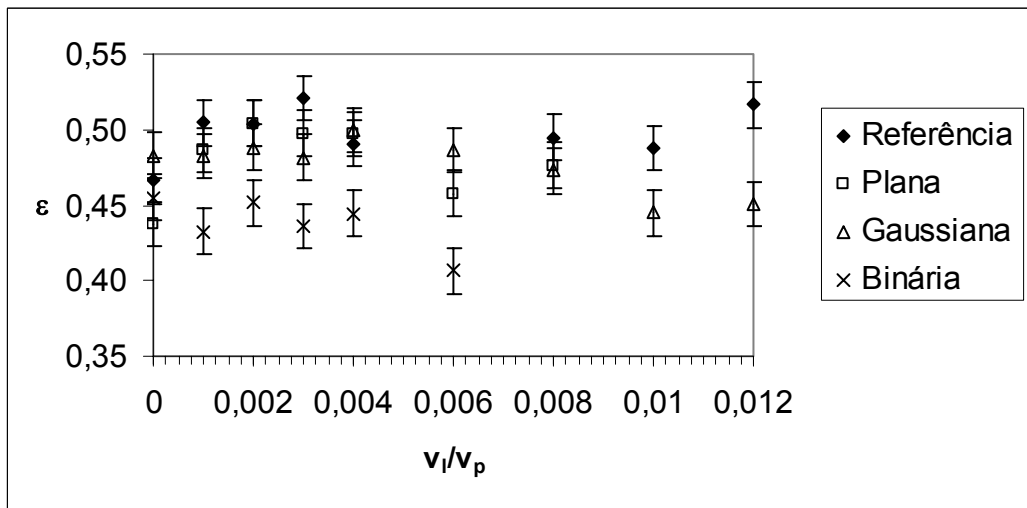
que parte deste ar atravesse a interface jorro-ânulo, reduzindo assim, a queda de pressão.

Porém, baseado em um intervalo de confiança de 95%, todas as misturas de composição C apresentaram o comportamento de $\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj0}$ em função da concentração do glicerol semelhante ao da partícula de referência, conforme mostra a Figura 4.12b. Isto provavelmente ocorre devido à razão de diâmetro entre a partícula maior e menor (d_{pL}/d_{pS}) que é de 1,98, ser insuficiente para causar uma variação na resistência à passagem do ar do jorro para o ânulo quando comparado ao da mistura de referência, conferindo assim, aos leitos com misturas de composição C a mesma redução de queda de pressão.

A Figura 4.13 apresenta a porosidade global em função da concentração de glicerol para as misturas de composição B e C. Para um intervalo de confiança de 95%, observa-se que para ambas as misturas binárias de composições B e C, o comportamento da porosidade em função da concentração de glicerol difere daquele apresentado pela partícula de referência e pelas misturas plana e gaussiana de composições B e C. Estes dados estão de acordo com a redução de queda de pressão, que é mais pronunciada para as misturas binárias, conforme mostra a Figura 4.12. Além disso, para um intervalo de confiança de 95%, observa-se pelos erros (símbolos em barra) que para as misturas plana e gaussiana, de ambas as composições, a porosidade não difere significativamente daquela apresentada pela partícula de referência.



(a)




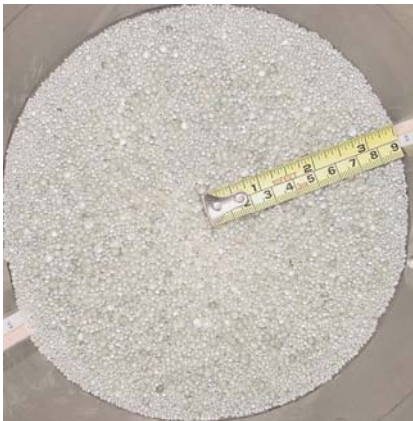

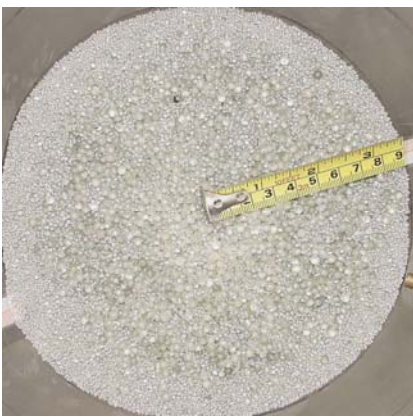


(b)

Figura 4.13 - Porosidade (ϵ) em função de v_l/v_p em um leito de misturas de partículas: (a) composição B ($d_s = 2,18$ mm) e (b) composição C ($d_s = 2,58$ mm)

Frente a estas discussões apresentadas, pode-se inferir que a secagem de pastas em leito de jorro cônico de partículas inertes que apresentem uma distribuição de tamanho gaussiana torna-se vantajosa quando comparada às outras distribuições. Isto pode ser comprovado através da análise da Figura 4.7, da Figura 4.9 e do Quadro 4.1, onde se observa que, na interface jorro-ânulo, devido à baixa

segregação de partículas no leito, a mistura gaussiana apresenta forças interpartícula mais fracas do que aquelas promovidas pelas outras misturas.

Quadro 4.1 – Relação das forças interpartículas entre as distribuições.

Tipo de distribuição	Pontes líquidas	Segregação de partículas
Gaussiana	 $F_{\text{Gaussiana}}$	
Plana	 F_{Plana}	
Binária	 $F_{\text{Binária}}$	

Relação entre as forças interpartículas: $F_{\text{Gaussiana}} < F_{\text{Plana}} < F_{\text{Binária}}$

Dessa maneira, por causa da baixa força de ligação entre as partículas na interface, a mistura gaussiana tem maior potencial para promover taxas de circulação de partículas que melhoram o contato efetivo entre o ar, a partícula e a pasta, aumentando, também, as taxas de transferência de calor e massa entre as fases.

4.4 Escoamento do ar característico do leito de jorro cônico

A Tabela 4.7 mostra os valores ótimos para os seis parâmetros das funções corretivas do modelo de Trindade *et al.* (2004). Baseado nestas funções de correção deste trabalho pode-se simular as variáveis operacionais do leito de jorro cônico (Q_{mj} , ΔP_{mj} , r_{mj} , v_a , P_j) e o escoamento característico do leito de jorro cônico, cujo mecanismo de formação do jorro é de transição ($0,014 < A < 0,02$). Isso é válido para a referência ($d_p = 2,58\text{mm}$) e para as misturas plana e gaussiana de composição C ($d_s = 2,58\text{ mm}$), cujos parâmetros operacionais do leito de jorro ligeiramente diferem com o tipo de distribuição empregada.

Tabela 4.7 – Parâmetros ajustáveis obtidos para as duas funções corretivas f_1 e f_2

Parâmetros Equação (3.2)	Valores ótimos
$a_1 (\mu\text{m}^{-c_1})$	0,668
$b_1 (\mu\text{m})^{-c_1}$	0,457
$c_1 (-)$	1,670
$a_2 (-)$	-1,872
$b_2 (-)$	1,520
$c_2 (-)$	-0,547
$f_{obj} (-)$	0,0025

A Figura 4.14 e a Figura 4.15 apresentam as curvas experimentais e simuladas das variáveis operacionais do leito de jorro: a razão adimensional da vazão volumétrica mínima de jorro (Q_{mj}/Q_{mj0}) em função de p_1 , e a razão adimensional da queda de pressão de mínimo jorro ($\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj}$) em função de p_2 . Baseado na análise estatística, o coeficiente de correlação (r) entre os dados simulados e os experimentais é de 0,95 para a curva de Q_{mj}/Q_{mj0} em função de p_1 e de 0,81 para a curva de $\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj}$ em função de p_2 . Isso indica que o modelo com as funções corretivas mostradas na Tabela 4.7 é adequado para estimar satisfatoriamente a curva de Q_{mj}/Q_{mj0} em função de p_1 (erro médio = 0,1%) e prediz razoavelmente a curva de $\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj}$ em função de p_2 (erro médio = -5%).

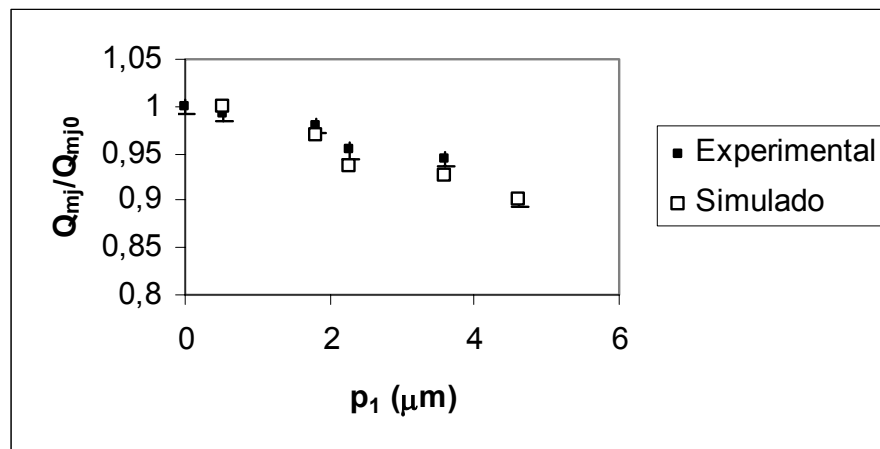


Figura 4.14 – Adimensional da vazão volumétrica mínima de jorro (Q_{mj}/Q_{mj0}) em função de $p_1 = e(1-\varepsilon)/\varepsilon$.

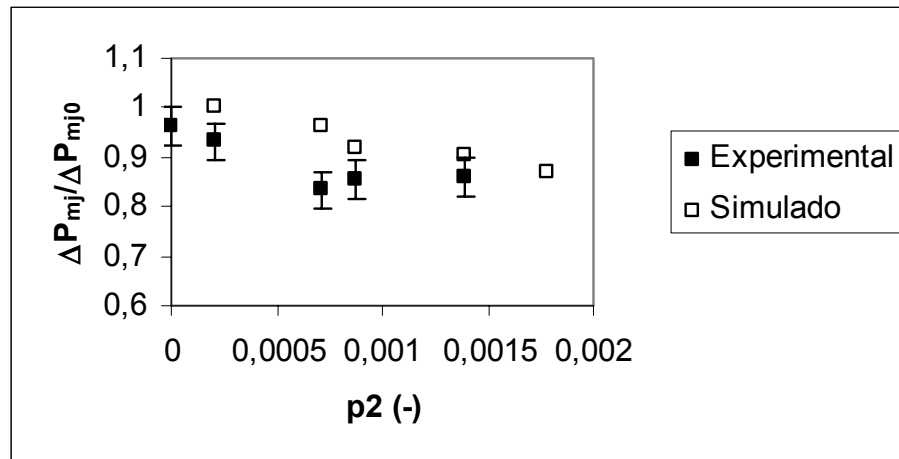


Figura 4.15 – Adimensional de queda de pressão de mínimo jorro ($\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj0}$) em

função de $p_2 = p_1\phi/d_p$

Além disso, os erros na estimativa dos parâmetros são mais baixos que os experimentais e aceitáveis estatisticamente dentro de um intervalo de confiança de 95%. Por esta razão, pode-se concluir que este modelo com as funções corretivas mostradas na Tabela 4.7 pode ser usado para estimar as outras variáveis fluidodinâmicas em função da quantidade de glicerol no leite.

Também, nota-se na Figura 4.14 e na Figura 4.15 que Q_{mj}/Q_{mj0} e $\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj0}$ diminuem com o aumento da concentração de glicerol (isto é, à medida que p_1 e p_2 aumentam). A redução de Q_{mj}/Q_{mj0} em função de p_1 é devido à formação da ponte líquida e torna-se mais acentuada à medida que forças de ligação entre as partículas aumenta. Isto contribui para reduzir a taxa de escoamento de ar que atravessa a interface assim como o movimento das partículas na região do ânulo. Dessa maneira, com o aumento da concentração de glicerol, baixas vazões volumétricas de ar são necessárias para manter o regime de jorro estável conforme mostra a Figura 4.14. Com respeito ao $\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj0}$ em função de p_2 , suas tendências

podem ser explicadas pelo aumento da resistência do leito à passagem do ar através da interface na presença do glicerol. Isto evita que parte do ar de entrada do leito atravesse a interface, causando assim, a redução na queda de pressão do leito conforme mostra a Figura 4.15. Por esta razão, as curvas de $P_j(z)$ simuladas apresentadas na Figura 4.16 mostram que o aumentam na concentração de glicerol no leito resulta na redução da queda de pressão na interface, indicando assim, que menos ar atravessa a interface. Estes resultados simulados estão de acordo com as tendências apresentadas pelas curvas experimentais de $\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj0}$ em função de p_2 .

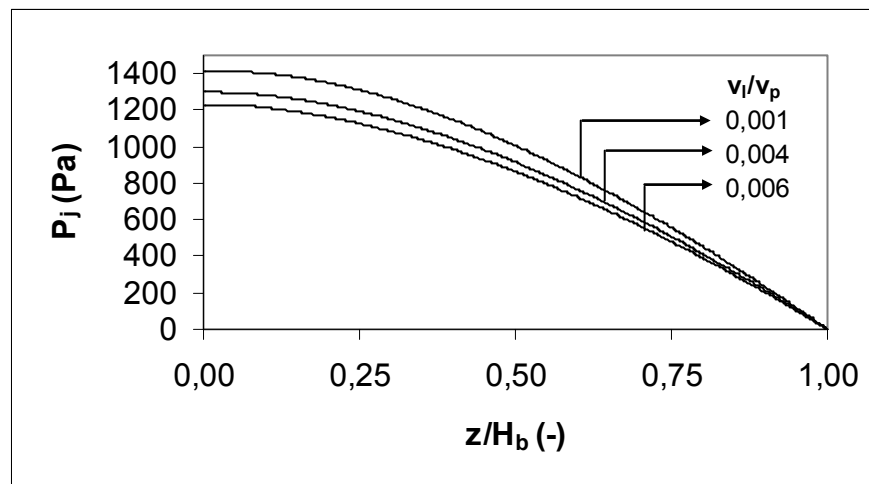


Figura 4.16 – Queda de pressão (P_j) estimada ao longo da interface em função de z/H_b para uma dada concentração de glicerol.

A Figura 4.17 e a Figura 4.18 apresentam os perfis simulados da velocidade superficial do ar na região anular, $v_a(z)$, e do raio do jorro, $r_{mj}(z)$ em função da concentração de glicerol. Na faixa de $0 \leq v_1/v_p \leq 0,003$, estes perfis são semelhantes (não são mostrados na Figura 4.17 e na Figura 4.18), entretanto, mudanças evidentes na forma da curva de $v_a(z)$ podem ser observadas para $v_1/v_p \geq$

0,004. Note também que, para uma dada concentração de glicerol, $v_a(z)$ aumenta até um ponto máximo próximo de $z/H_b \cong 0,125$, posteriormente, começa a diminuir para $z/H_b > 0,125$. Tal comportamento de $v_a(z)$ em função de z/H_b e de v_l/v_p , pode ser explicado devido ao alargamento do raio do jorro (r_{mj}), mesmo considerando que há uma redução na vazão volumétrica de ar do jorro para o ânulo, pois r_{mj} é mais pronunciado de $z/H_b = 0$ à $z/H_b = 0,125$ quando comparada com o raio da região anular ($= R_c - r_{mj}$, vide Figura 4.18). Esta é a forma do raio de jorro característico de leitos de jorro cônicos para uma faixa específica de valores do parâmetro A ($0,014 < A < 0,02$, parâmetro de Littman e Morgan, 1988) conforme já apresentado no Quadro 2.5.

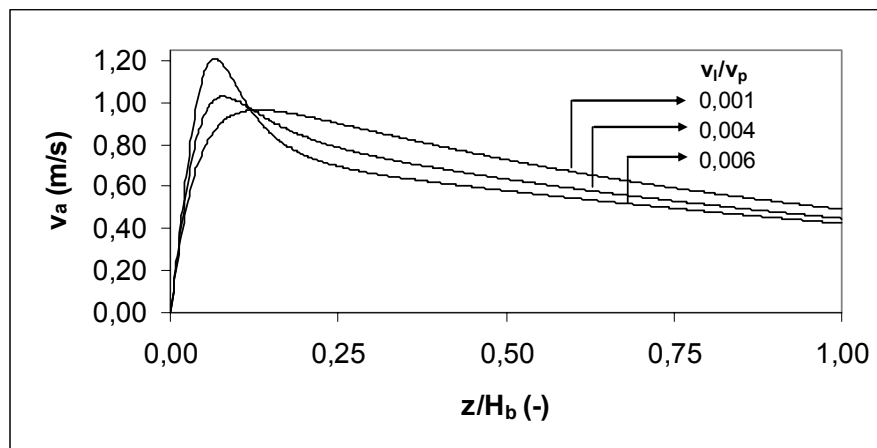


Figura 4.17 – Perfil simulado da velocidade do ar no ânulo (v_a) em função de z/H_b e da concentração de glicerol

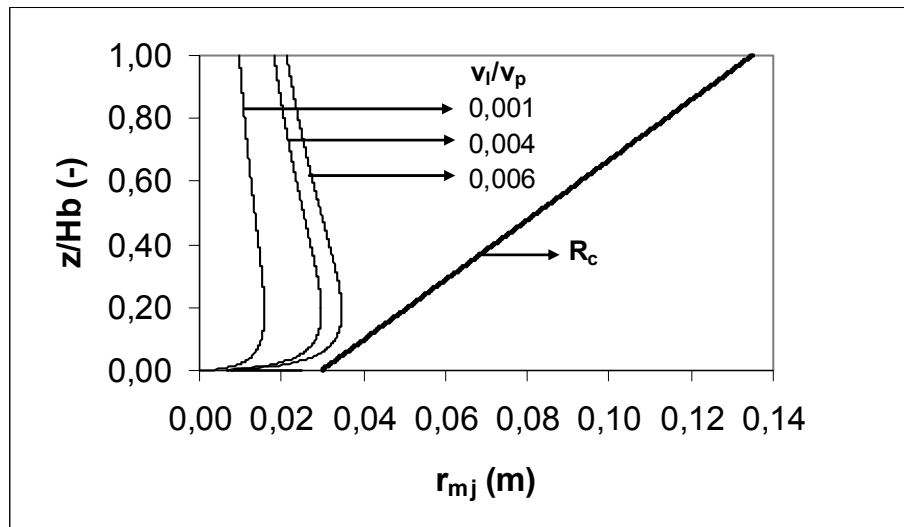


Figura 4.18 – Perfil simulado de r_{mj} em função de z/H_b e da concentração de glicerol. R_c representa o raio da coluna em função de z/H_b .

Apesar dos perfis de $v_a(z)$ e $r_{mj}(z)$ serem somente simulados, eles estão de acordo com as tendências relatadas para a grandeza das forças interpartículas em função do tamanho das partículas e da concentração de glicerol conforme foi apresentado pela teoria das forças coesivas no item 2.4, e nas suas estimativas no item 4.3 para leitos de jorro cônicos. De acordo com as estimativas apresentadas, as forças interpartículas têm seus valores mais elevados na interface, devido ao maior diâmetro da partícula e a maior velocidade de separação partícula-partícula nesta região. A concentração de partículas de maior diâmetro próximo à interface é decorrente da segregação das partículas e o aumento da velocidade de separação partícula-partícula nesta região se deve à ação da componente axial da velocidade do ar sobre a força inercial.

Dessa maneira, somente na base da coluna, a força inercial possui componente radial suficiente para quebrar as pontes líquidas entre as partículas inertes e carregá-las ao longo do jorro até que atinjam a superfície do leito. Tal

comportamento não somente mantém o regime de jorro estável, mas provavelmente alarga o jorro na base do leito conforme mostra a Figura 4.18. Na prática, durante o recobrimento de comprimidos ou de sementes assim como também na secagem de pastas, estas descobertas implicam que a aglomeração de partículas ocorrerá em $z/H_b > 0,125$, ao invés de acontecer na base, pois esta última apresenta valores altos de v_a (Figura 4.17).

Comparando este conjunto de dados com aqueles relatados para emulsão de ovo (Costa Jr. *et al.* 2006), pode-se observar que ambos estão de acordo, pois o raio de jorro se alarga com o aumento da concentração de líquido (glicerol ou emulsão de ovo). Isto implica que um aumento de v_a na base da coluna e sua redução no topo (Figura 4.17) favorece a aglomeração das partículas na superfície do leito quando a suspensão é alimentada no topo da coluna como foi experimentalmente verificado por Spitzner Neto *et al.* (2002) para emulsão de ovo.

Por outro lado, os dados obtidos aqui diferem daqueles relatados para o licor negro (Costa Jr. *et al.*, 2006), pois, neste último, o raio de jorro se contrai com o aumento da concentração de licor negro adicionado ao leito. Também, $v_a(z)$ torna-se tão alta no topo da coluna quando comparada a aquela na base, indicando que a aglomeração de partículas começa próxima à base da coluna devido à redução em $v_a(z)$ nesta região, conforme apresentado por Trindade *et al.* (2004).

Frente a estas comparações, pode-se observar que os dados apresentados são consistentes com aquele mostrado para a emulsão de ovo, os quais foram obtidos usando o mesmo equipamento e partículas inertes (nesta pesquisa, misturas de tamanho de partículas de composição C, $d_s = 2,58$ mm e monopartícula com $d_p = 2,58$ mm; Spitzner Neto *et al.* 2001 utilizaram monopartícula com $d_p = 2,58$ mm). Conseqüentemente, mesmo considerando as diferenças entre as pastas, o

mesmo mecanismo transacional de quebra do leito ($0,014 < A < 0,02$) é atingido em ambos os experimentos. Dessa maneira, estes conjuntos de dados diferem daqueles apresentados para o licor negro porque no leito de jorro cônico composto por partículas de polipropileno um tipo diferente de mecanismo de quebra é atingido ($A > 0,02$, vide Quadro 2.5).

5 CONCLUSÕES

Neste capítulo, serão apresentadas as conclusões deste trabalho com respeito à estabilidade do regime de jorro com misturas de tamanhos de partículas de inertes, ao efeito das forças coesivas na fluidodinâmica do leito de jorro, bem como a simulação do modelo que prediz o comportamento do leito de jorro cônico na presença de pastas e/ou suspensões.

5.1 Estabilidade do regime de jorro

A estabilidade do regime de jorro em leitos compostos de monopartículas ou de misturas de tamanhos pode ser atingida em certas faixas de velocidade do ar, conforme foi mostrado pela análise da flutuação do sinal de pressão no leito. Por outro lado, dependendo da complexidade do comportamento da fluidodinâmica do leito, o regime de jorro instável pode ser atingido ou não, como acontece com o surgimento de bolhas e de oscilações da fonte (redemoinhos) no leito respectivamente para as misturas plana de composições A e B.

Com respeito à estabilidade de leitos com misturas compostas de partículas de pequeno diâmetro ($d_p < 1$ mm) e de grande diâmetro (misturas de composição A), verifica-se que o regime de jorro estável não é atingido para o leito composto por partículas de pequeno diâmetro, bem como, para aqueles leitos formados por misturas que as contenham.

Além disso, observa-se que ao adicionar uma partícula quase favorável ao jorro ($d_p = 1,29$ mm), a qual mantinha um regime de jorro instável, com outras duas de grande diâmetro ($d_p = 2,18$ mm e $d_p = 3,67$ mm), isto possibilita que o regime de jorro se estabeleça, embora a sua estabilidade dependa da distribuição

resultante no leito, da velocidade do ar, da razão de diâmetro entre a partícula de maior e menor tamanho, d_{pL}/d_{pS} , e da altura de leito empregada.

Em relação às misturas ternárias compostas por partículas de grande diâmetro (composições B e C), regiões de regime de jorro estável podem ser atingidas nas curvas de σ em função de v/v_{mj} à medida que se reduz a razão de diâmetro entre a maior e a menor partícula, d_{pL}/d_{pS} , de 2,85 para 1,98. Para um desvio padrão de 50 Pa, o regime de jorro pode ser atingido em leitos de monopartículas com $d_p > 1,29$ mm e de misturas de partículas de grande diâmetro adequadas ao jorro (como por exemplo todas as misturas de composição C).

5.2 O efeito das forças interpartículas no leito de jorro

Os dados mostram que ao adicionar o glicerol no leito de jorro de misturas de tamanho de partículas binárias e ternárias, o seu comportamento fluidodinâmico muda significativamente quando comparado aquele relatado pela monopartícula (referência) somente para as misturas de composição B.

Dessa maneira, para a partícula de referência de composição B a velocidade de mínimo jorro não varia significativamente com o aumento da concentração de glicerol. Entretanto, para as outras misturas de composição B utilizadas, v_{mj}/v_{mj0} aumenta com o aumento na concentração de glicerol no leito. Este aumento é mais pronunciado para as misturas plana e binária. O adimensional de queda de pressão de mínimo jorro ($\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj0}$) diminui com o aumento da concentração de glicerol para as misturas estudadas.

Tais mudanças são atribuídas ao perfil de segregação ao longo do leito, o qual gera forças interpartículas de magnitude variável na interface jorro-ânulo.

Também, a estimativa das forças de coesão entre as esferas com tamanhos uniformes ou com distribuição de tamanhos, consegue prever satisfatoriamente as tendências de comportamento das variáveis fluidodinâmicas em função da concentração do líquido adicionado aos inertes.

5.3 Simulação do escoamento do ar no leito de jorro

Os dados simulados pelo modelo de Trindade *et al.* (2004) representam bem as variáveis fluidodinâmicas de operação do leito de jorro em função da concentração de glicerol. Sendo assim, a razão adimensional da vazão volumétrica mínima de jorro (Q_{mj}/Q_{mj0}) em função de p_1 e a razão adimensional da queda de pressão de mínimo jorro ($\Delta P_{mj}/\Delta P_{mj0}$) em função de p_2 podem ser estimadas respectivamente com um erro médio de 0,1 a 5%.

Esse modelo desempenha um papel importante no estudo da secagem de pastas, pois permite a determinação dos perfis axiais do diâmetro de jorro e da velocidade do ar no ânulo em função da quantidade de suspensão adicionada ao leito de partículas de inertes, e mostra onde, no leito, a aglomeração de partículas pode acontecer. Dessa maneira, isto permite que os pesquisadores melhorem os seus conhecimentos sobre a fluidodinâmica e a secagem em leito de jorro cônico. Além disso, ao comparar a verificação do modelo com o mesmo leito operando com duas suspensões diferentes, observou-se que o tipo de mecanismo de quebra do leito dita o escoamento do ar característico do leito de jorro, ao passo que a pasta caracteriza a ordem de grandeza da mudança das variáveis de operação do leito de jorro.

6 SUGESTÕES

Para dar continuidade a esta pesquisa seria interessante:

- investigar a estabilidade do regime de jorro utilizando técnicas de análise da flutuação de pressão no leito de jorro cônico no domínio do tempo, pelo o uso de ferramentas estatísticas e da teoria do caos, bem como também, no domínio da frequência, empregando-se a análise dos espectros de potência do sinal das séries de tempo;
- estabelecer uma metodologia de análise de tensões no leito de jorro, visando modelar o comportamento da fluidodinâmica do leito de jorro cônico em presença de pastas, e
- realizar um estudo sobre a secagem de pastas em leito de jorro com misturas de tamanho de partículas de inertes.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ADAMS, M. J.; PERCHARD, V. The cohesive force between particles with interstitial liquid. **I. Chem. Symposium Series**, 91, 147-161, 1985.

BARRET, N.; FANE, A. Drying liquid material in spouted bed. In: MUJUMDAR, A. S.; ROQUES, M. A. **Drying '89**. New York: Hemisphere Publishing Corporation, 1990, p. 415-420.

BARROS NETO, B.; SCARMINIA, I. S.; BRUM, E. R. **Planejamento e otimização de experimentos**, 2.ed. Campinas: Editora da UNICAMP, 1996.

BI, H. T.; MACCHI, A.; CHAOUSKI, J.; LEGROS, R. Minimum spouting velocity of conical spouted beds, **Can. J. Chem. Eng.**, 75, 460-465, 1997.

CHARBEL, A. L. T.; MASSARANI, G.; PASSOS, M. L. Analysis of effective solid stresses in a conical spouted bed, **Brazilian J. Chem. Eng.**, 16, 433-449, 1999.

COELHO, M. C.; HARNBY, N. Moisture Boinding in Powders, **Powder Technol.**, 20, 201-205, 1978.

COOK, H. H.; BRIDGWATER, J. Segregation in spouted beds. **Can. J. Chem. Eng.**, 56, 636-638, 1978.

COOK, H. H.; BRIDGWATER, J. Particle residence times in the continuos spouting of mixtures. **Can. J. Chem. Eng.**, 63, 326-331, 1985.

COSTA JR, E. F.; CARDOSO, M.; PASSOS, M. L. Simulation of drying suspension in spout-fluid beds of inert particles, **Drying Technol.**, 19, 1975-2001, 2001.

COSTA, E. F.; FREIRE, F. B.; FREIRE, J. T.; PASSOS, M. L. Spouted Beds of Inert Particles for Drying Suspension, **Drying Technol.**, 24, 3, 315-325, 2006.

COSTA JR., E. F.; FREIRE, F. B.; FREIRE, J. T.; PASSOS, M. L. Spouted beds of inert particles for drying suspensions. **Drying. Technol.** 23, 3, 315-325, 2006.

EPSTEIN, N.; GRACE, J. R. Spouting of particles solids. In: FAYED, M. E.; OTTEN, L. **Handbook of Powder Science & Technology**. 2 nd. ed. New York: Chapman & Hall, 1997. p. 532-567.

FREITAS, L. A. P.; DOGAN, O.M.; LIM, C. L; GRACE, J.R.; BAI, D. Identification of flow regimes in slot-retangular spouted beds using pressure fluctuations, **Can. J. Chem. Eng.**, 82, 60-73, 2004.

FUNG, W. F.; ROMANKOV, P. G.; RASHKOVSKAYA, N. B. Research on the hydrodynamics of spouting bed, **Zh. Prikl. Khim.** 42, 609-617, 1969.

- GELDART, D. **Gas fluidization technology**, John Willey & Sons, London, 1986.
- GOLDEMBERG, J. **Física geral e experimental**, 3. ed. v.1. São Paulo: Companhia Nacional, 1977.
- HOTTA, K.; TAKEDA, K. IINOYA, K. The capillary binding force of a liquid bridge, **Powder Technol.**, 10, 231-242, 1974.
- ISHIKURA, T.; SHINOHARA, H. Minimum spouting velocity for binary mixtures of particles, **Can. J. Chem. Eng.**, 60, 697-703, 1982.
- ISHIKURA, T.; SHINOHARA, H.; TANAKA, I. Behavior of fine particles in a spouted beds onsting of fine particles and coarse particles, **Can. J. Chem. Eng.**, 61, 317-324, 1983
- JING, S.; HU, Q. Y.; WANG, J. F.; JIN, Y. Fluidization of coarse particles in gas-solid conical beds, **Chem. Eng. Process.**, 39, 379-387, 2000.
- KENNEDY, J.; EBERHART, R. C., Particle Swarm Optimization. In: International Conference on Neural Networks, 1995. Perth- Austrália. **Proceedings...** Perth-Austrália: ,1995 1 CD.
- KUCHARSKI, J.; KIMIEC, A. Hydrodynamic, heat and mass transfer during coating of tablets in a spouted bed, **Can. J. Chem. Eng.** 61, 435-439, 1983.
- KUTLUOGLU, E.; GRACE, J. R.; MURCHIE, K. W.; CAVANAGH, P. H. Particle segregation in spouted beds. **Can. J. Chem. Eng.**, 61, 308-324, 1983.
- LIFSHITZ, E. M. The theory of molecular attractive force between solids, **Soviet Physics**, 2, 1, 73-92, 1956.
- LITTMAN, H.; MORGAN, M. H. **Transport Processes in Fluidized Beds**, Elsevier, Amsterdam, 1988.
- MARKOWSKI, A.; KAMINSKI, W. Hydrodynamic characteristics of jet-spouted beds, **Can. J. Chem. Eng.**,61, 377-381, 1983.
- MATHUR, K. B.; EPSTEIN, N. **Spouted bed**. New York: Academic Press, 1974, 304 p.
- MEHROTRA, V. P.; SASTRY, K. V. S. A novel method for the calculation of pendular bond characteristics between unequal-sized particles, **Powder Technol.**, 41, 259-263, 1985.
- MCLAUGHLIN, L.J.; RHODES, M.J. Prediction of fluidized behavior in the presence of liquid bridges, **Powder Technol.**, 114, 213-223, 2001.
- MONTGOMERY, D. C.. **Design and analysis of experiments**. 2 ed. New York: John Wiley, c1984. 538 p.

MUKHLENOV, I. P.; GORSHTEIN, A. E. Spouting beds, **Khim. Prom.** 41, 443-446, 1965.

NIELSEN K. A.; HILL, J. C. Capture of particles on spheres by inertial and electrical forces, **Ind. Eng. Chem. Fundam.**, (15) 157-163, 1976.

NIENOW, A. W., NAIMER, N. S., CHIBA, T. Studies of segregation/mixing in fluidized beds of different size particles. In: Proc. World congress II of Chem. Eng., 2, 1986, Tokyo. **Proceedings...** Tokyo: The Society of chemical Engineers: 1986, p.457-460.

NIKOLAEV, A. M.; GOLUBEV, L. G.; KIROV, S. M. Basic hydrodynamic characteristics of a spouting bed, **Khim.i Khim. Tekhnol.**, 7, 855-857, 1964.

OLAZAR, M.; SAN JOSÉ, M. J.; AGUAYO, A. T.; ARANDES, J. M.; BILBAO, J. Stable operation conditions for gas-solid contact regimes in conical spouted beds, **Ind. Eng. Chem. Res.**, 31, 1784-1793, 1992,

OLAZAR, M.; SAN JOSÉ, M. J.; PEÑAS, F. J.; AGUAYO, A. T.; BILBAO, J. Stability and hydrodynamics of conical spouted beds with binary mixtures. **Ind. Eng. Chem. Res.**, , 32, 2826-2835, 1993

OLAZAR, M.; SAN JOSÉ, M. J.; LLMOSES, R.; ALVAREZ, S.; BILBAO, J. Study of local properties in conical spouted beds using optical fiber probe, **Ind. Eng. Chem. Res.**, 34, 4033-4039, 1998.

OLAZAR, M.; SAN JOSÉ, M. J.; ALVAREZ, S.; MORALES, A.; BILBAO, J. Design of conical spouted beds for the handling of low-density solids. **Ind. Eng. Chem. Res.**, 43, 2, 655-661, 2004.

OLIVEIRA, I. M. **Simulação da secagem de pastas em leito de jorro cônico.** 1995. Dissertação (Mestrado em Engenharia Química)-EE/UFGM, Universidade Federal de Minas Gerais, Belo Horizonte, 102p.

PASSOS, M. L.; MASSARANI, G.; FREIRE, J. T; MUJUMDAR, A. S. Drying of pastes in spouted beds of inert particles: design criteria and modeling, **Drying Technol.**, 15 (2) 605-624, 1997.

PASSOS, M. L.; MASSARANI, G. Análise das forças coesivas interpartículas em leito fluidizado. In: XXVIII CONGRESSO BRASILEIRO DE SISTEMAS PARTICULADOS, 28, 2000, Rio de Janeiro. **Anais do XXVIII Enemp...**Rio de Janeiro: Editora da COPPE/UFRJ. 2000, v. 1, p. 141-148.

PASSOS, M. L.; MUJUMDAR, A. S. Effect of cohesive forces on fluidized and spouted beds of wet particles. **Powder Technology**, v. 110, p. 222-238, 2000.

PATEL, K.; BRIDGWATER, J.; BAKER, C. G. J. Spouting behavior of wet solids. In: MUJUMDAR, A. S.; ROQUES, M. A. **Drying '86**. New York: Hemisphere Publishing Corporation, 1986. p.183-189.

PHAM, Q. T. Behavior of conical spouted-bed dryer for animal blood. **Can. J. Chem. Eng.**, 61, 3, 426-434, 1983.

PICCININI, N.; BERNAHRD, A.; CAMPAGNA, P. VALLANA, F. Segregation phenomenon in spouted beds, **Powder Technol.**, 18, 171-178, 1977.

POVRENOVIC, D. S.; HADZISMAJLOVIC, D. E.; GRBAVCIC, Z. B.; VUKOVIC, D. V. LITTMAN, H. Minimum fluid flowrate, pressure drop and stability of a conical spouted bed, **Can. J. Chem. Eng.**, 70, 216-223, 1992.

ROBINSON, T.; WALDIE, B. Particle cycle times in a spouted bed of polydisperse particles. **Can. J. Chem. Eng.**, 56, 632-635, 1978.

ROCHA, S. C. S.; TARANTO, O. P.; SILVA, V. A.; GONÇALVES, C. H.; RAGHAVAN, G. S. V. Pressure drop fluctuation analysis as a tool for obtaining the fluid-dynamic regimes in spouted beds. **Drying 98 A**, 512-518, 1998

ROWE, P. N.; NIENOW, A. W.; AGBIM, A. J. A preliminary qualitative study of particle segregation in gas fluidized beds- Binary systems of near spherical particles. **Trans. Inst. Chem. Eng.**, 50, 324-342, 1972.

RUMPF, H. **Particle Technology**, Chapman and Hall, New York, 1991.

SAN JOSÉ, M. J.; OLAZAR, M.; PEÑAS, F. J.; BILBAO, J. Segregation in conical spouted beds with binary and ternary mixtures of equidensity spherical particles. **Ind. Eng. Chem. Res.** 33, 1838-1845, 1994.

SAN JOSÉ, M. J.; OLAZAR, M.; PEÑAS, F. J.; BILBAO, J. Correlation for calculation of the gas dispersion coefficient in conical spouted beds. **Chem. Eng. Science.** 50, 13, 2161-2172, 1995.

SAN JOSÉ, M. J.; OLAZAR, M.; AGUADO, R.; BILBAO, J. Influence of the conical section geometry on the hydrodynamics of shallow spouted beds, **Chem. Eng. J.** 62, 2, 113-120, 1996.

SAN JOSÉ, M. J.; OLAZAR, M.; ALVAREZ, S.; BILBAO, J. Local bed voidage in conical spouted beds, **Ind. Eng. Chem. Res.**, 37, 2553-2558, 1998.

SCHNEIDER, T.; BRIDGWATER, J. The stability of wet spouted beds. **Drying Technol.**, 11, 2, 277-301, 1993.

SCHUBERT, H.; HERRMAN, W.; RUMPF, R. Deformation behaviour of agglomerates under tensile stress, **Powder Technol.**, 11, 121-131, 1975.

SCHUBERT, H. Principles of agglomeration. **ICChE**, 21, 3, 363-377, 1981.

SCHUBERT, H. Capillary Forces – Modeling and application in particulate technology, **Powder Technol.**, 37, 105-116, 1984.

SCHUBERT, H. Tensile strength and capillary pressure of moist agglomerates. In: Sastry, K. V. S. (ed). **Agglomeration 77**. New York: American Institute of Mining, Metallurgical and Petroleum Engineers, 1977. v.1, p. 144-155.

SEVILLE, J. P. K.; WILLETT, C. D.; KNIGHT, P. C. Interparticle forces in fluidisation: a review, **Powder Technol.**, 113, 261-268, 2000.

SPITZNER-NETO, P.I.; CUNHA, F.O.; Freire, J.T. The influence of the paste feed in the minimum spouting velocity. **Brazilian J. Chem. Eng.** 18, 243-251, 2001.

SPITZNER, P. I.; CUNHA, F. O; FREIRE, J. T. Effect of the presence of paste in a conical spouted bed dryer with continuous feeding. **Drying. Technol.**, 20 (4-5), 789-812, 2002.

TARANTO, O. P.; ROCHA, S. C. S; RAGHAVAN, G. S. V. Monitoring spouted bed regimes through the analysis of bed pressure drop fluctuations. In: 47th Can. Chem. Engng. Conf., 47, 1997, Edmonton- Ca. **Proceedings...**Edmonton: AB, 1997.

TRINDADE, A. L. G., PASSOS, M. L., COSTA JR., E. F., AND BISCAIA JR., E.C. The effect of interparticle cohesive forces on the simulation of fluid flow in spout-fluid beds, **Brazilian J. Chem. Eng.** 21, 113-125, 2004.

TSVIK, M. Z.; NIBIEV, M. N. RIZAEV, N. U.; MERENKOV, K. V; VYZGO, V. S. Minimal rate of internal gushing during composite production of granulated fertilizer, **Uzb.Khim.Zh.**, 10, 3-6 1966.

UEMAKI, O.; YAMADA, R.; KUGO, M. Particle segregation in a spouted bed of binary mixtures of particles. **Can. J. Chem. Eng.**, 61, 303-307, 1983.

WANG, Z.; BI, H.T.; LIM, C. J; SU, P. Determination of minimum spouting velocities in conical spouted beds, **Can. J. Chem. Eng.**, 82, 11-19, 2004.

XU, J; BAO, X.; WEI, W.; SHI, G.; SHEN; S.; BI, H. T.; GRACE, J.R.; LIM, C. J. Statistical and frequency analysis of pressure fluctuations in spouted beds, **Powder Technol.**, 140, 141-154, 2004.