

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA

Estudo do Arraste de Partículas de FCC em Leito Fluidizado Borbulhante

Volume I

Autor: Paulo Roberto Tardin Jr.

Orientador: Leonardo Goldstein Jr.

12/97

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE A REDAÇÃO FINAL DA
TESE DEFENDIDA POR Paulo Roberto Tardin
E APROVADA PELA
COMISSÃO JULGADORA EM 15 / 10 / 97.

Leonardo Goldstein Jr.

ORIENTADOR

T173e
v.1
34453/BC

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA TÉRMICA E DE FLUIDOS

Estudo do Arraste de Partículas de FCC em Leito Fluidizado Borbulhante

Autor: Paulo Roberto Tardin Jr.

Orientador: Leonardo Goldstein Jr.

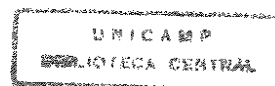
Curso: Engenharia Mecânica

Área de Concentração: Térmica e Fluidos

Tese de Doutorado apresentada à comissão de Pós-Graduação da Faculdade de Engenharia Mecânica, como requisito para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica.

Campinas, 1997

SP - Brasil



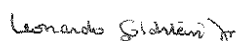
UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA TÉRMICA E DE FLUIDOS

Tese de Doutorado

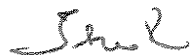
Estudo do Arraste de Partículas de FCC em Leito Fluidizado Borbulhante

Autor: Paulo Roberto Tardin Jr.

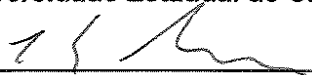
Orientador: Leonardo Goldstein Jr.



Prof. Dr. Leonardo Goldstein Jr.
Universidade Estadual de Campinas



Prof. Dr. Theo Guenter Kiekbush
Universidade Estadual de Campinas



Prof. Dr. Fernando Eduardo Milioli
Universidade de São Paulo



Prof. Dr. Fernando de Almeida França
Universidade Estadual de Campinas



Prof. Dr. Kamal Abdel Radi Ismail
Universidade Estadual de Campinas

Campinas, 15 de dezembro de 1997

A Cristo, o andrógino perfeito,
por propiciar-me o milagre da fé, na comunhão com o pão, com o vinho e com a vida.

Agradecimentos

Aos meus pais, Paulo Roberto Tardin e Nilda Bonfim Tardin, e as minhas irmãs, Eliane Maria Tardin e Neyla Tardin, pelo amor recebido, independente da distância.

Ao amigo orientador Leonardo Goldstein Jr., por ser, orientar e estar presente.

Ao amigo Waldir Antônio Bizzo, por seu companheirismo e inestimável ajuda durante a realização dos testes experimentais.

A CAPES e à Faculdade de Engenharia Mecânica da Unicamp, por propiciarem as condições necessárias à realização deste trabalho.

À REPLAN-PETROBRÁS, por ter cedido quatro toneladas de partículas catalíticas.

A Fábio Luís Fassani e Francis Henrique Ramos França, meus amigos e colegas de trabalho, pelo apoio e contribuições durante a execução do trabalho.

Aos técnicos da oficina: Luís Zanaga, Maurício di Pieri, Luiz Gama e Gonçalves, pelo auxílio na montagem experimental e durante os testes.

A Wilton Furquim, pelas figuras deste texto.

Aos professores e colegas do Departamento de Engenharia Térmica e de Fluidos.

Índice

VOLUME I

	Dedicatória	iv
	Agradecimentos	v
	Índice	vi
	Lista de Figuras	viii
	Lista de Tabelas	x
	Nomenclatura	xii
	Resumo	xvii
	Abstract	xviii
Capítulo 1	Introdução	1
	1.1 Localização do Problema	1
	1.2 Estado da Arte	3
	1.2.1 Fenômeno do arraste de partículas em leito fluidizado	3
	1.2.2 Análise dos modelos propostos na literatura	18
	1.3 Objetivos do Trabalho	27
Capítulo 2	Modelo do Arraste de Partículas Proposto	28
	2.1 Leito Denso	28
	2.1.1 Leito denso propriamente dito	28
	2.1.2 Zona de ejeção de partículas	48
	2.2 <i>Freeboard</i>	55
	2.2.1 Dinâmica do gás	55
	2.2.2 Dinâmica das partículas	56
Capítulo 3	Sistema de Testes e Procedimento Experimental	62
	3.1 Descrição do Sistema de Testes	62
	3.2 Procedimento Experimental	76
	3.3 Dificuldades Operacionais	78

3.4 Programa de Testes	79
3.5 Coleta dos Dados	81
3.6 Processamento dos Dados Experimentais	84
Capítulo 4 Apresentação e Análise dos Resultados	88
4.1 Introdução	88
4.2 Apresentação e Análise dos Resultados Experimentais	90
4.2.1 Influência da velocidade superficial de fluidização no arraste de partículas	90
4.2.2 Efeito do inventário de sólidos no arraste de partículas	97
4.2.3 Aglomeração de partículas no leito denso	99
4.2.4 Segregação de partículas no leito denso	103
4.2.5 Geração de partículas finas por atrito	105
4.2.6 TDH - <i>Transport disengagement height</i>	107
4.2.7 Coalescência de bolhas	114
4.2.8 Velocidade de ejeção das partículas	115
4.3 Apresentação e Discussão dos Resultados do Modelo	117
4.3.1 Verificação do modelo com dados da literatura	117
4.3.2 Comparação com os resultados experimentais obtidos	128
4.3.3 Comparação com modelagem da literatura	141
Capítulo 5 Conclusões e Recomendações	146
Referências	152

VOLUME II

Anexos da Tese

Lista de Figuras

Figura	Título	Página
2.1	Efeito da esfericidade de uma partícula isométrica sobre o coeficiente de arraste.	32
2.2	Diâmetro máximo de partícula de FCC sujeito à aglomeração no leito denso.	35
2.3	Desenho esquemático da coalescência de duas bolhas.	45
2.4	Velocidade máxima de ejeção das partículas devido à erupção de bolhas na superfície do leito denso.	51
2.5	Diagrama de blocos contendo a sequência de cálculo do modelo proposto.	61
3.1	Diagrama esquemático do sistema experimental.	63
3.2	Sopradores centrífugos montados em série.	64
3.3	<i>Lay-Out</i> da tubulação com suas principais dimensões e válvulas.	65
3.4a	Vista lateral da câmara plena.	66
3.4b	Vista de topo da câmara plena - corte A-A.	66
3.5a	Vista de topo do distribuidor de ar.	69
3.5b	Bicos ejetores de ar.	69
3.6	Placa distribuidora instalada na coluna de fluidização.	69
3.7	Coluna de fluidização.	70
3.8	Desenho do topo cônico móvel da coluna de fluidização.	71
3.9	Topo móvel da coluna de fluidização instalado.	72
3.10	Desenhos esquemáticos do ciclone e do silo.	73
3.11.a	Válvula de amostragem de sólidos.	74
3.11.b	Desenho esquemático da válvula de amostragem.	74
3.12	Desenho esquemático do filtro manga.	75
3.13a	Partícula de FCC ampliada 1000 vezes com detalhe das partículas de coque aderidas a superfície.	83
3.13b	Partícula de FCC fragmentada ampliada 1200 vezes com detalhe da estrutura interna.	83
3.14	Sequência de erupção de bolhas na superfície do leito denso expandido.	83
3.15	Curva de velocidade do ar <i>versus</i> diferença de pressão na placa de orifício.	86
4.1	Variação do fluxo de arraste total das partículas com a altura da <i>freeboard</i> .	90

4.2	Variação do fluxo de arraste total das partículas com a velocidade de fluidização.	92
4.3	Evolução da distribuição granulométrica das partículas arrastadas ao longo da altura da <i>freeboard</i> .	94
4.4	Evolução do diâmetro médio dos sólidos arrastados com a altura da <i>freeboard</i> .	95
4.5	Efeito do inventário de sólidos no leito sobre o arraste de partículas.	98
4.6	Efeito do inventário sobre a granulometria das partículas arrastadas.	99
4.7	Razão entre a distribuição granulométrica média inicial e final do leito denso.	101
4.8	Fluxo de elutriação fracional <i>versus</i> o diâmetro das partículas.	102
4.9	Gradiente do fluxo de arraste total <i>versus</i> altura da <i>freeboard</i> .	112
4.10	Comparação entre a TDH obtida experimentalmente e pelas expressões encontradas na literatura.	113
4.11	Ângulos limite para a coalescência de bolhas obtidos a partir do fluxo de ejeção de partículas na superfície do leito.	115
4.12	Variação do fluxo de arraste com a granulometria das partículas alimentadas.	120
4.13	Comparação dos resultados obtidos para a variação do fluxo de arraste com a altura da coluna.	127
4.14	Comparação do fluxo de arraste total ao longo da altura.	132
4.15	Influência do diâmetro crítico de partícula sujeito a aglomeração no fluxo de arraste.	133
4.16	Comparação entre os diâmetros médios das partículas arrastadas obtidos ao longo da <i>freeboard</i> teórica e experimentalmente (a seco).	136
4.17	Comparação entre os diâmetros médios das partículas arrastadas obtidos ao longo da <i>freeboard</i> teórica e experimentalmente (via úmida).	137
4.18	Comparação entre as d.g.'s ao longo da <i>freeboard</i> obtidas experimental (+) e teoricamente (___).	139
4.19	Efeito da altura estática do leito no fluxo de arraste - comparação entre os resultados obtidos experimentalmente e pelo modelo.	141
4.20	Comparação entre os fluxos de arraste obtidos pelos modelos e os dados experimentais deste trabalho.	143
4.21	Comparação entre os diâmetros médios das partículas arrastadas obtidos pelos modelos e os dados experimentais deste trabalho.	145

Lista de Tabelas

Tabela	Título	Página
1.1	Sumário dos experimentos de arraste em leito fluidizado.	16
2.1	Velocidade de ejeção das partículas na <i>freeboard</i> .	49
3.1	Dimensões características do ciclone.	72
3.2	Programa de testes.	79
3.3a	Dados coletados.	81
3.3b	Granulometria das amostras.	82
4.1	Sumário dos testes executados.	89
4.2	Dados experimentais de arraste de FCC obtidos na literatura.	91
4.3	Diâmetros médios das partículas arrastadas ao longo da altura.	95
4.4	Distribuição granulométrica ao longo da altura do leito denso - teste 46.	104
4.5	Distribuição granulométrica do leito denso - inicial e final - teste 16.	106
4.6	Expressões para a TDH encontradas na literatura.	109
4.7	Valores experimentais da TDH.	112
4.8	Fluxos de ejeção de partículas obtidos por extrapolação	114
4.9	Valores obtidos para a velocidade máxima de ejeção das partículas.	116
4.10	Distribuições granulométricas propostas para o FCC alimentado $\bar{d}^* = 58 \mu\text{m}$ e $\sigma_s = 1,35$.	119
4.11	Velocidade terminal para cada tamanho de partícula.	121
4.12	Distribuição granulométrica efetiva das partículas do leito.	122
4.13	Velocidade mínima de fluidização para cada tamanho de partícula no leito.	122
4.14	Diâmetro médio das bolhas na superfície do leito denso.	123
4.15	Velocidade média de ascensão das bolhas na superfície do leito denso.	123
4.16	Altura do leito denso expandido.	124
4.17	Frequência de borbulhamento.	124
4.18	Probabilidade de N_B bolhas coalescerem simultaneamente na superfície do leito denso.	125
4.19	Fluxo de ejeção total de partículas.	125
4.20	Especificação do problema.	129
4.21	Resultados relacionados ao leito denso.	130

4.22	Fluxo e granulometria do material arrastado na <i>freeboard</i> - modelo.	134
4.23	Comparação entre os fluxos de elutriação experimentais e teóricos.	134
4.24	Valores dos diâmetros médios das partículas elutriadas experimentais e previstos pelo modelo.	135
4.25	Comparação entre os fluxos de arraste obtidos pelo modelo e experimentalmente, variando a altura do leito estático - $z = 1,0$ m e $U = 0,27$ m/s.	140
4.26	Probabilidade de coalescência de bolhas obtida pelos modelos	144

Nomenclatura

A	constante de Hamaker, J
A_d	área da seção transversal do orifício da placa, m ²
A_L	área da seção transversal do leito, m ²
A_n	área da seção transversal da placa distribuidora dividida pelo número de orifícios verticais, m ²
A_o	área da seção transversal dos orifícios verticais do distribuidor de gás, m ²
a_p	aceleração da partícula m/s ²
A_p	área projetada da partícula na direção perpendicular ao escoamento, m ²
Ar	número de Arquimedes, $\rho d^3(\rho_p - \rho)g/\mu^2$
C	fator de correção para a probabilidade de bolhas coalescerem
$C_{1,...,4}$	constantes na expressão para C_D
C_D	coeficiente de arraste
C_{Dp}	coeficiente de descarga do ar
C_i	concentração de partículas de tamanho d_i na <i>freeboard</i> , kg/m ³
D	diâmetro interno do leito, m
D_{freeb}	diâmetro interno da <i>freeboard</i> , m
d	diâmetro da partícula sólida, μm
$\bar{d}$	diâmetro médio de Sauter da partícula, μm
$\bar{d}^*$	diâmetro médio geométrico, μm
d_a	altura das asperezas superficiais das partículas, m
$\bar{d}_a$	diâmetro médio de Sauter das partículas arrastadas e coletadas pelo ciclone, μm
$\bar{d}_B$	diâmetro médio das bolhas na superfície do leito, m
d_{Bm}	diâmetro máximo estável das bolhas, m
d_{Bo}	diâmetro médio das bolhas na saída do distribuidor, m
d_e	diâmetro máximo de partícula sujeito a aglomeração, μm
$\bar{d}_e$	diâmetro médio de Sauter das partículas elutriadas e coletados no filtro, μm
$\bar{d}_f$	diâmetro médio de Sauter das partículas do inventário final, μm
d_{fi}	diâmetro médio das partículas finas da faixa granulométrica i , μm

d_{gi}	diâmetro médio das partículas grosseiras da faixa granulométrica i . μm
d_i	diâmetro das partículas da faixa granulométrica i . μm
d_{max}	diâmetro máximo das partículas aglomeradas no leito denso. μm
d_o	diâmetro do orifício da placa para medida de descarga do ar. m
$\bar{d}_o$	diâmetro médio de Sauter das partículas do inventário inicial. μm
d_i	diâmetro interno da tubulação de entrada do ar de fluidização. m
E	empuxo, N
F	fluxo de arraste total, $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$
F_a	força de arraste, N
f_{ag}	função de aglomeração log-normal
f_B	frequência de borbulhamento, s^{-1}
F_c	força de interação partícula-partícula, N
f_i	fator de correção
F_∞	fluxo de elutriação total, $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$
$F_{\infty i}$	fluxo de elutriação das partículas de tamanho d_i , $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$
F_g	força gravitacional, N
F_o	fluxo de ejeção total das partículas, $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$
F_{oi}	fluxo de ejeção das partículas da faixa granulométrica i , $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$
$F_{oi\theta}$	fluxo de ejeção das partículas da faixa granulométrica i ejetadas segundo um ângulo θ , $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$
Fr_D	número de Froude, U^2/gD
F_T	força resultante atuando sobre uma partícula sólida, N
g	aceleração gravitacional, m/s^2
H	altura do topo da coluna, m
h	altura da bolha na superfície do leito denso, m
H_e	altura do leito denso expandido, m
H_{mf}	altura do leito denso em condições de mínima fluidização, m
H_o	altura estática do leito denso, m
H_s	altura da zona de <i>splashing</i> , m
i	indicador da faixa granulométrica
K_∞	constante de elutriação, $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$

K_{xi}	constante de elutriação de partículas do tamanho d_i , kg/m ³ s
L	comprimento característico, m
M	inventário de sólidos presente no leito, kg
m_a	massa de partículas arrastadas e amostradas pela válvula, kg
$\dot{m}_{ar}$	descarga de ar de fluidização, kg/s
m_e	massa de partículas elutriadas e coletadas no filtro, kg
m_{ow}	massa de partículas contida na esteira de uma bolha, kg
m_p	massa de uma partícula sólida, kg
N	número de faixas granulométricas empregadas
N_a	número de ângulos de ejeção das partículas a partir da superfície das bolhas
N_{ag}	número de faixas granulométricas de partículas aglomeradas
N_B	número de bolhas que coalescem simultaneamente na superfície do leito
N_c	número de faixas granulométricas até o diâmetro de partícula d_c
N_f	número de faixas granulométricas das partículas finas
N_g	número de faixas granulométricas das partículas grosseiras
P	peso de uma partícula sólida, N
p_A	pressão à montante da placa, mmCA;
p_B	pressão à jusante da placa, mmCA;
P_c	probabilidade de duas bolhas consecutivas coalescerem, %
P_d	probabilidade de que a distância entre centros de duas bolhas consecutivas de mesmo tamanho seja menor que o diâmetro médio das bolhas, %
P_{NB}	probabilidade de N_B bolhas coalescerem simultaneamente na superfície do leito, %
P_{NBt}	probabilidade total das bolhas coalescerem na superfície do leito, %
Q_B	vazão do gás contido nas bolhas, m ³ /s
Re	número de Reynolds, $\rho UL/\mu$
Re_i	número de Reynolds de uma partícula de diâmetro d_i
Re_{mf}	número de Reynolds em mínima fluidização
t	tempo de duração da batelada, s
T	temperatura média do leito denso, °C
t_c	tempo de abertura da válvula de amostragem, s
u'	flutuação da velocidade superficial do gás no centro da coluna, m/s
U	velocidade superficial de fluidização, m/s

U_B	velocidade média de ascensão das bolhas na superfície do leito, m/s
U_g	velocidade local do gás na <i>freeboard</i> , m/s
U_{mf}	velocidade mínima de fluidização, m/s
U_p	velocidade local de uma partícula, m/s
U_{poi}	velocidade de ejeção de uma partícula de diâmetro d_i , m/s
$U_{po\theta}$	velocidade de ejeção das partículas segundo um ângulo de cone θ , m/s
$U_{poi\theta}$	velocidade de ejeção de uma partícula de diâmetro d_i segundo um ângulo de cone θ , m/s
U_{pomax}	velocidade máxima de ejeção das partículas, m/s
U_{pomaxi}	velocidade máxima de ejeção das partículas de tamanho d_i , m/s
U_t	velocidade terminal das partículas, m/s
U_{ti}	velocidade terminal das partículas de diâmetro d_i , m/s
$\forall_p$	volume de uma partícula sólida, m ³
X_{ag}	fração em massa total acumulativa de finos aglomerados
x_{ei}	fração em massa das partículas elutriadas de diâmetro d_i
X_{ei}	fração em massa acumulativa das partículas finas não aglomeradas do leito de diâmetro d_i menor ou igual a d_c
x_{gi}	fração em massa das partículas grosseiras de diâmetro d_i
x_{goi}	fração em massa das partículas grosseiras de diâmetro d_i alimentadas
x_i	fração mássica das partículas de tamanho d_i
x_{io}	fração mássica das partículas de tamanho d_i no início do teste
x_{if}	fração mássica das partículas de tamanho d_i ao final do teste
X_i	fração em massa acumulativa das partículas de tamanho d_i
X_{afi}	fração em massa acumulativa dos finos alimentados de tamanho d_i
X_{fi}	fração em massa acumulativa dos finos no leito denso de tamanho d_i
X_{45}	fração em massa acumulativa dos finos no leito denso menores que 45 μm
Y	razão entre p_B e p_A
z	cota de referência a partir da placa distribuidora, m
Z	distância mínima entre as partículas para que F_c seja máxima, m

Letras Gregas

α	ângulo de coalescência de bolhas, ⁰
α_c	ângulo limite de coalescência de bolhas, ⁰
β	diâmetro do orifício dividido pelo diâmetro da tubulação
γ	razão entre os calores específicos a pressão constante e a volume constante do ar;
Δl	distância entre centros de duas bolhas consecutivas, m
Δl_m	distância média entre centros de duas bolhas consecutivas, m
ε_L	fração de área em uma determinada seção transversal do leito denso ocupada pelas bolhas
ε_{mf}	porosidade do leito na condição de mínima fluidização
ϕ	esfericidade das partículas
μ	viscosidade dinâmica do gás, Ns/m ²
ρ	densidade do gás, kg/m ³
ρ_a	densidade absoluta da partícula, kg/m ³
ρ_p	densidade aparente da partícula, kg/m ³
ρ_b	densidade <i>bulk</i> dos sólidos, kg/m ³
σ	desvio padrão da distância centro a centro entre bolhas sucessivas, m
σ_s	desvio padrão da função de aglomeração f_{ag}
σ_{so}	desvio padrão geométrico da distribuição granulométrica das partículas alimentadas
ψ	ângulo de azimute, ⁰
θ	ângulo de ejeção das partículas em relação a direção vertical, ⁰

Resumo

TARDIN JR., Paulo Roberto. *Estudo do Arraste de Partículas de FCC em Leito Fluidizado Borbulhante.*

Campinas: Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 1997, 382 p. em 2 vol., Tese (Doutorado)

Nesta tese de doutorado, é estudado o arraste de partículas de FCC (*fluid cracking catalyst*) de equilíbrio em um leito fluidizado borbulhante. Para tanto, foi construído um sistema experimental composto por uma coluna com 0,60 m de diâmetro interno e 5,0 m de altura, um ciclone Stairmand, uma válvula de amostragem e um filtro manga. A coluna possui um topo móvel, o que possibilita a estimativa do fluxo de massa e da granulometria do FCC arrastado em várias alturas ao longo da *freeboard*, este último dado não disponível na literatura. Foi avaliada a influência da velocidade superficial de fluidização, que variou de 0,21 a 0,45 m/s, e da carga de sólidos, de 30 a 100 kg. Ainda não existem na literatura modelos mecanicistas para estimar o fluxo e a granulometria das partículas de FCC arrastadas ao longo da altura de um leito fluidizado borbulhante de grande porte, e que considerem o efeito de forças interparticulares. Um modelo mecanicista foi proposto com esta finalidade considerando este fenômeno e levando em conta a informação técnica e as constatações experimentais disponíveis, admitindo a ejeção vertical de partículas sólidas através da erupção de bolhas na superfície do leito denso e o cálculo da sua trajetória baseado na dinâmica das partículas. O modelo estima o fluxo de arraste e a granulometria dos sólidos em cada seção transversal ao longo da *freeboard*. O programa de testes foi realizado para o melhor conhecimento da fenomenologia do processo e avaliar a validade do modelo. Os resultados experimentais mostram uma variação exponencial do fluxo de arraste total com a altura e com a velocidade de fluidização. Foi encontrado para a TDH - transport disengagement height - valores situados entre 2,08 e 3,13 m a partir da placa distribuidora, variando as velocidades de fluidização. A variação do inventário, de 30 a 100 kg, não afetou sensivelmente a granulometria das partículas. Confirmou-se a partir das análises granulométricas que ocorreu aglomeração de partículas no leito denso e que as mesmas não sofreram segregação nem redução de tamanho significativa por atrito abrasivo ou fragmentação. O modelo reproduziu a tendência exponencial de decaimento do fluxo de arraste experimental e previu valores do fluxo de elutriação compatíveis com os obtidos experimentalmente, com desvios variando, em geral, de 0,85 a 43,76 %. Pelo fato de considerar a formação de aglomerados e estes parcialmente se desagregarem antes de poderem ser medidos experimentalmente, o modelo superestima o tamanho das partículas elutriadas, com desvios da ordem de 20,82 a 32,77 %.

Palavras-chave: Arraste de Partículas, Elutriação de Partículas, Fluidização, Leito Borbulhante, Escoamento Gás-Partículas, Escoamento Multifásico.

Abstract

TARDIN JR., Paulo Roberto. *Study of the Entrainment of FCC Particles in a Bubbling Fluidized Bed.*

Campinas: Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 1997, 382 p. em 2 vol., Tese (Doutorado)

This thesis examines the entrainment of FCC (fluid cracking catalyst) particles in a bubbling fluidized bed (BFB). An experimental setup was designed and built, made up of a 0.60 m inner diameter, 5.0 m height column, a Stairmand cyclone, a sample valve and a movable conical top, in order to measure the entrainment mass flux as well as the size distribution of the FCC particles at several levels along the freeboard, this last information not found in the literature. The influence of superficial gas velocity, ranging from 0.21 to 0.45 m/s, and solids loading, from 30 to 100 kg, was evaluated. So far there are no models to evaluate the entrainment flux and size distribution of the FCC particles along the freeboard for large BFB's taking into consideration particle agglomeration due to interparticle forces. A model was proposed to account for this phenomenon based on the available information, considering vertical ejection of particles due to bubble eruption on the bed surface and their trajectories determination by Newton's second law. The test program was performed to learn about the phenomenon and to check model validation. According to the experiments, the entrainment flux show an exponential dependence on both the freeboard height and superficial gas velocity. The TDH (transport disengagement height) was found ranging from 2.08 to 3.13 m, from the distributor plate, depending on the superficial gas velocity. Solids loading between 30 to 100 kg did not sensibly affect the entrained particles size distribution. The size distribution analysis employing dry sieving and Malvern revealed that particles agglomeration happened only in the dense bed and that neither segregation nor size reduction due to attrition and/or fragmentation occurred. The model reproduced the exponential decay trend of the entrainment flux and, in general, estimated particles elutriation fluxes within a mean deviation of 15.82 % and a maximum equal to 43.76 % to those obtained experimentally. The model considered particles agglomeration, that can not be entirely detected by the experimental device, because the agglomeration partially disintegrate before being measured; as a consequence the model overestimated the size of the elutriated particles, with deviations ranging from 20.82 to 32.77 %.

Keywords: Particles Entrainment, Elutriation, Carryover, Fluidization, Bubbling Bed, Gas-Solid Flow, Multiphase Flow.

Capítulo 1

Introdução

1.1 Localização do Problema

Na maioria das aplicações industriais, os leitos fluidizados borbulhantes (LFB) são operados com velocidade superficial do gás, U , acima da velocidade mínima de fluidização, U_{mf} , e sob estas condições, é comum algumas partículas do leito serem ejetadas na câmara de expansão - *freeboard*. Este fenômeno é conhecido como arraste e torna-se mais severo à medida que a velocidade de fluidização do gás, U , é aumentada. Se U torna-se tão alta de modo a igualar a velocidade terminal das partículas, U_t , então estas partículas poderão ser elutriadas, isto é, não mais retornarão ao leito pela ação da gravidade. Normalmente, um LFB consiste de partículas sólidas distribuídas em faixas granulométricas, com o valor de U_t aumentando com o diâmetro das partículas. Desta forma, quanto menores as partículas, mais chances elas terão de serem elutriadas. As partículas maiores geralmente são arrastadas até uma certa altura acima da superfície do leito e depois retornam ao mesmo. Existe portanto uma concentração de partículas na *freeboard*, que varia de acordo com sua distância em relação à superfície do leito, conforme apresentado na Figura 1.1.

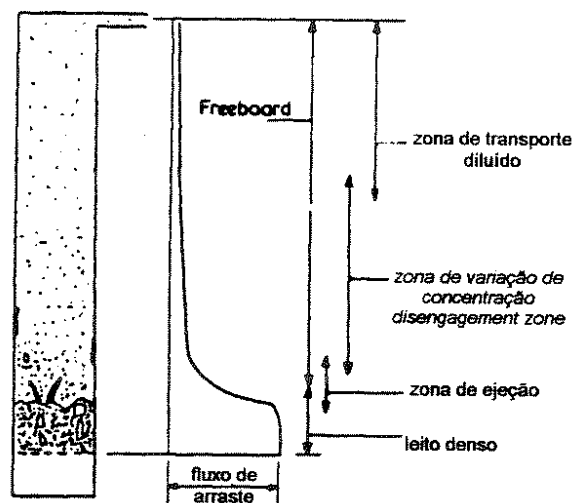


Figura 1.1. Zonas em um leito fluidizado.

O arraste de partículas sólidas em um leito fluidizado é, em muitos casos, a principal desvantagem de sua operação, visto que a perda de finos pode reduzir a taxa de reação, elevar o custo comercial (catalisadores), e causar problemas ambientais, caso a concentração ultrapasse o limite tolerado. Informações sobre o fluxo e a granulometria dos sólidos arrastado são essenciais para o projeto apropriado dos equipamentos de separação gás-sólidos. Atualmente, não há dados disponíveis sobre a granulometria das partículas de FCC arrastadas ao longo de um leito borbulhante de grande porte.

Quanto à modelagem do fenômeno de arraste, observa-se a existência de muitas correlações empíricas sobre o arraste de partículas e elutriação em um LFB propostas na literatura (Smolders e Baeyens, 1997). Contudo, elas são limitadas às condições do experimento e a equipamentos em escala laboratorial e fornecem resultados que diferem até 100 vezes quando aplicadas a outras condições operacionais (Geldart, 1986). Dada a complexidade do fenômeno, ainda não é possível calcular o fluxo de arraste baseado em princípios fundamentais. No entanto, modelos fenomenológicos vem sendo empregados para a previsão da concentração e/ou granulometria das partículas arrastadas na *freeboard* do leito, considerando em sua maioria o arraste de partículas na superfície do leito como uma consequência da erupção das bolhas. Ainda existem, entretanto, controvérsias quanto ao exato mecanismo de ejeção das partículas.

Na atualidade, não há na literatura modelos mecanicistas desenvolvidos para estimar o fluxo de arraste de partículas de FCC (*fluid cracking catalyst*) e a granulometria dos sólidos em cada seção transversal ao longo da altura de um leito fluidizado borbulhante de grande porte, que contemplem todos os fatores que afetam o arraste de partículas ao longo da *freeboard*. Modelos completos devem considerar a dinâmica do leito denso, a zona de ejeção de partículas e a dinâmica do gás e das partículas na câmara de expansão.

1.2 Estado da Arte

Nesta seção, os fenômenos que influenciam o arraste de partículas em leitos fluidizados borbulhantes de diversos tamanhos são descritos e são analisados os modelos propostos na literatura.

1.2.1. Fenômeno do arraste de partículas em leito fluidizado

Esta seção se destina à descrição experimental dos fenômenos que influenciam o arraste de partículas em leitos fluidizados borbulhantes de diversos tamanhos, a fim de fundamentar o método de cálculo. A descrição é feita em termos das partes principais que constituem o leito, a saber, a placa distribuidora, o leito denso, a zona de ejeção de partículas (zona de *splashing*) e a *freeboard*.

a. Placa distribuidora

Bachovchin, Beer e Sarofim (1981), usando dois tipos de placas distribuidoras, uma formada por uma placa de bronze sinterizada e outra por duas placas iguais e paralelas, com furos verticais não alinhados, não observaram nenhuma alteração no fluxo de elutriação de partículas, F_{∞} , com a mudança do distribuidor de gás. Eles alegaram que, para leitos profundos, a origem da formação inicial dos jatos de gás nos orifícios das placas não altera o tamanho e a distribuição das bolhas na superfície do leito, embora a maioria das correlações desenvolvidas para cálculo do diâmetro de bolha leve em conta o tipo de placa utilizada: Geldart (1972), Mori e Wen (1975), Rowe (1976), e Darton, LaNauze, Davidson e Harrison (1977), aplicáveis inclusive em leitos maiores do que 1,0 m de diâmetro interno, D .

Um outro aspecto da placa distribuidora de gás a ser considerado é seu efeito na redução de tamanho das partículas no leito denso por atrito ou fragmentação, conforme observado experimentalmente por Zenz, em 1984.

b. Leito denso

• Redução do tamanho de partículas

Forsythe e Hertwig (1949) realizaram o trabalho pioneiro sobre a redução de tamanho de partículas de FCC em um LFB, para um leito de 0,025 m de diâmetro e 1,5 m de altura com inventário de 50 g. Para tanto, eles operaram o leito a frio e em batelada, com velocidade de fluidização de 0,24 m/s. Dividindo os sólidos em sete faixas granulométricas, eles verificaram que, para testes com duração de uma hora, somente a faixa de menor diâmetro (59 μm) sofria ganho de massa, em torno de 30,0% do inventário total. Eles concluíram que o único processo de redução de tamanho possível seria o de atrito abrasivo. As análises granulométricas foram feitas por peneiramento úmido, visando a desaglomeração dos finos de FCC. A modelagem da taxa de geração de finos tem sido estudada por vários autores, do trabalho de Merrick e Highley (1974) até os trabalhos de Tardin Jr. (1993) e Milioli e Foster (1995).

De acordo com Geldart, Cullinan, Georghiades, Gilvray e Pope (1979), o aumento da presença de finos no leito elevaria o arraste de partículas grosseiras na *freeboard*, em um LFB de 0,076 m de diâmetro com partículas de densidade variando de 706 a 5000 kg/m^3 . Eles atribuíram este fenômeno aos choques entre partículas grosseiras e finos na *freeboard*, com transferência da quantidade de movimento das partículas finas para as grosseiras, e observaram que o mesmo só é relevante para concentrações de partículas acima de 0,5 kg/m^3 na *freeboard*.

Continuando seu trabalho, Geldart e Pope (1983) realizaram testes experimentais com areia de diâmetro médio $\bar{d}$ igual a 200, 1000 e 2500 μm e distribuição granulométrica extensa. O diâmetro interno da coluna era de 0,29 m. Em todas as condições operacionais, notaram que a quantidade de partículas grosseiras presente em diferentes alturas na *freeboard* aumentaria sensivelmente com a adição de finos. Quanto maior a partícula grosseira, no entanto, menor seria o efeito da adição.

- **Pressão**

O fluxo de material arrastado seria diretamente proporcional à pressão no leito, conforme os testes com FCC realizados por Zenz e Weil (1958), em um LFB de $0,052 \times 0,610$ m. Isto provavelmente ocorreu devido ao aumento da densidade do gás e, conseqüentemente, a elevação de sua capacidade de arraste.

- **Altura estática do leito**

De acordo com Son, Choi e Lee (1988), o aumento da altura estática do leito denso com carga de areia ($0-1000 \mu\text{m}$) resultaria em um aumento do fluxo de elutriação F_{∞} . Os testes foram realizados em um leito com D igual a $0,38$ m, com velocidades de fluidização variando de $0,40$ a $3,50$ m/s. Son, Choi e Kim (1989), no entanto, não observaram influência da altura do leito estático em um combustor de $0,3 \times 0,3$ m.

Choi, Son e Kim (1989), dando prosseguimento ao seu trabalho, observaram que, para um combustor de leito fluidizado borbulhante - CLFB, de $1,01 \times 0,83$ m, queimando carvão antracito ($0-7930 \mu\text{m}$), o aumento da altura estática do leito denso de $0,20$ até $1,00$ m não afetou o fluxo de elutriação, fenômeno observado pelos mesmos autores num combustor de menor dimensão.

Em relação ao fluxo de arraste abaixo da TDH, Andersson e Leckner (1989), em experimentos feitos com um CLFB de grande porte, de seção transversal reta $2,90 \times 3,40$ m, observaram que o fluxo local de arraste, medido com uma sonda de sucção, e a granulometria das partículas arrastadas aumentariam com a altura estática do leito, H_o .

- **Temperatura**

Choi, Son e Kim (1989) observaram uma diminuição linear no fluxo de elutriação para a temperatura no leito aumentando de 780 para 940 °C. Com o aumento da temperatura, há uma conseqüente elevação da viscosidade e uma diminuição da densidade do gás. Estes efeitos são concorrentes, ou seja, atuam no sentido de aumentar ou diminuir a

capacidade de arraste do gás, respectivamente. Sendo assim, o efeito da diminuição da densidade do gás de fluidização com o aumento da temperatura prevaleceu, diminuindo o fluxo de partículas arrastadas.

Recentemente, dando continuidade a pesquisa, Choi, Choi, Kim, Shun e Kim (1997) avaliaram o efeito qualitativo da temperatura do leito sobre o arraste de partículas em um LFB de 0,1 m de diâmetro e 1,97 m de altura, equipado com um aquecedor elétrico montado externamente e empregando partículas de areia. Eles teriam observado um decréscimo inicial do fluxo de arraste com o aumento da temperatura, tendência esta que se inverteu a partir de $T = 200\text{ }^{\circ}\text{C}$, para velocidades de fluidização entre 0,8 e 1,4 m/s. Novamente, estes fenômenos podem ter ocorrido devido à mudança de capacidade de arraste do gás promovida pela diminuição da densidade e pelo aumento da viscosidade do mesmo com a temperatura.

- **Aglomeração de partículas**

Partículas de vinte diferentes densidades (ρ_p de 950 a 5000 Kg/m³), com diâmetros médios $\bar{d}$ variando entre 5 e 95 μm foram fluidizadas em um leito de 0,08 m de D por Geldart e Wong (1987). Para partículas do grupo A, a redução no diâmetro médio causaria a elevação do fluxo total de elutriação F_{∞} . Na faixa intermediária entre os grupos A e C, classificação de Geldart, o fluxo de elutriação manteve-se aproximadamente constante com a redução do diâmetro médio. Para as partículas do grupo C, porém, ocorreu o efeito contrário aquele visto para partículas do grupo A. Duas explicações foram dadas: a aglomeração das partículas coesivas e/ou a redução da atividade das bolhas.

Briens, Bergougnou, Inculet, Baron e Hazlett (1992), e Baron, Briens, Hazlett, Bergougnou e Galtier (1992) estudaram o efeito da umidade do ar de fluidização em um leito de 0,61 m de D e 7,5m de altura composto por partículas de FCC com 69 μm de diâmetro médio e seus experimentos indicaram a presença de um diâmetro crítico de partícula, abaixo do qual o fluxo de elutriação passaria a diminuir com a diminuição do

tamanho das partículas. Isto seria devido à atuação predominante da força coesiva de van der Waals.

Baeyens, Geldart e Wu (1992) também observaram o mesmo fenômeno para um pequeno leito de 0,076 m de D , fluidizando FCC.

Em 1993, Yao-Dian e Kimura também observaram a formação de aglomerados, para partículas de silicone dos grupo B (330-370 μm) e C (0,49-3,7 μm).

Bénoni, Briens, Baron, Duchesne e Knowlton (1994) constataram a formação de aglomerados fluidizando areia (30-200 μm) e polietileno (0-2000 μm). Todos os aglomerados seriam constituídos por finos do leito denso, que se tornariam não elutriáveis ao se aglomerarem. A pressão do leito não teria influenciado a formação dos aglomerados.

Smolders e Baeyens (1997) realizaram estudos experimentais fluidizando partículas do grupo A e C de várias densidades, com velocidade superficial de fluidização variando de 0,1 a 0,8 m/s, e observaram que a taxa de arraste das partículas finas seria sensivelmente reduzida devido à ação de forças interparticulares. Foi proposta uma correlação empírica que superestimou o fluxo de elutriação em baixas velocidades de fluidização e os autores atribuíram este desvio a uma ação mais contundente das forças coesivas partícula-partícula em velocidades mais baixas.

- **Internos**

Segundo Andersson e Leckner (1989), um banco de tubos colocado horizontalmente dentro do leito denso inibiria menos o arraste do que se fosse colocado na *freeboard*. As medidas de fluxo e das velocidade locais das partículas foram feitas com uma sonda de sucção isocinética, com 0,035 m de diâmetro e erro de medição estimado de 5-15%.

c. Zona de ejeção

- **Modos de ejeção das partículas**

Os testes realizados pelos vários pesquisadores têm relacionado a coalescência e a erupção das bolhas como os mecanismos principais de ejeção de partículas do leito denso. Hatano e Ishida (1981) realizaram experimentos com esferas de vidro de granulometria entre 300 e 600 μm , em um leito de 0,15 m de diâmetro, e observaram que a contribuição das partículas localizadas na esteira das bolhas no fluxo de arraste foi insignificante. Notaram também que, havendo coalescência das bolhas, a velocidade de ejeção das partículas seria maior do que a velocidade de ascensão das bolhas, U_B , para U/U_{mf} , a razão entre a velocidade superficial do gás e a velocidade de mínima fluidização, situada entre 1,4 e 5,7. Em testes com FCC (75 μm), os autores concluíram que bolhas isoladas ou sucessivas apresentam um efeito muito menor na velocidade inicial de ejeção das partículas do que o provocado pela coalescência de bolhas próximas à superfície. Nos dois primeiros casos, a velocidade inicial das partículas ejetadas, U_{poi} , é próxima à da bolha, U_B , enquanto que a coalescência eleva sensivelmente essa velocidade.

Para partículas sólidas dos grupos A e B, com $U/U_{mf} > 10-15$, as partículas ejetadas seriam provenientes predominantemente da esteira das bolhas, conforme observado por Levy, Caram, Dille e Edelstein (1983), após fotografarem cerca de 4000 bolhas. Conforme as fotos, a esteira ocuparia 25% do volume total da bolha, com somente cerca de 40% das partículas contidas na esteira sendo realmente ejetadas, quando ocorria coalescência de bolhas na superfície do leito. De todas as bolhas observadas, apenas cerca de 9% sofriam coalescência na superfície do leito. Neste caso as partículas ejetadas atingiriam uma altura considerável na *freeboard*.

- **Fluxo de ejeção de partículas**

As medidas do fluxo de partículas ejetadas da superfície do leito na *freeboard*, F_o , tem sido obtidas por extrapolação, pois o perfil de decaimento do arraste observado na zona de ejeção ainda não é passível de medição experimental, como observado por Pemberton e

Davidson (1986a). Isto dificulta a análise da modelagem da zona de ejeção, pois os resultados são sempre comparados a dados extrapolados.

O fluxo de arraste na zona de ejeção ou de *splashing*, situada logo acima da superfície do leito denso, se reduziria de forma mais acentuada do que ao longo da *freeboard*, na qual foi observada uma distribuição exponencial do fluxo (Andersson e Leckner, 1989; Lewis, Gilliland e Lang, 1962; e Morooka, Kago e Kato, 1983). Os autores mediram localmente o fluxo de arraste na zona de *splashing* empregando uma sonda de sucção.

Para um CLFB de $2,25 \times 2,25$ m, as partículas apresentaram velocidades iniciais de ejeção diferentes para cada faixa granulométrica, conforme medidas realizadas por Berkelmann e Renz (1991), através de um dispositivo denominado LDVPS - *Laser Doppler Velocimetry and Particle Sizing*.

• Ejeção de gás

A flutuação local de velocidade do gás na *freeboard* devido à erupção das bolhas na superfície do leito, considerada inicialmente por Zenz e Weil (1958), foi confirmada por Levy e Lockwood (1983). Usando LDV - *Laser Doppler Velocimetry*, eles mediram o perfil de velocidade do gás e identificaram a formação de vórtices na zona de ejeção, provenientes da massa de gás contida nas bolhas no momento da erupção, com massa e identidade distintas do meio circundante.

A formação destes vórtices de gás na zona de ejeção foi identificada também por Pemberton e Davidson (1984), através de uma técnica fotográfica, usando traçadores para bolhas isoladas em ascensão no leito.

Em um LFB de 10,00 m de D e 4,90 m de altura, fluidizado com partículas de diâmetro médio igual a 500 μm e densidade de 3600 kg/m^3 , as flutuações locais da velocidade do gás estariam relacionadas com a erupção e o tamanho das bolhas emergentes

na superfície do leito denso, e afetariam o movimento das partículas finas, fazendo com que parte delas migrasse para a parede do reator (Hoggen, 1984).

- **Altura da zona de ejeção**

Sciazko, Raczek e Bandrowski (1988) observaram que, para testes com coque (80-2000 μm), a altura da zona de ejeção ou zona de *splashing*, H_s , variaria linearmente com o excesso de velocidade de fluidização, $U-U_{mf}$.

d. Freeboard

- **Fluxo de arraste ao longo da altura**

Schuurmans (1985) investigou o arraste de partículas de FCC em LFB's de 0,25 a 7,1 m de diâmetro com velocidades de fluidização variando de 0,20 a 0,65 m/s. Ele observou que o fluxo de arraste no nível do leito é menos dependente da velocidade do gás do que em alturas maiores, e que independe do diâmetro do leito para colunas com D maior que 0,60 m. O autor não forneceu informações quantitativas sobre o fluxo e a granulometria do material arrastado ao longo da altura.

Na câmara de expansão, o diâmetro médio das partículas e o fluxo de arraste se mantiveram aproximadamente uniformes ao longo de cada seção transversal e decaíram exponencialmente com a altura, sendo o decaimento função não só da velocidade superficial, mas também da altura estática do leito e da granulometria do material alimentado em testes com um CLFB de 2,90×3,40 m (Andersson e Leckner, 1989). Contudo, na parede, observaram um fluxo descendente de partículas, composto principalmente de finos e ocupando uma região anular de espessura menor que 0,30 m, função da velocidade de fluidização.

Berkelmann e Renz (1991), trabalhando em um CLFB de 2,25×2,25 m, também observaram uma uniformidade do fluxo de arraste em cada seção transversal reta.

- **Fluxo de elutriação**

Desde 1958, com Zenz e Weil, é consenso na literatura que o fluxo de elutriação é diretamente proporcional à velocidade superficial de fluidização.

O fluxo de elutriação ocorre numa altura superior a TDH(F) -*Transport Disengagement Height*, acima da qual não há mais variação significativa do fluxo e da granulometria das partículas. Existe ainda a definição de TDH(C), altura acima da qual não há mais partículas grosseiras em ascensão na *freeboard*. Na região da *freeboard* compreendida entre as duas TDH's ocorre uma pequena variação do fluxo e da granulometria das partículas arrastadas com a altura, atribuída aos seguintes fenômenos:

- Formação de aglomerados no leito denso com tamanhos superiores ao da maior partícula grosseira alimentada, os quais atingem alturas superiores a TDH(C) quando ejetados do leito pela erupção das bolhas;
- Transporte de algumas partículas grosseiras em regiões acima da TDH(C) devido à presença de partículas finas na *freeboard*, e
- Flutuação local da velocidade do gás devido à erupção de bolhas no leito, o que promoveria o arraste de partículas grosseiras em alturas superiores a TDH(C) e também a difusão turbulenta de partículas muito finas para as paredes da *freeboard*, as quais retornariam ao leito denso.

Neste trabalho, por simplicidade, a TDH(F) será denominada apenas TDH.

Wen e Hashinger (1960) observaram que vários fatores influenciam o fluxo de elutriação, como o diâmetro médio das partículas e a densidade e a viscosidade do gás. Segundo os autores, o fator mais determinante sobre a elutriação seria a diferença entre a velocidade superficial de fluidização e a velocidade terminal das partículas, $U-U_t$. O fluxo de elutriação não seria afetado pelo inventário do leito, M .

Tanaka, Shinohara, Hirose e Tanaka (1972) trabalharam com leitos de 0,031; 0,067 e 0,150 m de diâmetro e não observaram efeito do diâmetro no fluxo de elutriação.

Merrick e Highley (1974), através de experimentos realizados em um CLFB de $0,91 \times 0,91$ m de seção transversal e velocidade de fluidização variando de 0,61 a 2,44 m/s, observaram a elutriação de partículas grosseiras na coluna de 3,96 m de altura por eles utilizada. não chegando a ocorrer o estabelecimento de uma TDH.

No trabalho de Bachovchin, Beér e Sarofim (1981), a reinjeção dos finos na região acima da superfície do leito denso ou no interior do mesmo não alterou o fluxo de elutriação. Diminuindo a altura da *freeboard* de 3,61 m para 2,62 m, foi notado um pequeno aumento do fluxo. A diminuição posterior de 2,62 m para 0,77 m ocasionou um aumento sensível do fluxo de arraste. Essas observações sugerem a existência de uma TDH, a partir da superfície do leito propriamente dito.

Em um leito borbulhante de partículas de areia (30-272 μm), com seção transversal de $0,254 \times 0,432$ m e 3,00 m de altura, George e Grace (1981) não notaram uma influência significativa da temperatura do leito sobre o fluxo de elutriação, nas condições testadas: 300, 435 e 445 K. Os internos colocados na *freeboard* também tiveram pouco efeito sobre o fluxo. Eles observaram ainda a existência de uma pequena fração em massa ($< 3,5\%$) de partículas grosseiras no material elutriado. Com o aumento da velocidade de fluidização, a distribuição granulométrica do material elutriado se aproximava da distribuição granulométrica do leito.

Colakyan e Levenspiel (1984) realizaram experimentos com partículas de polietileno, sílica e zircônio com diâmetros médios de 1000, 800 e 300 μm , respectivamente. Três leitos foram empregados: dois de seção quadrada de lados 0,30 e 0,92 m, e outro cilíndrico, de 0,10 m de D . Não foi observada variação no fluxo de elutriação nesses três leitos, apesar das dimensões características distintas.

Schuurmans (1985) realizou medidas locais do fluxo de elutriação empregando um sensor radioativo na entrada da bateria de ciclones de um regenerador de FCC com 7,1 m de

diâmetro e observou que a TDH não foi atingida em uma altura igual a 6.9 m acima da superfície do leito.

Choi, Son e Kim (1989) observaram um crescimento logarítmico do fluxo de elutriação com a velocidade superficial de fluidização em um CLFB de 0.3×0.3 m. Para um combustor maior, de 1,01×0,83 m, o fluxo de elutriação apresentaria um crescimento exponencial com a velocidade superficial de fluidização.

Um banco de tubos verticais colocado na câmara de expansão diminuiu o fluxo de arraste $F(z)$ abaixo da TDH, embora o fluxo de elutriação tenha permanecido constante (Pemberton e Davidson, 1986a).

Smolders e Baeyens (1997) fluidizaram partículas dos grupos A e C em 3 LFB's, com diâmetro interno igual a 0,082 m e diâmetros da *freeboard* iguais a D , $2D$ e $3D$. Eles observaram que, para fluxos de elutriação descritos como uma função da velocidade superficial de fluidização elevada a 4ª potência, qualquer aumento no diâmetro da *freeboard* reduziria o fluxo de acordo com o fator $(D_{freeb} / D)^4$.

Choi, Kim e Kim (1997) mediram o efeito da injeção de ar secundário sobre o fluxo de elutriação em um LFB de 0,1 m de diâmetro, utilizando partículas de areia (128-363 μm), e observaram uma diminuição do fluxo de partículas elutriado com o aumento da fração de ar secundário injetado. Este efeito foi mais sensível quando a injeção foi colocada na *freeboard*, acima da zona de *splashing*, o que causaria um aumento da recirculação do gás e, consequentemente, um maior retorno de partículas para o leito.

- **Perfil de velocidade das partículas e do gás na *freeboard***

Foi observado por Morooka, Kago e Kato (1983) que partículas de FCC (60 μm), em dois leitos de 0,066 e 0,120 m de diâmetro, recirculavam na *freeboard*. Essa recirculação

formava duas regiões distintas: uma central, com partículas ascendendo e outra anular, junto à parede, na qual as partículas descendiam.

O perfil de velocidade do gás não se alteraria mais somente em regiões acima da TDH. A flutuação de velocidade local do gás no centro da coluna seria da mesma ordem de grandeza da velocidade superficial de fluidização e haveria uma porção de gás escoando descendentemente pela parede devido ao arraste provocado pelo fluxo descendente de partículas finas (Pemberton e Davidson, 1986a). Este fluxo descendente foi medido localmente usando uma sonda de sucção isocinética, i.e., com velocidade de sucção na região de coleta igual à velocidade do gás (Nguyen, A. Nguyen e Nieh, 1989).

Em 1984, Pemberton e Davidson observaram que a flutuação de velocidade do gás no centro da coluna ao longo da altura poderia ser estimada pela teoria das duas-fases¹, com o gás ejetado pelas bolhas formando novas "bolhas" na *freeboard*.

Ismail e Chen (1984) observaram uma distribuição de probabilidade bimodal da fração volumétrica de sólidos medida com sonda de capacitância ao longo do tempo e próxima à superfície do leito, com picos situados em valores iguais a 0,50 e 0,01. Isso indicaria que a quantidade local de sólidos se alternaria entre o fluxo de sólidos ejetados pelas bolhas, correspondente a fração volumétrica de 0,50, e o fluxo de gás-sólidos diluído, relativo à fração volumétrica de 0,01. A fração volumétrica média, medida ao longo do eixo do reator, variou de 0,45, imediatamente acima do leito denso, até valores próximos a zero para regiões acima da TDH. Os dados experimentais foram obtidos para esferas de vidro com diâmetros médios de 300, 475 e 850 μm e leito de seção retangular 0,20×0,30 m.

Medidas do fluxo de partículas descendentes acima do leito denso indicaram um decaimento exponencial, que seria proporcional à velocidade superficial do gás, conforme o experimento de Walsh, Mayo e Beer (1984). O leito apresentava seção quadrada de 0,600 m de lado e partículas de areia de diâmetro médio igual a 755 μm .

¹ Considerando uma seção transversal reta de um LFB denso, o gás pode cruzá-la através dos seguintes mecanismos: (i) translação de bolhas ou descarga de bolhas visíveis, Q_B ; (ii) fluxo interno e através das bolhas, conhecido como *through-flow*; (iii) fluxo intersticial relativo as partículas na fase densa; (iv) fluxo líquido dos vazios intersticiais movendo-se com as partículas. As componentes (i) e (ii) constituem o fluxo da fase borbulhante ou diluída, enquanto a soma dos termos (iii) e (iv) determinam o fluxo da fase particulada ou densa. A teoria das duas-fases, postulada inicialmente por Toomey e Johnstone (1952), propõe que $Q_B = (U - U_{mf})A_L$, isto é, que o fluxo em excesso ao requerido para manter a mínima fluidização é composto pelo fluxo de bolhas visíveis (i). Apesar desta expressão vir sendo empregada com frequência na modelagem fluidodinâmica de reatores, existem evidências experimentais (Geldart, 1986) que ela tende a superestimar o fluxo de bolhas visíveis. Entretanto, há considerável controvérsia quanto as razões para este desvio. Todos os autores tem ignorado o termo (iv) e não há acordo em relação a importância dos termos (ii) e (iii), ambos de difícil medição. Atualmente, vários autores tem proposto um parâmetro corretivo Y , multiplicando o 2º termo da equação, que para partículas de FCC pode ser considerado igual a unidade.

Horio, Shibata, Kadoguchi e Muchi (1985) realizaram experimentos em um leito de 0,26 m de D com esferas de vidro (finas e grosseiras), com o objetivo de determinar o padrão de escoamento na *freeboard*. Na zona de *splashing*, a velocidade local do gás apresentou uma flutuação devido à erupção das bolhas e a magnitude de seu valor máximo decaiu com a altura da coluna. A *freeboard* poderia ser dividida em duas regiões: uma fina e próxima à parede, com fluxo de partículas descendente, e outra central, com partículas ascendendo com velocidade e concentração aproximadamente uniformes em cada seção transversal. Foi observado também que a concentração das partículas decresceu exponencialmente com a altura.

Hamdullahpur e Mackay (1986), em experimentos realizados com um LFB de 0,18×0,32 m e 4,00 m de altura, utilizando partículas de areia não-elutriável de diâmetro uniforme, constataram, através de medições com um LDV, que:

- No centro da coluna, em $z = 0,05$ m, a velocidade local do gás, U_g , seria igual a duas vezes a velocidade superficial de fluidização, U , decaindo exponencialmente até $U_g = U$. Para $U = 0,60$ m/s, o perfil de velocidade do gás se estabilizaria em $z < 0,80$ m. A partir desta altura, U seria igual a U_g para cada seção transversal;
- Quanto maior a seção transversal do leito, mais rápido o perfil de velocidade do gás se uniformizaria ao longo da mesma, pois menor seria o efeito de parede;
- A velocidade local da partícula, U_p , ao longo da altura no centro da coluna, teria dois níveis de decaimento. O primeiro, quando $U_p > U$, e o segundo quando $U_p < U$. Para $U \leq 0,60$ m/s, o primeiro nível de decaimento ocorreria até no máximo $z = 0,20$ m, e
- Ao longo da seção transversal, para qualquer altura, U_p só variaria bem próxima à parede, onde ocorreria fluxo descendente de partículas.

Levy e Lockwood já haviam observado, em 1983, as mesmas características para o perfil de velocidade local do gás, usando um LDV.

Berkelmann e Renz (1991) confirmaram a observação de Pemberton e Davidson (1984), segundo a qual a flutuação de velocidade axial do gás ao longo da altura, $u'(z)$,

poderia ser estimada usando-se a equação para a velocidade das bolhas, desenvolvida a partir da teoria das duas-fases, considerando que a porção de gás ejetada pelas bolhas do leito denso mantém identidade própria na *freeboard*.

- **Fluxo de aglomerados na *freeboard***

O fluxo de arraste de sólidos decai ao longo da altura da *freeboard*, o que seria devido à presença de partículas aglomeradas não-elutriáveis. Este fato foi observado experimentalmente por Hazlett e Bergougnou (1992), que usaram uma cúpula móvel para coletar partículas de areia (0-105 μm) em um leito de 0,61 m de diâmetro e 7,5 m de altura.

A seguir, é apresentada a Tabela 1.1 contendo as condições operacionais dos trabalhos citados neste capítulo. Eles abrangem as informações experimentais acerca do arraste de partículas para leitos com dimensão até 0,60 m e acima. O diâmetro $D \geq 0,60$ m, poderia ser adotado como limite inferior dos chamados grandes vasos, justificado pela observação experimental de Schuurmans (1985), segundo a qual, para leitos fluidizando FCC com dimensão característica acima de 0,60 m, o fluxo de arraste seria independente do diâmetro do leito.

Tabela 1.1 Sumário dos experimentos de arraste em leito fluidizado.

Autores Ano	Alimentação do Leito	Dimensões do Leito (m)	Altura do topo da coluna (m)	Temperatura e Pressão	Sólidos	Granulometria (μm)	Velocidade (m/s)
Osberg e Charlesworth (1951)	batelada	0,0762	1,27	ambientes	esferas de vidro	25-145	0,05-0,13
Zens e Weil (1958)	batelada	0,052x0,60	3,20	300 K 6,8 atm	FCC	10-150	0,30-0,62
Wen e Hashinger (1960)	batelada	0,102 0,051	1,83 2,08	ambientes	esferas de vidro e carvão	71-279 97-714	0,22-1,32
Fournol et al. (1973)	batelada com recirculação de finos	0,60	7,92	ambientes	FCC fresco	0-102	0,11-0,22
Merrick e Highley (1974)	continua com recirculação de finos	0,91x0,91	3,96	1027 K 1222 K 1 atm	carvão e/ou calcário	0-31800	0,61-2,44
Geldart et al. (1979)	batelada	0,0706	3,80	300 K 1 atm	alumina, areia, chumbo e polímero	62 219 114	0-3,0
George e Grace (1981)	batelada com recirculação de finos	0,254x0,432	3,0	300, 435 e 445 K 1 atm	areia	30-272	0,2-1,3
Hatano e Ishida (1981)	batelada	0,15	0,80	ambientes	esferas de vidro	300-600	0,20-0,80

Continua

Autores Ano	Alimentação do Leito	Dimensões do Leito (m)	Altura do topo da coluna (m)	Temperatura e Pressão	Sólidos	Granulometria (μm)	Velocidade (m/s)
Bachovchin et al. (1981)	batelada com recirculação de finos	0,15x0,24	0,77 a 3,61	ambientes	areia	> 600 < 210	0,61-1,25
Levy e Lockwood (1983)	batelada	0,60x0,31	2,4	300K 3,4 atm	areia grossa	1000 400	0,125
Geldart e Pope (1983)	batelada	0,29	7,0	ambientes	areia	200 1000 2500	2,0-5,2
Hatano e Ishida (1983)	batelada com recirculação de finos	0,15	2,25	ambientes	FCC	75	0,1-0,5
Matsuno et al. (1983)	batelada	0,081	2,3 a 8,0	ambientes	esferas de vidro	68,5 161	0,48, 0,60 e 0,7
Morooka et al. (1983)	alimentação contínua	0,066 0,120	2,5	ambientes	FCC	60	0,7-3,0
Colakyan e Levenspiel (1984)	batelada com recirculação de finos	0,92x0,92 0,30x0,30 0,10	7,5	ambientes	polietileno, zircônio e sílica	19 - 1000 19-800 19-300	0,91-3,35
Ismail e Chen (1984)	recirculação de finos	0,20x0,30	3,0	ambientes	esferas de vidro	300 475 850	0,17-2,50
Pemberton e Davidson (1984)	batelada	0,60 0,30x0,30	-	ambientes	polímero e areia	760 370	0,07
Walsh et al. (1984)	batelada	0,60x0,60	4,4	ambientes	areia	755	0,42-0,86
Horio et al. (1985)	batelada com recirculação de finos	0,261	2,44	ambientes	esferas de vidro	41 500	0,52 e 0,64
Schuermans (1985)	regenerador de FCC	7,10	-	650 °C 3 bar	FCC	0-300	0,45 a 0,65
Kato et al. (1985)	contínua com recirculação de finos	0,25x0,25 0,15x0,15	2,00	ambientes	alumina ativada e areia	0-500	0,4-1,5
Hamdullahpur e Mackay (1986)	batelada	0,32x0,18	4,00	ambientes	areia grossa	300	0,20-0,60
Pemberton e Davidson (1986)	batelada	0,60 0,60x0,60	-	ambientes	areia polímero	300 700	0,30-0,50
Pemberton e Davidson (1986a)	batelada	0,60 0,30x0,30	-	ambientes	areia polímero	73 e 370 760	0,30-0,50
Geldart e Wong (1987)	batelada	0,08	2,6	ambientes	grupo A e C	5-95	próximo a Umf
Sciazko et al. (1988)	batelada	0,3	0,84 1,51; 2,11	ambientes	coque	80-2000	0,51 0,81; 1,23
Son et al. (1988)	batelada	0,38	9,10	ambientes	areia	0-1000	2,4-3,4
Choi et al. (1989)	batelada com recirculação de finos	0,38 0,3x0,3 1,01x0,83	9,6 1,7 4,45	300 e 1123 K 1 atm	areia e carvão	0-7930	0,38-2,44
Andersson e Leckner (1989)	contínua	2,9x3,4	5,0	1133-1176 K 1 atm	carvão	0-30000	1,56-2,36
Sciazko et al. (1991)	batelada	0,30	-	ambientes	carvão volatilizado	80-2000	1,23
Berkelmann e Renz (1991)	contínua	2,25x2,25	7,0	~ 1100 K 1 atm	carvão	0-8000	0,95
Briens et al. (1992)	batelada	0,60	-	ambientes	FCC	10-128	0,15-0,30
Baeyens et al. (1992)	batelada	0,0762	2,72	ambientes	FCC e finos grupo C	0-90	0,21
Baron et al. (1992)	batelada	0,60	-	ambientes	FCC	10-128	0,15-0,30
Hazlet e Bergougnou (1992)	batelada	0,60	7,50	ambientes	areia	0-105	0,15-0,30

Continua

Autores Ano	Alimentação do Leito	Dimensões do Leito (m)	Altura do topo da coluna (m)	Temperatura e Pressão	Sólidos	Granulometria (μm)	Velocidade (m/s)
Yao-Dian e Kimura (1993)	batelada	0,052	0,5	ambientes	silicone grupos B e C	330-370 0,47-3,70	0-0,41
Fung e Hamduillahpur (1993a)	batelada	0,145	1,75	ambientes	polímero e areia	760 200, 300 e 427	0,27-0,54
Benoni et al. (1994)	batelada com recirculação de finos	0,292 0,61	3,10	300 K 25 atm 1 atm	polietileno e areia	0-2000 30-200	0,25-0,50 0,15-0,30
Choi, Kim e Kim (1997)	batelada com recirculação de finos	0,10	2,25	ambientes	areia	128-363	0,78-2,76
Choi et al. (1997)	batelada com recirculação de finos	0,10	1,97	300-973 K 1 atm	areia	91-363	0,63-2,30
Smolders e Baeyens (1997)	batelada	0,082 ($D_{\text{freeb}} =$ 0,082, 0,164, 0,328 m)	3,06 2,06 1,06	ambientes	calcário, SiC, areia, alumina, vidro, E-cat, Al_2O_3	16-70	0,10-0,80

Apesar das informações experimentais disponíveis para grandes vasos, são necessários novos estudos para uma maior compreensão do processo de arraste de partículas de FCC. Os trabalhos já realizados com FCC em grandes leitos (Fournol, Bergougnou e Baker, 1973; Schuurmans, 1985; Briens, Bergougnou, Inculet, Baron e Hazlett, 1992; e Baron, Briens, Hazlett, Bergougnou e Galtier, 1992) não fornecem a distribuição granulométrica das partículas arrastadas ao longo da *freeboard*, parâmetro necessário para o desenvolvimento de projetos de separadores gás-sólidos.

1.2.2 Análise dos modelos propostos na literatura

Para análise dos modelos de arraste, propõem-se sua divisão conforme tratem dos fenômenos que ocorrem nas duas partes principais que constituem o leito, ou do leito como um todo:

- Modelos do leito denso;
- Modelos da *freeboard*, e
- Modelos do arraste no leito fluidizado, integrando os processos desde a placa distribuidora até a entrada do ciclone, no topo do leito.

a. Modelos do leito denso

O leito denso propriamente dito é modelado pelo modelo clássico de duas-fases. Do ponto de vista do fenômeno de arraste de partículas é importante incluir a consideração da formação de aglomerados de partículas devido à existência de forças coesivas, como a de van der Waals. É também importante que se descreva a erupção de bolhas na superfície do leito.

- **Modelo de duas-fases**

Este modelo foi originariamente desenvolvido por Toomey e Johnstone (1952) e aperfeiçoado por Davidson e Harrison (1963) para cálculo da descarga de bolhas em LFB's e considera o leito denso composto de:

- Uma fase de emulsão ou particulada, de viscosidade desprezível, na qual a porosidade é essencialmente constante e igual à porosidade das condições de mínima fluidização, ε_{mf} , e
- Uma fase diluída ou borbulhante, na qual está presente o excesso de gás fluidizante, responsável pela formação das bolhas.

Na prática, sabe-se que a descarga real de bolhas é um pouco menor do que a prevista pelo modelo, sendo este déficit em torno de 10% para o grupo A de partículas. Conforme Geldart (1986), o modelo de duas-fases não explica todas as características do comportamento das bolhas em um LFB. Ainda assim, no entanto, ele permanece como o mais empregado (Fung e Hamdullahpur, 1993a).

- **Modelagem da formação de aglomerados de partículas finas no leito denso**

Em 1994, Bénoni, Briens, Baron, Duchesne e Knowlton propuseram um método de cálculo para estimar o percentual de partículas finas que se aglomerariam no interior do leito denso, através de uma função log-normal, de acordo com proposta anterior de Hazlett e Bergougnou (1992), que avaliaram qualitativamente a função que melhor descreveria o arraste de sólidos ao longo da *freeboard*. Seus resultados foram satisfatórios quando comparados a dados experimentais para areia e polietileno. Em termos práticos, seu trabalho

explica porque, abaixo de um determinado diâmetro crítico, o fluxo de elutriação diminui com a diminuição do tamanho das partículas, confirmando a observação experimental para FCC de Briens, Bergougnou, Inculet, Baron e Hazlett (1992), Baeyens, Geldart e Wu (1992) e Baron, Briens, Hazlett, Bergougnou e Galtier (1992). Como inconveniente, a modelagem não determina a distribuição granulométrica dos aglomerados formados.

Existem outros modelos que consideram a formação de aglomerados na *freeboard* (Cohen, 1992). Todavia, a principal força coesiva que atuaria no processo de aglomeração de sólidos seria a força de van der Waals, como foi verificado experimentalmente por Baeyens, Geldart e Wu (1992). Esta força é inversamente proporcional à distância média entre as partículas, o que permite supor que a aglomeração ocorreria basicamente dentro do leito denso.

- **Modelagem da zona de ejeção de partículas**

É consenso entre os autores que a ejeção de partículas na câmara de expansão acontece devido à erupção das bolhas na "superfície" do leito. Na prática, a região de interface entre o leito denso e a *freeboard* não é bem definida. Existem vários modelos que estimam o fluxo de partículas ejetadas do leito denso na *freeboard*. Entre eles, o mais comumente empregado é o de Pemberton e Davidson (1986a), que considera tanto a corrente de partículas ejetadas pelo topo das bolhas como a de sólidos originários da esteira das bolhas. Atualmente, tem-se incorporado a este modelo funções de probabilidade das bolhas coalescerem (Briens, Bergougnou e Baron, 1988 e Fung e Hamdullahpur, 1993a), pois se considera o fluxo de partículas ejetadas como diretamente proporcional ao tamanho das bolhas emergentes. Sendo assim, o uso de uma boa correlação para prever o diâmetro médio das bolhas, que leve em conta o tipo de distribuidor de gás e as condições operacionais empregadas, é de grande importância.

A dificuldade de elaboração de modelos para estimar o fluxo de ejeção de sólidos é a falta de dados experimentais consistentes, uma vez que só podem ser obtidos pela

extrapolação, até a superfície do leito, dos fluxos de arraste medidos ao longo da altura do reator (Briens, Bergougnou e Baron, 1988).

b. Modelos da *freeboard*

• Modelagem da região abaixo da TDH

Originalmente, Lewis, Gilliland e Lang (1962) propuseram um modelo, desenvolvido posteriormente por Kunii e Levenspiel (1969), no qual admitiram que existiriam quatro fases na *freeboard*:

- Fase 1: uma corrente de gás ascendente arrastando partículas dispersas;
- Fase 2: aglomerados ejetados ascendentemente pela erupção das bolhas;
- Fase 3: aglomerados com $U_t > U$ em escoamento descendente, e
- Fase 4: uma emulsão particulada aderida à parede em escoamento descendente.

Existiria uma troca de massa de partículas entre estas fases, a qual dependeria da velocidade do gás, da ação das bolhas, da granulometria das partículas e do diâmetro do leito. Embora expressões analíticas possam ser escritas para este modelo, este tipo de abordagem não tem fornecido resultados fisicamente realísticos (Geldart, 1986).

Em 1976, Large, Martini e Bergougnou propuseram uma abordagem mais simplificada, onde o fluxo de arraste ao longo da altura seria constituído de duas fases:

- Um fluxo contínuo e uniforme escoando ascendentemente, que seria o próprio fluxo de elutriação, correspondente à fase 1, e
- Um fluxo de aglomerados ejetados pelas bolhas, o qual decresceria exponencialmente com a altura da *freeboard*, correspondente ao fluxo líquido relativo à soma das fases 2, 3 e 4.

No entanto, este tipo de abordagem necessita do conhecimento prévio do fluxo de ejeção de partículas, F_o , e de uma constante empírica de decaimento exponencial do fluxo, a qual deve ser avaliada para cada sistema em particular.

Atualmente, alguns autores consideram a *freeboard* como uma zona de flutuação de velocidade do gás causada pela erupção das bolhas emergentes, admitindo que o movimento das partículas seria função somente da velocidade local do gás. Esta abordagem teve origem em 1984, com Pemberton e Davidson, a partir da teoria de vorticidade e de estabilidade dos anéis de vórtice de Maxworthy (1972). Tratando os vórtices anulares formados pela ejeção do gás na *freeboard* como "bolhas virtuais", com identidade distinta do meio circundante, os autores admitiram que a flutuação da velocidade do gás, u' , poderia ser estimada satisfatoriamente pela teoria das duas-fases, acoplada à hipótese de turbulência isotrópica. Em 1986, dando prosseguimento ao seu trabalho, desenvolveram um equacionamento para o fluxo de arraste de sólidos em função da altura. Quando comparados a dados experimentais, seus resultados foram apenas razoáveis, sempre superestimando o fluxo de arraste. Uma explicação possível para tanto seria a adoção da hipótese da isotropia para a turbulência do gás ao longo de cada seção transversal, contrária ao observado experimentalmente por Hamdullahpur e Mackay (1986), próximo à zona de ejeção, onde o perfil da flutuação do gás mostrou-se irregular.

Kunii e Levenspiel (1990) desenvolveram abordagem análoga a Pemberton e Davidson. No entanto, este tipo de modelagem não se aplica a regiões acima da TDH, onde se verificaria uma região de transporte, com a uniformização da velocidade do gás.

• Modelagem da região acima da TDH

Inicialmente, as abordagens apresentadas na literatura previam o fluxo de elutriação em termos de uma constante $K_{\infty i}$:

$$\frac{d}{dt}(x_i M) = x_i K_{\infty i} A_L = F_{\infty i} A_L \quad (1.1)$$

aonde $\frac{d}{dt}(x_i M)$ = taxa instantânea de elutriação de sólidos de diâmetro d_i , considerando

operação em batelada:

A_L = área da seção transversal do leito:

M = inventário do leito:

x_i = fração em massa no leito, e

$F_{\infty i}$ = fluxo de elutriação das partículas de diâmetro d_i .

Para operação contínua, x_i e M são constantes, e $F_{\infty i} = x_i K_{\infty i}$. A concentração de partículas de diâmetro d_i na entrada do ciclone poderia ser dada então por

$$C_i = \frac{F_{\infty i}}{U} \quad (1.2)$$

e a fração em massa de cada diâmetro de partícula elutriada por

$$x_{ei} = \frac{F_{\infty i}}{F_{\infty}} \quad (1.3)$$

O fluxo de elutriação não pode ser previsto a menos que $K_{\infty i}$ seja conhecida. Como esta constante não é, até o momento, determinada por princípios fundamentais, várias correlações empíricas tem sido propostas (Smolders e Baeyens, 1997).

Briens e Bergounou (1986), Briens, Bergounou e Baron, (1988) e Sciasko, Bandrowski e Raczek (1991) têm considerado que, na região acima da TDH, o perfil de velocidade do gás seria uniforme ao longo de cada seção transversal, com a suspensão gás-sólidos considerada em regime de transporte pneumático. Para calcular o fluxo de sólidos acima da TDH, os autores normalmente utilizaram formulações que relacionam a perda de pressão no escoamento com a concentração de partículas. Essas últimas necessitam, para sua utilização, do valor do fluxo de ejeção de partículas, $F_{o..}$

Apesar destes modelos relacionarem o fluxo de elutriação com o fluxo de ejeção de partículas, eles não estimam o fluxo de arraste ao longo da câmara de expansão na região situada abaixo da TDH e dependem do conhecimento da TDH. A determinação da TDH é complexa, sendo que na literatura há mais de uma dezena de proposições para tanto (conforme Tabela 4.6).

- **Modelagem de toda a *freeboard***

A primeira modelagem que considerou toda a *freeboard* foi proposta por Zenz e Weil, em 1958, baseado num balanço de forças aplicado às partículas, admitindo regime de escoamento laminar. Contudo, na época, não se tinham formulações matemáticas para a zona de ejeção, o que limitava o trabalho a uma descrição qualitativa do perfil do fluxo de arraste ao longo da altura.

Atualmente, a aplicação deste método tornou-se usual, pois já é possível estimar o fluxo de arraste e a velocidade das partículas na zona de ejeção (Hamdullahpur e Mackay, 1986).

Glicksman e Yule (1995) desenvolveram um modelo mecanicista para prever o fluxo de arraste total ao longo da *freeboard* de um leito fluidizado borbulhante. Eles incluíram no modelo a aceleração das partículas devido às altas velocidades do gás ocasionadas pela erupção de bolhas coalescendo na superfície do leito, e consideraram a probabilidade de coalescência de múltiplas bolhas. A porosidade do leito e a frequência de bolhas foram estimadas considerando o modelo de duas-fases. O fluxo de arraste previsto decaiu exponencialmente com a altura da coluna. Os resultados obtidos pelo modelo foram razoáveis quando comparados aos dados experimentais de Glicksman e Piper (1987).

Milioli e Foster (1995) propuseram um modelo para avaliar o fluxo de ejeção e de elutriação de partículas em um leito fluidizado borbulhante. No modelo, as partículas foram divididas em 3 classes: finos críticos, finos e grosseiros. Os finos críticos seriam aqueles cuja

velocidade terminal é muito menor do que U , e seriam instantaneamente arrastados na superfície do leito. Partículas finas e grosseiras seriam aquelas com U_t menor e maior que U , respectivamente, e seriam arrastadas através do mecanismo de ejeção de partículas contidas na esteira das bolhas pela erupção das mesmas na superfície do leito denso. A expressão proposta para a determinação do fluxo de ejeção de partículas, F_e , foi baseada no trabalho de Briens, Bergougnou e Baron (1988) e, quando comparada aos dados experimentais de Pemberton e Davidson (1986), obtidos em um LFB de 0,60 m de D com polímeros de 760 μm , forneceu resultados satisfatórios. O modelo para elutriação é baseado no decaimento exponencial do fluxo de arraste com a altura da *freeboard* e depende de parâmetros empíricos, obtidos para situações operacionais específicas.

c. Modelagem completa do arraste no leito fluidizado

A tendência atual dos modelos é tentar considerar todos os fenômenos que possam influenciar o arraste, desde a placa distribuidora até a entrada no ciclone, acompanhando a trajetória das partículas ejetadas ao longo da *freeboard*, considerando ou não a variação axial da velocidade do gás devido à erupção das bolhas (Son, Choi e Lee, 1988; Choi, Son e Kim, 1989; Andersson e Leckner, 1989; Berkelmann e Renz, 1991, e Fung e Hamdullahpur, 1993, 1993a).

Son, Choi e Lee (1988) propuseram um modelo de arraste baseado num balanço de forças aplicado às partículas na *freeboard*, desconsiderando a variação da velocidade de fluidização com a altura do leito, e obtiveram resultados satisfatórios, quando comparados aos dados experimentais para fluxo de elutriação de Gugnoni e Zenz (1980) e George e Grace (1981), em leito de dimensão característica menor do que 0,90 m. Choi, Son e Kim (1989) e Andersson e Leckner (1989) usaram abordagens análogas e, também desconsiderando a variação de velocidade do gás, obtiveram resultados satisfatórios para o fluxo de elutriação e para o fluxo de arraste ao longo da altura, comparando-os a dados experimentais de um CLFB com dimensão característica maior que 0,60 m.

O modelo de Berkelmann e Renz (1991) fornece o fluxo de arraste total e a velocidade média axial das partículas ao longo da altura. A comparação do modelo, com a inclusão da turbulência do gás, contra seus dados experimentais obtidos para um CLFB de $2,25 \times 2,25$ m queimando carvão, não resultou numa melhora significativa dos resultados para o fluxo de arraste de sólidos ao longo da altura.

O trabalho de Fung e Hamdullahpur (1993, 1993a) apresenta a modelagem mais completa até então e considera simultaneamente uma série de fatores que podem afetar o arraste, entre eles a coalescência e a erupção das bolhas na superfície do leito denso, a flutuação local da velocidade do gás na *freeboard* e a geometria do distribuidor. Todavia, o modelo proposto não inclui a atuação de forças coesivas e a coalescência das bolhas é considerada apenas na vertical. Os resultados obtidos, quando comparados a dados experimentais do fluxo de partículas ejetadas (Pemberton e Davidson, 1986) não foram satisfatórios. Os autores atribuíram isto ao fato de não considerarem em seu modelo a probabilidade de coalescência de bolhas não alinhadas verticalmente. Para a previsão do decaimento da velocidade axial do gás com a altura da *freeboard*, no entanto, o método concordou bem com os seus dados experimentais.

1.3 Objetivos do Trabalho

Nesta tese, o fenômeno do arraste de partículas de FCC ao longo da altura de um leito fluidizado borbulhante é estudado experimentalmente, considerando a influência da velocidade superficial do gás e do inventário de sólidos.

É proposto um modelo mecanicista para leitos de grande porte - $D \geq 0,60$ m -, levando em conta a informação técnica e as constatações experimentais. O modelo é pioneiro em considerar a distribuição granulométrica efetiva das partículas de FCC devido à ação das forças coesivas interparticulares no leito denso. Ele considera também a ejeção vertical de partículas sólidas através da erupção de bolhas na superfície do leito denso e calcula a sua trajetória baseado na dinâmica das partículas, possibilitando estimativas do fluxo de arraste e da granulometria dos sólidos em cada seção transversal ao longo da câmara de expansão.

O programa de testes foi realizado para dar subsídios e confirmar a validade do modelo devido à não disponibilidade de dados experimentais detalhados na literatura relativos à granulometria e ao fluxo de partículas de FCC arrastadas em grandes leitos.

Capítulo 2

Modelo do Arraste de Partículas Proposto

Neste capítulo, é proposto um modelo mecanicista para o arraste de partículas em vasos de grandes dimensões. Isto é feito com base na descrição experimental recolhida e na consideração, quando adequada, dos modelos já disponíveis.

O modelo descrito está dividido em duas partes, conforme trata as duas regiões principais do leito:

- Leito denso, e
- *Freeboard*.

2.1 Leito Denso

A modelagem do leito denso compreende o leito propriamente dito e a zona de ejeção de partículas. As correlações empíricas ou semi-empíricas selecionadas no modelo foram empregadas devido à aplicabilidade as condições operacionais dos testes executados neste trabalho.

2.1.1 Leito denso propriamente dito

Para estimativa do fluxo de partículas ejetadas, F_o , uma série de parâmetros relativos à fluidodinâmica do leito denso deve ser considerada inicialmente, a saber:

- Velocidade terminal das partículas, U_t ;
- Distribuição granulométrica das partículas devido ao processo de atrito abrasivo;
- Distribuição granulométrica das partículas levando em conta o processo de aglomeração;
- Velocidade mínima de fluidização, U_{mf} ;

- Diâmetro médio das bolhas na superfície do leito, $\bar{d}_B$;
- Velocidade média das bolhas na superfície do leito, U_B ;
- Altura do leito denso expandido, H_e ;
- Freqüência de borbulhamento, f_B ;
- Probabilidade de coalescência simultânea de N_B bolhas na superfície do leito, P_{NB} .

Os cálculos de U_{mf} , $\bar{d}_B$, U_B , H_e , e f_B dependem da distribuição granulométrica das partículas, que se altera devido ao processo de aglomeração. Como consequência, são realizados de modo iterativo, visto que a nova distribuição das partículas no leito denso depende, por sua vez, do conhecimento prévio daquelas grandezas.

O diâmetro médio das bolhas na superfície do leito, em especial, é um parâmetro que influencia de modo significativo o arraste; ele depende basicamente da geometria da placa distribuidora, das propriedades físicas do gás e das partículas, e da descarga de gás.

a. Velocidade terminal para cada tamanho de partícula alimentada, U_t ,

O cálculo da velocidade terminal, U_t , é necessário para a separação das partículas alimentadas em finas ($U_t < U$) e grosseiras ($U_t \geq U$). A velocidade terminal para cada tamanho de partícula é obtida através de um balanço de forças na partícula na direção vertical, considerando a partícula em queda livre e a velocidade do gás nula:

$$F_T = E - F_a - P \quad ,$$

onde F_T = força resultante;

E = empuxo;

F_a = força de arraste, e

P = peso da partícula.

Substituindo as expressões correspondentes a cada um desses termos, tem-se:

$$m_p a_p = \rho g \nabla_p - \frac{1}{2} C_D A_p \rho |U_p - U| [U_p - U] - m_p g \quad ,$$

onde m_p = massa da partícula;

a_p = aceleração da partícula;

U_p = velocidade da partícula;

∇_p = volume da partícula;

A_p = área projetada da partícula, na direção perpendicular ao escoamento;

ρ = densidade do gás, e

g = aceleração gravitacional.

Tem-se que:

$$\nabla_p = \frac{m_p}{\rho_p}$$

e

$$A_p = \frac{6}{4} \frac{\nabla_p}{\phi d} \quad ,$$

onde ϕ é a esfericidade, d o diâmetro e ρ_p a densidade aparente da partícula.

Substituindo estas expressões na equação de balanço, fica:

$$0 = -\frac{3}{4} \frac{\rho C_D U_t^2}{\phi d \rho_p} - \left(\frac{\rho_p - \rho}{\rho_p} \right) g \quad ,$$

Rearranjando, vem:

$$U_t = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{\phi d \rho_p}{\rho C_D} \left(\frac{\rho_p - \rho}{\rho_p} \right) g}$$

Experiências conduzidas com partículas isométricas, isto é, partículas esféricas ou na forma de poliedros regulares, indicam que o coeficiente de arraste, C_D , depende apenas do número de Reynolds e da esfericidade das partículas (Lapple e Shepherd, 1940; Pettyjohn e Christiansen, 1948; Morsi e Alexander, 1972; Fouda e Capes, 1977; Clift, Grace e Weber, 1978; Concha e Barrientos, 1986; e Haider e Levenspiel, 1989). Como as correlações existentes para cálculo de C_D para partículas não-esféricas são de complexidade e precisão equivalentes (Coelho e Massarani, 1996), optou-se pelo uso da expressão de Haider e Levenspiel no modelo:

$$C_D = \frac{24}{Re} \left(1 + C_1 \cdot Re^{C_2} \right) + \frac{C_3}{1 + \frac{C_4}{Re}},$$

onde

$$C_1 = \exp(2,3288 - 6,4581\phi + 2,4486\phi^2)$$

$$C_2 = 0,0964 + 0,5565\phi$$

$$C_3 = \exp(4,905 - 13,8944\phi + 18,4222\phi^2 - 10,2599\phi^3)$$

$$C_4 = \exp(1,4681 + 12,2584\phi - 20,7322\phi^2 + 15,8855\phi^3)$$

O número de Reynolds da partícula é determinado por:

$$Re = \frac{\rho d |U_t - U|}{\mu}$$

onde μ é a viscosidade dinâmica do gás.

Desta forma, o cálculo da velocidade terminal da partícula isolada é iterativo. O gráfico da Figura 2.1 a seguir ilustra o efeito da esfericidade da partícula no coeficiente de arraste, demonstrando a importância de se ter bem definido o valor de ϕ .

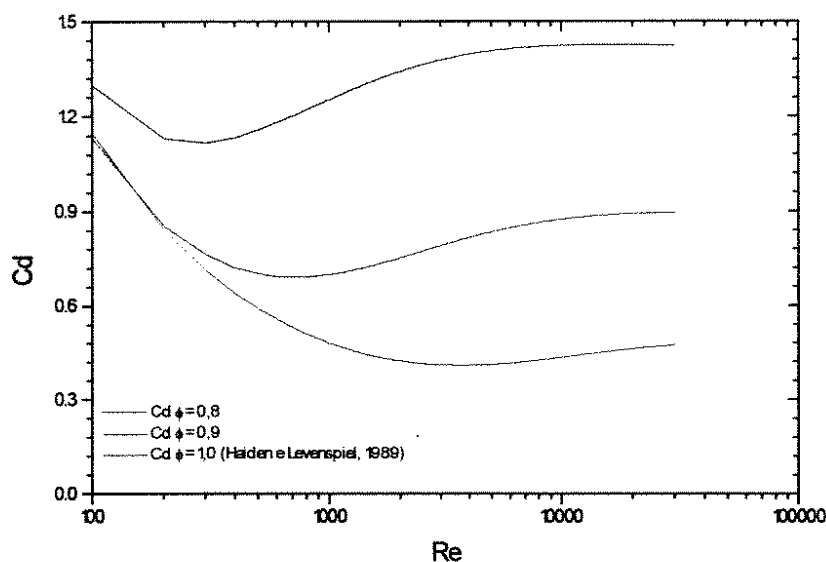


Figura 2.1 Efeito da esfericidade de uma partícula isométrica sobre o coeficiente de arraste.

b. Distribuição granulométrica das partículas devido ao processo de atrito abrasivo

Forsythe e Hertwig (1949) realizaram o primeiro trabalho sobre a redução de tamanho de partículas de FCC em um pequeno LFB e concluíram que o processo de redução de tamanho possível seria o de atrito abrasivo.

Para o caso de uma unidade de craqueamento catalítico, a distribuição granulométrica das partículas de FCC de equilíbrio no leito denso do regenerador já leva em conta o processo de atrito abrasivo (Zens e Smith, 1972). A distribuição granulométrica de equilíbrio de FCC é considerada um dado de entrada no método de cálculo, não sendo necessária a inclusão de algum efeito adicional do atrito abrasivo na granulometria. Esta hipótese, como as demais, deve passar posteriormente por confirmação experimental,

comparando, no caso, a distribuição granulométrica do leito antes e após o processo de fluidização.

c. Distribuição granulométrica das partículas devido ao processo de aglomeração

De acordo com Visser (1989), a força coesiva interparticular dominante em um leito fluidizado é a força de van der Waals, que atua principalmente em partículas do grupo A e C, classificação Geldart. Assim, para partículas de FCC - grupo A - a distribuição granulométrica do material alimentado difere da distribuição efetiva dentro do leito, devido à formação de aglomerados constituídos de partículas com até um diâmetro crítico d_c , conforme Baeyens, Geldart e Wu (1992). Partindo deste pressuposto, o modelo desenvolvido por Bénoni, Briens, Baron, Duchesne e Knowlton (1994) permite avaliar a distribuição granulométrica efetiva do leito denso. O modelo foi aplicado para areia e polietileno e previu de forma satisfatória a distribuição granulométrica efetiva dos finos no leito, admitindo que as amostras analisadas granulometricamente a seco mantinham os aglomerados formados durante o processo de fluidização e que as analisadas via úmida os desfaziam completamente. Considerando as hipóteses de que somente os finos ($U_t < U$) se aglomeram e de que os aglomerados são não elutriáveis, eles definiram uma função de aglomeração log-normal, f_{ag} , que fornece a fração em massa de cada tamanho de partícula fina que se aglomera. Como a definição de finos depende da velocidade terminal, para cada velocidade superficial de fluidização utilizada, existiriam mais ou menos finos no leito sujeitos ao fenômeno de aglomeração. Deve-se ressaltar que a força de van der Waals é função do diâmetro das partículas e da distância entre elas (Visser, 1989; Baeyens, Geldart e Wu, 1992; e Hyre, 1997). Baeyens, Geldart e Wu (1992), em testes que incluíram partículas catalíticas, determinaram esse diâmetro crítico como sendo igual a

$$d_c = \frac{10325}{\rho_p^{0,725}} \quad [\mu\text{m}],$$

Em um gráfico de fluxo de elutriação *versus* tamanho de partícula, eles observaram que o fluxo aumentava com o tamanho de partícula até um certo diâmetro d_c , tendência contrária ao esperado. Isto teria ocorrido, supostamente, pela ação da força coesiva, a qual provocaria a aglomeração de partículas finas com diâmetro máximo igual a d_c , fazendo com que estes finos se tornassem não-elutriáveis. Pode-se estimar este diâmetro crítico teoricamente, a partir da expressão da força coesiva interparticular de Van der Waals, F_c (Rietema, Cottaar e Piepers, 1993):

$$F_c = \frac{d_a A}{12Z^2}, \quad [\text{N}]$$

onde d_a = raio de curvatura médio das asperezas superficiais das partículas, admitido igual a $0,1 \times 10^{-6}$ m (Massimilla e Donsi, 1976);

A = constante de Hamaker, igual a 10^{-19} J (Visser, 1972), e

Z = distância mínima entre as partículas tal que F_c seja máxima; admitido um valor médio igual a $2,23 \times 10^{-10}$ m (Lennard-Jones, 1937).

De acordo com Visser (1989), a força de van der Waals é dominante em relação a força gravitacional, e, portanto, em relação às forças fluidodinâmicas no leito fluidizado, quando as partículas estão em contato real, que ocorre para distância entre superfícies da ordem de nanômetros, e têm diâmetros menores que 100 μm . A situação muda para partículas porosas, como é o caso do FCC, ou partículas achatadas e cristalinas; para estes casos, a faixa de tamanho na qual a força coesiva é significativa é estendida para partículas maiores.

Num gráfico da razão entre a força coesiva e a força gravitacional F_c/F_g *versus* o diâmetro da partícula, admitindo que o máximo tamanho de partícula de FCC sujeito à aglomeração no leito denso seja aquele no qual $F_c/F_g = 1$, tem-se $d_c = 130 \mu\text{m}$:

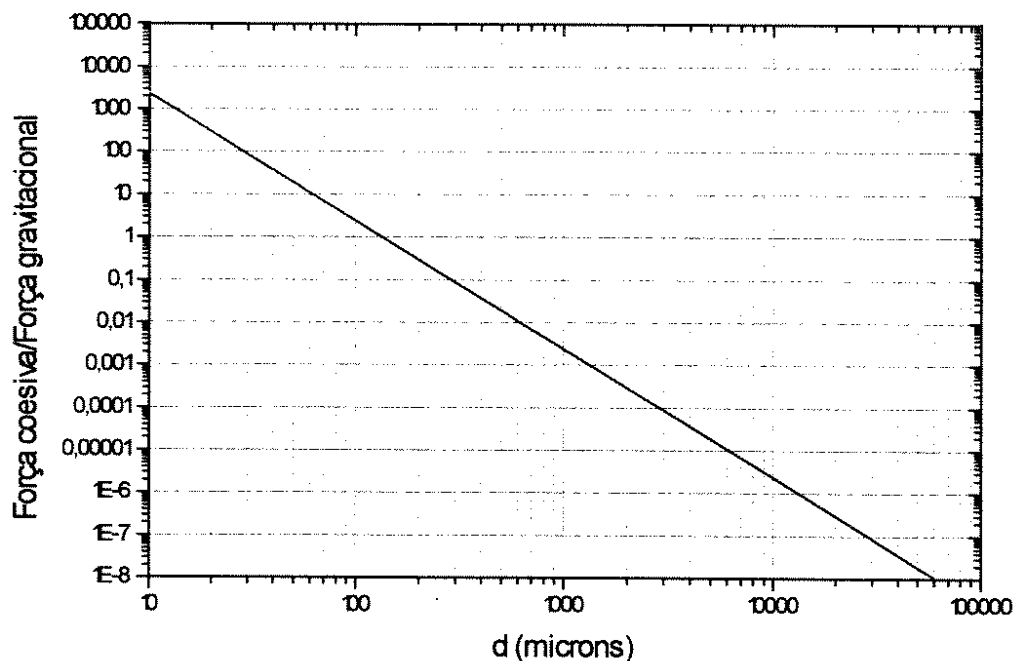


Figura 2.2 Diâmetro máximo de partícula de FCC sujeito à aglomeração no leito denso.

A função log-normal de aglomeração, f_{ag} , é dada por (Bénoni, Briens, Baron, Duchesne e Knowlton, 1994):

$$f_{ag}(d_i) = \frac{X_{ei}}{X_i} \quad (2.1)$$

$$= \int_0^{d_i} \frac{\exp\left\{-\frac{[\ln(d_i) - \ln(\bar{d}^*)]^2}{2[\ln(\sigma_s)]^2}\right\}}{\sqrt{2\pi} \ln(\sigma_s)} \frac{\partial(d_i)}{d_i} ,$$

onde $\bar{d}^*$ = diâmetro médio geométrico dos sólidos alimentados: $\bar{d}^* = \sqrt[N]{\prod_{i=1}^N d_i}$;

d_i = diâmetro das partículas da faixa granulométrica i menores ou iguais ao diâmetro

crítico d_c :

σ_s = desvio-padrão da distribuição:

X_{ei} = fração mássica acumulativa das partículas finas não aglomeradas do leito de diâmetro d_i menor ou igual a d_c , e

X_i = fração mássica acumulativa das partículas alimentadas de diâmetro d_i menor ou igual a d_c .

A fração em massa acumulativa correspondente à soma das várias faixas granulométricas de finos que se aglomeram, X_{ag} , é calculada por:

$$X_{ag} = \sum_{i=1}^{N_c} (X_i - X_{ei}) \quad , \quad (2.2)$$

onde N_c é o número de faixas granulométricas de partículas menores ou iguais ao diâmetro crítico para aglomeração d_c .

Adotou-se para σ_s o valor de $3\sigma_{so}$, sendo σ_{so} o desvio-padrão geométrico das partículas alimentadas, visto que o percentual de partículas aglomeradas no leito denso, calculado pelo modelo, X_{ag} , variou de modo sensível até $\sigma_s = 3\sigma_{so}$. Para valores de σ_s superiores, não ocorreu alteração significativa da massa de aglomerados formados.

Não há na literatura, até o momento, modelos que permitam avaliar a distribuição granulométrica dos aglomerados formados no leito denso. O tamanho máximo de aglomerado pode ser estimado, no entanto, como será visto posteriormente, a partir dos dados experimentais obtidos neste trabalho, levando em conta as distribuições granulométricas das partículas do leito denso, determinadas por peneiramento vibratório (a seco) e por difração a laser (via úmida), empregando-se o Malvern®, onde se admite que o procedimento a úmido desintegra os aglomerados formados durante a fluidização.

Considerando, ainda, o menor diâmetro dos aglomerados como sendo igual ao diâmetro das partículas imediatamente maiores que d_c , estabelece-se os tamanhos limites dos aglomerados, que podem ser distribuídos em N_{ag} faixas granulométricas. A massa total de aglomerados é distribuída pelas várias faixas granulométricas, admitindo-se tentativamente quatro tipos de distribuição: uniforme, normal, log-normal ou exponencial. Aplicadas essas distribuições ao modelo de arraste, elas forneceram valores de $F(z)$ próximos. Sendo assim, adotou-se, por simplicidade, a distribuição uniforme, como segue:

$$x_{gi} = \frac{X_{ag}}{N_{ag}}, \quad (2.3)$$

onde x_{gi} é igual a fração mássica dos finos aglomerados de diâmetro d_i .

d. Velocidade mínima de fluidização, U_{mf}

Lippens e Mulder (1993) testaram 33 correlações propostas na literatura para determinação de U_{mf} , aplicando-as em 80 conjuntos de testes diferentes para 20 tipos de particulado (grupos A e B), também encontrados na literatura. As expressões mais relevantes puderam ser reformuladas como correlações adimensionais, nas quais o estado do leito fluidizado poderia ser determinado pela razão entre o número de Arquimedes e o número de Reynolds para mínima fluidização, Ar/Re_{mf} . Os autores concluíram que a equação de Ergun poderia ser usada para determinar a velocidade de mínima fluidização corretamente, com resultados superiores comparados às demais correlações propostas. A correlação, no entanto, não foi analisada para partículas de FCC.

Xie e Geldart (1995) fluidizaram partículas de FCC em uma LFB de 0,152 m de diâmetro para analisar o efeito do tipo de gás e da temperatura, e observaram que as correlações propostas por Wen e Yu (1966) e Geldart e Abrahansen (1980) fornecem resultados satisfatórios para o cálculo de U_{mf} , na faixa de 27 a 500 °C, para ar, argônio,

nitrogênio e dióxido de carbono, com velocidade superficial de fluidização entre U_{mf} e 0.5 m/s.

Estas correlações foram adotadas no modelo, considerando, adicionalmente, as observações de Geldart (1986) quanto ao diâmetro das partículas:

- Para partículas maiores que 100 μm , U_{mf} é calculada através da equação de Ergun modificada (Wen e Yu, 1966):

$$U_{mf} = \left(\sqrt{1135,7 + 0,0408 Ar} - 33,7 \right) \frac{\mu}{\rho d}, \quad (2.4)$$

$$\text{com } Ar = \frac{\rho(\rho_p - \rho)g\bar{d}^3}{\mu^2}, \quad (2.5)$$

onde $\bar{d}$ é o diâmetro médio de Sauter das partículas do leito denso.

- Para partículas menores do que 100 μm , adotou-se a correlação de Geldart e Abrahansen (1980), para um LFB de 0,152 m de diâmetro, fluidizando partículas de alumina, esferas de vidro e FCC:

$$U_{mf} = \frac{(\rho_p - \rho)^{0,934} g^{0,934} \bar{d}^{1,8}}{1111\mu^{0,87} \rho^{0,066}} \quad (2.6)$$

Para o cálculo da velocidade mínima de fluidização para cada tamanho de partícula d_i , substitui-se o valor de $\bar{d}$ nas Eqs. (2.4) a (2.6) pelo valor de d_i .

e. Diâmetro médio das bolhas na superfície do leito, $\bar{d}_B$

Existem várias correlações na literatura propostas para a determinação do diâmetro médio das bolhas na superfície do leito denso (Baron, Briens, Gautier e Bergougnou, 1990). Entretanto, apenas as correlações de Mori e Wen (1975) e Horio e Nonaka (1987) consideram o diâmetro do leito e foram aplicadas a partículas catalíticas do grupo A.

O procedimento de cálculo adotado para avaliar $\bar{d}_B$ foi o de Mori e Wen (1975), que considerou um número maior de parâmetros físicos, tais como: o diâmetro inicial d_{Bo} e o diâmetro máximo estável das bolhas, d_{Bm} , o diâmetro interno do leito, D , e a geometria do distribuidor de gás.

O diâmetro inicial da bolha, d_{Bo} , na saída do distribuidor de gás, é dado por Miwa, Mori, Kato e Muchi (1971), através de uma correlação de ajuste de dados experimentais, obtidos para placas distribuidoras porosas, perfuradas ou com ejetores tipo torre:

$$d_{Bo} = 0,872 \left[A_n (U - U_{mf}) \right]^{0,4}, \quad (2.7)$$

para placa perfurada e tipo torre, e

$$d_{Bo} = 0,376 (U - U_{mf})^2, \quad (2.8)$$

para placa porosa, onde A_n é a área da seção transversal da placa distribuidora dividida pelo número de orifícios verticais.

Leung (1972) observou experimentalmente que, para bolhas injetadas dentro do leito denso através de um único orifício, a razão entre o máximo diâmetro estável, d_{Bm} , e o diâmetro inicial das bolhas, d_{Bo} , poderia ser estimada de:

$$\frac{d_{Bm}}{d_{Bo}} = 1,87 \quad (2.9)$$

Embora esta equação tenha sido verificada apenas para leitos com um orifício na placa distribuidora, ela é aplicada no presente caso devido à não existência de informações mais específicas para LFBs operando com partículas do grupo A.

Mori e Wen (1975), através de um ajuste de dados experimentais de vários autores, constataram que o diâmetro médio das bolhas na superfície do leito denso, $\bar{d}_B$, varia exponencialmente com o diâmetro interno do mesmo, D , e propuseram a seguinte correlação:

$$\frac{d_{Bm} - \bar{d}_B}{d_{Bm} - d_{Bo}} = \exp\left(-0,3 \frac{H_e}{D}\right), \quad (2.10)$$

onde H_e é igual a altura do leito denso expandido. Essa equação foi testada para leitos fluidizando partículas de areia, carvão, alumina, catalisadores e esferas de vidro (grupos A e B). Sua faixa de aplicabilidade é:

$$0,05 \leq U_{mf} \leq 0,20 \text{ m/s};$$

$$60 \leq d \leq 450 \text{ } \mu\text{m};$$

$$U \leq 0,50 \text{ m/s, e}$$

$$D \leq 1,3 \text{ m}$$

f. Velocidade média de ascensão das bolhas, U_B

Este parâmetro é estimado através do modelo das duas-fases de Davidson e Harrison, por ser simples e fornecer resultados comparáveis aos experimentais:

$$U_B = 0,71\sqrt{g\bar{d}_B} + (U - U_{mf}) , \quad (2.11)$$

onde o primeiro termo do lado direito da expressão corresponde à velocidade de uma bolha isolada e o segundo ao excesso do gás de fluidização, isto é, a porção de gás responsável pela formação das bolhas.

g. Altura do leito denso expandido, H_e

Para uma seção transversal reta do leito denso, A_L , na qual a vazão de gás contido nas bolhas, Q_B , e a velocidade média de ascensão das bolhas, U_B , são aproximadamente uniformes, a fração da área ocupada pelas bolhas, ε_L , é dada por:

$$\varepsilon_L = \frac{Q_B}{A_L U_B} \quad (2.12)$$

O volume diferencial dV_D que a fase densa ou particulada ocupa em um elemento de altura dz do leito denso é dado por:

$$dV_D = (1 - \varepsilon_L) A_L dz \quad (2.13)$$

Assim, o volume total da fase particulada é obtido pela integração no volume, dV_D , de $z = 0$ até $z = H_e$. De acordo com o modelo das duas fases, a porosidade da fase particulada é igual à da condição de mínima fluidização, de modo que seu volume total é igual ao do leito na condição de mínima fluidização, i.e., $A_L H_{mf}$, onde H_{mf} é a altura do leito denso em condições de mínima fluidização. Assim:

$$A_L H_{mf} = \int dV_D$$

$$= \int_0^{H_e} (1 - \varepsilon_L) A_L dz$$

e, substituindo-se ε_L da Eq. (2.12):

$$H_{mf} = \int_0^{H_e} \left(1 - \frac{Q_B}{A_L U_B} \right) dz$$

Dai:

$$H_e - H_{mf} = \int_0^{H_e} \left(\frac{Q_B}{A_L U_B} \right) dz \quad (2.14)$$

Do modelo de duas-fases, tem-se:

$$Q_B = (U - U_{mf}) A_L \quad (2.15)$$

Substituindo as expressões para U_B e D_B , das Eqs. (2.11) e (2.15), em (2.14), resulta:

$$H_e - H_{mf} = \int_0^{H_e} \frac{(U - U_{mf})}{(U - U_{mf}) + 0,71 \sqrt{g \bar{d}_B}} dz$$

Para partículas do grupo A, onde a velocidade média das bolhas, U_B , e o diâmetro médio das bolhas, $\bar{d}_B$, permanecem aproximadamente constantes com a altura, variando somente na região próxima ao distribuidor de gás (Geldart, 1986), a altura do leito expandido pode ser estimada por:

$$H_e = \left(\frac{U - U_{mf}}{0,71\sqrt{g\bar{d}_B}} + 1 \right) H_{mf} ,$$

Para partículas do grupo A, H_{mf} pode ser considerado igual à altura do leito estático, H_o , conforme proposto por Geldart (1986), de maneira que a altura do leito expandido é estimada por:

$$H_e = \left(\frac{U - U_{mf}}{0,71\sqrt{g\bar{d}_B}} + 1 \right) H_o \quad (2.16)$$

h. Frequência de borbulhamento, f_B

A frequência de borbulhamento pode ser estimada pela expressão desenvolvida em 1963, por Davidson e Harrison, usando a teoria da duas-fases:

$$f_B = \frac{(U - U_{mf})A_L}{\frac{\pi}{6}\bar{d}_B^3} , \quad (2.17)$$

onde o numerador indica a vazão de gás no leito denso responsável pela formação de bolhas, e o denominador o volume médio das bolhas.

i. Probabilidade de coalescência simultânea de N_B bolhas na superfície do leito, P_{N_B}

De acordo com Clift e Grace (1971), para bolhas de mesmo tamanho d_B , uma bolha somente coalescerá com outra se duas condições forem satisfeitas simultaneamente:

- A distância centro a centro entre as duas bolhas, Δl , for menor do que o diâmetro das mesmas, e

- O ângulo formado pela linha que une os centros das duas bolhas com a direção vertical for menor do que um ângulo limite α_c .

Existem várias argumentações na literatura em relação ao valor do ângulo α_c . Clift e Grace estimaram que para duas bolhas esféricas de mesmo tamanho coalescendo, o ângulo limite seria 30° . Briens, Bergougnou e Baron (1988), para ajustar seus resultados teóricos com dados experimentais obtidos para o fluxo de ejeção de partículas, impuseram um ângulo de 48° , independente da velocidade superficial de fluidização. Yates, Wu e Cheesman (1997), observaram ângulos de coalescência variando de $2,5$ a $53,1^\circ$ e diretamente proporcionais a razão U/U_{mf} , analisando, através de raio-X, o comportamento de bolhas oriundas de dois orifícios separados a uma distância conhecida em um leito mantido em condições de mínima fluidização, para partículas do grupo A. No presente trabalho, optou-se pelo procedimento empregado por Briens, Bergougnou e Baron, obtendo-se o ângulo limite para coalescência das bolhas na superfície do leito a partir da extrapolação dos valores obtidos, em cada velocidade de fluidização, do fluxo de ejeção de partículas experimental.

Se P_d é a probabilidade de que a distância centro a centro de duas bolhas consecutivas, Δl , seja menor do que o diâmetro médio das bolhas, $\bar{d}_B$, e P_c é a probabilidade de que duas ou mais bolhas coalesçam, isto é, $\alpha < \alpha_c$, de acordo com Briens, Bergougnou e Baron (1988), tem-se:

$$P_c = CP_d \quad , \quad (2.18)$$

onde C é um fator de correção que leva em conta o ângulo no qual as bolhas coalescem.

A probabilidade P_d é admitida independente do ângulo no qual as bolhas coalescem. Para uma dada distância Δl entre duas bolhas, o fator de correção C é calculado como a razão entre a área da superfície da esfera de raio Δl , centrada no centro da bolha líder,

limitada pelo cone com ângulo sólido igual a $2\alpha_c$, com ápice localizado no centro da bolha líder, e a área da semi-esfera de raio Δl , conforme a Figura 2.3:

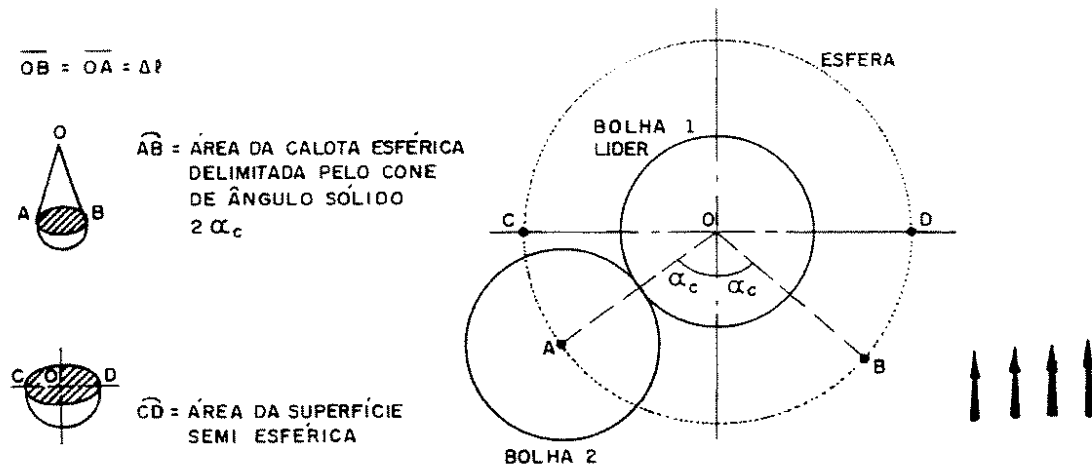


Figura 2.3 Desenho esquemático da coalescência de duas bolhas.

Assim:

$$C = \frac{\text{area delimitada pelo cone na superficie semi - esferica}}{\text{area da superficie semi - esferica}}$$

ou

$$C = \frac{2\pi\Delta l^2(1 - \cos\alpha_c)}{2\pi\Delta l^2}$$

Dessa forma:

$$C = 1 - \cos\alpha_c \quad (2.19)$$

e, substituindo a Eq. (2.19) em (2.18):

$$P_c = P_d(1 - \cos \alpha_c) \quad (2.20)$$

Segundo Hatano e Ishida (1983), a distância entre o centro de duas bolhas consecutivas, Δl , segue uma lei de distribuição normal de probabilidade, com um valor médio Δl_m e um desvio-padrão σ . Para a relação entre Δl e o diâmetro médio das bolhas na superfície do leito, $\bar{d}_B$, a distribuição normal de probabilidade $\Phi(\Delta l / \bar{d}_B)$ é:

$$\Phi\left(\frac{\Delta l}{\bar{d}_B}\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\left(\frac{\Delta l - \Delta l_m}{\sigma \bar{d}_B}\right)^2\right] \quad (2.21)$$

Para FCC, os autores determinaram experimentalmente o desvio-padrão da distribuição de tamanho das bolhas emergentes, σ , aproximadamente igual a 0,76, para um LFB com 0,15 m de diâmetro, supondo distribuição uniforme das bolhas ao longo da seção transversal. O valor de Δl_m é obtido a partir da hipótese de arranjo cúbico de bolhas (Ishida, Nashiwaki e Shirai, 1980):

$$\varepsilon_L \Delta l_m^3 = \frac{\pi \bar{d}_B^3}{6}$$

Substituindo o valor de ε_L da Eq. (2.12) na expressão anterior, resulta:

$$\Delta l_m = \left(\frac{\pi}{6}\right)^{1/3} \left(\frac{A_L U_B}{Q_B}\right)^{1/3} \bar{d}_B$$

Introduzindo a Eq. (2.15) para Q_B , vem:

$$\frac{\Delta l_m}{\bar{d}_B} = \left[\frac{6}{\pi} \left(\frac{U - U_{mf}}{U_B} \right) \right]^{-1/3} \quad (2.22)$$

Integrando a Eq. (2.21) pelo método numérico de Newton-Cotes de 3ª ordem, para $\Delta l / \bar{d}_B$ variando entre 0 e +1, determina-se a probabilidade de que a distância centro à centro entre duas bolhas consecutivas, P_d , seja menor do que o diâmetro da bolha, $\bar{d}_B$. Para um intervalo de integração igual a Δx , onde $x = \Delta l / \bar{d}_B$ e $f(x) = \Phi(\Delta l / \bar{d}_B)$, a aplicação do método numérico fornece:

$$P_d = \sum_{a=0}^{a=1} \int_{x=a}^{a+\Delta x} f(x) dx \quad (2.23)$$

$$= \sum_{a=0}^{a=1} \frac{\Delta x}{8} \left\{ 3 \left[f\left(a + \frac{\Delta x}{3}\right) + f\left(a + 2\frac{\Delta x}{3}\right) \right] + [f(a) + f(a + \Delta x)] \right\}$$

Substituindo este valor na Eq. (2.20), obtêm-se a probabilidade P_c de duas bolhas consecutivas coalescerem. A probabilidade de N_B bolhas coalescerem simultaneamente na superfície do leito seria dada por (Briens, Bergounou e Baron, 1988):

$$P_{N_B} = (1 - P_c) P_c^{(N_B-1)}, \quad (2.24)$$

com N_B variando de 2 a $+\infty$.

Uma outra expressão para a probabilidade de coalescência simultânea de N_B bolhas na superfície do leito foi proposta mais recentemente por Fung e Hamdullahpur (1993a) em seu modelo para cálculo do fluxo de ejeção de sólidos, F_o . Contudo, devido à hipótese de coalescência apenas para bolhas verticalmente alinhadas, o modelo não forneceu resultados satisfatórios quando aplicado a dados experimentais de Pemberton e Davidson (1986a), com partículas poliméricas de 760 μm .

2.1.2 Zona de ejeção das partículas

Em 2.1.1 foram obtidos os parâmetros necessários ao cálculo do fluxo de partículas ejetadas na *freeboard*, desenvolvido nesta seção.

a. Distribuição da velocidade inicial de ejeção das partículas, U_{p00}

Em modelos de arraste que acompanham a trajetória das partículas ao longo da *freeboard*, o conhecimento da velocidade inicial de ejeção é essencial. Vários pesquisadores tem derivado expressões teóricas e empíricas para a determinação da velocidade inicial das partículas, tanto para bolhas isoladas como para bolhas coalescendo na superfície do leito. Pode-se listar as seguintes hipóteses, procedimentos e constatações em seus trabalhos:

- Os modelos para cálculo da velocidade inicial de ejeção das partículas consideram como condição inicial de ejeção que as partículas contidas na esteira das bolhas, um instante antes de serem ejetadas, possuem a velocidade de ascensão da bolha, sem considerar a velocidade relativa devido a recirculação do gás através das bolhas - *throughflow* (Caran, Edelstein e Levy, 1984 e Baskakov, Shuvalov e Berg, 1984). Esses modelos devem subestimar a velocidade de ejeção;
- A velocidade de ejeção das partículas é maior para bolhas coalescendo na superfície do leito (Caram, Edelstein e Levy, 1984);
- Não foram encontradas evidências experimentais de que a velocidade máxima de ejeção das partículas dependa da densidade ou da granulometria das partículas (Caram, Edelstein e Levy, 1984), embora alguns autores tenham considerado estes parâmetros na determinação da velocidade máxima de ejeção (Pemberton e Davidson, 1986, e Choi, Son e Kim, 1989);
- Apesar de discrepâncias na literatura, admite-se que cada tamanho de partícula ejetada tem uma distribuição de velocidades de ejeção, função da posição da qual ela é ejetada da superfície da bolha (Fung e Hamdullahpur, 1993);

- A velocidade de ejeção para cada partícula pode ser calculada a partir da curva experimental do fluxo de arraste em função da altura, e da equação do movimento para a partícula na *freeboard*, determinando-se assim qual a velocidade necessária para que aquele determinado diâmetro de partícula atinja a máxima altura na qual foi coletada (George e Grace, 1981, e Wen e Chen, 1982);
- Não há medida experimental eficiente para a determinação da velocidade real de ejeção das partículas no momento da erupção das bolhas na superfície do leito denso.

A Tabela 2.1 a seguir resume os principais trabalhos disponíveis na literatura, acerca da velocidade de ejeção, com a finalidade de uma análise de sensibilidade dos parâmetros envolvidos.

Tabela 2.1 Velocidade de ejeção das partículas na *freeboard*.

Referência	Expressão	Hipóteses, procedimentos e constatações experimentais
Do, Grace e Clift (1972)	$\bar{U}_{po} = 1,15U_B$ <i>bolha isolada</i> $\bar{U}_{po} = 2,00U_B$ <i>bolhas coalescendo</i>	• Velocidade média de ejeção para o diâmetro médio das partículas determinada a partir da medida experimental do fluxo de arraste.
Demmich e Bohmet (1978)	$U_{po_i} = 1,46 \times 10^9 d_B^{1,5} \left(\frac{\rho}{\rho_p} \right)^{0,5} d_i^{-1,3} U_B$	• Velocidade de ejeção para cada tamanho de partícula determinada a partir da medida experimental do fluxo de arraste.
George e Grace (1981)	$\bar{U}_{po} = 2,1U_B$	• Velocidade média de ejeção para o diâmetro médio das partículas determinada a partir da medida experimental do fluxo de arraste.
Wen e Chen (1982)	Não apresentaram correlação	• Velocidade de ejeção para cada tamanho de partícula determinada a partir da medida experimental do fluxo de arraste.
Walsh, Chaung, Dutta, Beer e Sarofim (1982)	Não apresentaram correlação	• Distribuição de velocidade admitindo uma distribuição normal com um valor médio proporcional a velocidade da bolha.
Hatano e Ishida (1983)	$0,5 \leq U_{po_{max}} / U_B \leq 1,5$ <i>bolha isolada</i> $1,1 \leq U_{po_{max}} / U_B \leq 3,0$ <i>bolhas coalescendo</i>	• Velocidade de ejeção máxima obtida experimentalmente em um leito com FCC usando sonda ótica na região de splash.
Levy, Caram, Dille e Edelstein (1983)	Não apresentaram correlação	• LFB semicilíndrico (3D); • Particulado: esferas de vidro, estireno e catalisador (50-3970 μm e 1055-3970 kg/m^3); • 4228 bolhas observadas; • 9,2% de bolhas coalescendo na superfície do LFB; • Os mecanismos de ejeção de partículas mostraram-se independentes do particulado.

Continua

Referência	Expressão	Hipóteses, procedimentos e constatações experimentais
Caram, Edelstein e Levy (1984)	$U_{po\ max} = \left[0,67 + 0,9 \left(\frac{h}{d_B - 2} \right) \right] \sqrt{g d_B} \quad \text{bolha isolada}$ $U_{po\ max} = \left[0,71 + 1,4 \left(\frac{h}{d_B - 2} \right) \right] \sqrt{g d_B} \quad \text{bolhas coalescendo}$	- Modelo teórico; - Cavidade formada por múltiplas bolhas coalescendo admitida cilíndrica; - Throughflow é potencial e incompressível; - Pressão constante ao longo da cavidade; - Interação partícula-partícula desprezível; - Uso da formulação da velocidade potencial na eq. da conservação da massa; - Experimental: 3 tipos de esferas de vidro e estireno (125-921 μm e 1055-2460 kg/m^3); - A velocidade inicial de ejeção independe do tamanho e da densidade das partículas utilizadas.
Baskakov, Shuvalov e Berg (1984)	$U_{po\ max} = \left[1 + 1,7 \frac{2h}{d_B} + 0,3 \left(\frac{2h}{d_B} \right)^2 \right] U_{mf}$ $+ \frac{2}{3} \sqrt{g \left[\frac{1,7}{d_B - 2} (d_B^2 - h^2) + 0,2 / (d_B - 2)^2 (d_B^3 - h^3) \right]} + U_B^2$	- Modelo teórico; - Cavidade formada por múltiplas bolhas coalescendo admitida semi-elipsoidal; - Throughflow é potencial e incompressível; - Pressão constante ao longo da cavidade; - Interação partícula-partícula desprezível; - Balanco de forças na esteira da cavidade.
Zhang, Cao, Ren, Chen e Hong (1985)	$U_{pomax} = \text{infinita}$	Uso de balanço de energia aplicado as bolhas em erupção.
Pemberton e Davidson (1986)	$U_{po\ max} = \frac{U_B d_B}{12\bar{d}} \quad \text{bolha isolada}$ $U_{po\ max} = 2,5 U_B \quad \text{bolhas coalescendo}$	- Balanco de força aplicado as bolhas em erupção; - Toda a quantidade de movimento do gás no interior da bolha é transferida para as partículas ejetadas.
Choi, Son e Kim (1989)	$U_{po\ max\ i} = 0,71 \left(d_i \times 10^{-3} \right)^{-1,65} U_B \left(\frac{T + 273}{298} \right)$ $U_{po\ i} = U_{po\ max\ i} \exp \left(-2,44 X_i \right)$	- Velocidade máxima de ejeção para cada tamanho de partícula determinada a partir da medida experimental do fluxo de arraste. - CLFB queimando carvão; - Areia como material inerte.
Fung e Hamdullahpur (1993)	$U_{po\ \theta} = \left(1 - \frac{\theta}{\theta_{max}} \right) U_{po\ max} \cos \theta$	U_{pomax} - uso das expressões de Caram et al. (1984); - Distribuição de velocidade - admitida como decrescente linearmente com o ângulo de ejeção θ.

As correlações disponíveis para U_{pomax} são aplicadas a seguir ao conjunto de dados abaixo, referentes a um LFB operando com FCC, para duas bolhas coalescendo simultaneamente na superfície do leito denso:

$$\bar{d} = 80 \mu m$$

$$\bar{d}_B = 0,08 m$$

$$U_{mf} = 0,01 m/s$$

$$\rho = 1,0 kg/m^3$$

$$\rho_p = 1350 kg/m^3$$

$$H_e = 0,50 m$$

$$T = 27 ^\circ C$$

A Figura 2.4 apresenta os resultados obtidos, onde se pode verificar a sensível dispersão dos valores:

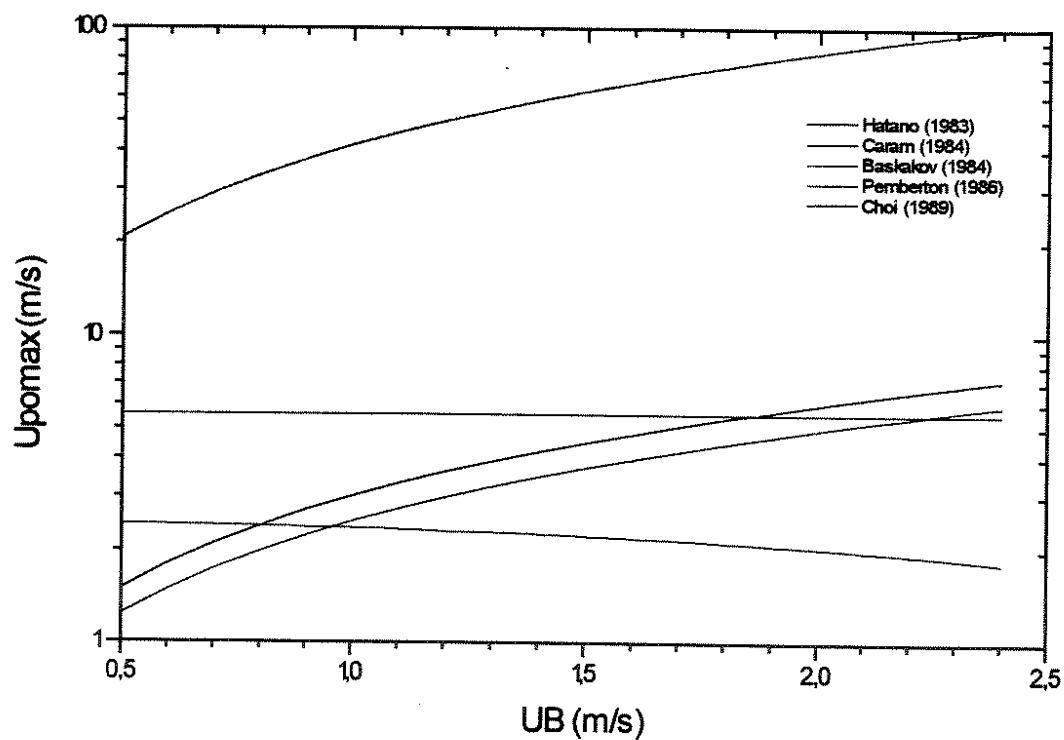


Figura 2.4 Velocidade máxima de ejeção das partículas devido à erupção de bolhas na superfície do leito denso.

Dada a divergência encontrada e a falta de dados experimentais consistentes na literatura para a velocidade de ejeção de partículas de FCC, optou-se por estimar a velocidade máxima de ejeção no modelo, U_{pomax} , como a velocidade de transporte do maior diâmetro de partícula presente no leito denso até a TDH, admitida independente da

densidade ou do tamanho do particulado, conforme Caram, Edelstein e Levy (1984). A distribuição de velocidades é calculada de modo semelhante a proposta por Fung e Hamdullahpur (1993), considerando que partículas de mesmo tamanho são ejetadas com diferentes velocidades na direção axial do leito, de acordo com:

$$U_{po\theta} = U_{po_{max}} \cos\theta \quad , \quad (2.25)$$

onde θ é ângulo de cone entre a direção axial e a de ejeção das partículas.

De acordo com estas hipóteses, todas as partículas possuem a mesma velocidade máxima de ejeção, U_{pomax} , e a mesma distribuição de velocidades, $U_{po\theta}$. O conhecimento dessas velocidades é necessário para a determinação da altura atingida pelas partículas grosseiras, como será visto na seção 2.2.2. Para os finos, o conhecimento dessas velocidades é dispensável, visto que a priori eles serão completamente elutriados quando ejetados do leito.

b. Fluxo de ejeção por tamanho de partícula, F_{oi}

A modelagem adotada para o fluxo total de partículas ejetadas do leito denso na *freeboard*, F_o , é baseada no trabalho de Briens, Bergougnou e Baron (1988), no qual as partículas ejetadas eram provenientes do topo e da esteira das bolhas. O método foi empregado pelos autores para cálculo inclusive do fluxo de ejeção para FCC e ofereceu resultados razoáveis. Contudo, observações experimentais de Levy, Caram, Dille e Edelstein (1983) na fluidização de partículas dos grupos A e B, com $U/U_{mf} > 10-15$, mostraram que as partículas ejetadas do leito denso seriam originárias somente da esteira e não do topo das bolhas. Com base nessa descrição e sabendo que a fluidização de partículas de FCC em LFB geralmente se situa nesta faixa de velocidade, admitiu-se, neste trabalho, que todo o fluxo de partículas ejetadas é proveniente da esteira das bolhas. A fração em volume que a esteira de sólidos ocupa em relação ao volume total da bolha seria, conforme Rowe e Partridge (1965), igual a 0,25. George e Grace (1981) observaram que somente 40% das partículas na esteira das bolhas seriam realmente ejetadas. Levando em conta essas

observações. admitindo a porosidade da esteira de sólidos na bolha igual à de mínima fluidização. ε_{mf} , a massa de partículas ejetadas de uma bolha. m_{ow} , seria igual a:

$$m_{ow} = (0,25)(0,40)(1 - \varepsilon_{mf}) \rho_p \left(\frac{\pi}{6} \bar{d}_B^3 \right) \quad . \quad (2.26)$$

onde ε_{mf} é admitida igual a ε_{mb} e calculada como (Xie e Geldart, 1995):

$$\varepsilon_{mf} = 0,4 \left(\frac{U_{mb}}{U_{mf}} \right)^{0,22} ,$$

sendo U_{mb} a velocidade de mínimo borbulhamento, dada por

$$U_{mb} = 0,3 \bar{d} \exp(0,716 X_{45}) \frac{\rho^{0,13}}{\mu^{0,5}} ,$$

para X_{45} igual a fração em massa acumulativa das partículas do leito menores que 45 μm .

Multiplicando a massa de sólidos ejetada de uma única bolha, m_{ow} , pela frequência de bolhas f_B e dividindo pela área da seção transversal reta do leito, A_L , determina-se o fluxo total de sólidos ejetados pela esteira das bolhas, F_o :

$$F_o = 0,1 \rho_p (1 - \varepsilon_{mf}) \left(\frac{\pi}{6} \bar{d}_B^3 \right) \frac{f_B}{A_L}$$

Substituindo a expressão para f_B , dada pela Eq. (2.17), na expressão anterior, obtém-se:

$$F_o = 0,1 \rho_p (1 - \varepsilon_{mf}) (U - U_{mf}) \quad (2.27)$$

A ejeção de partículas de FCC na *freeboard* só é significativa quando ocorre a coalescência de duas ou mais bolhas na superfície do leito (Hatano e Ishida, 1983). Assim, deve-se multiplicar o fluxo de ejeção de sólidos, F_o , pela probabilidade de que haja coalescência simultânea de N_B bolhas na superfície do leito, P_{N_B} . Deste modo, a Eq. (2.27) fica:

$$F_o = 0,1 \rho_p (1 - \varepsilon_{mf}) (U - U_{mf}) \sum_{N_B=2}^{+\infty} [(N_B - 1) P_{N_B}] \quad (2.28)$$

Admitindo que não haja segregação de partículas no leito e considerando que, para vasos grandes, o efeito de parede é desprezível, ou seja, o fluxo descendente de sólidos aderidos à parede é insignificante quando comparado ao fluxo de arraste total (Andersson e Leckner, 1989), pode-se considerar o fluxo de ejeção de sólidos de cada faixa granulométrica, F_{oi} , igual a:

$$F_{oi} = F_o x_i \quad (2.29)$$

c. Fluxo de ejeção por tamanho de partícula em cada ângulo de cone θ , $F_{oi\theta}$

Como foi admitido que as partículas são ejetadas uniformemente em todas as direções, o fluxo $F_{oi\theta}$ num dado ângulo θ pode ser obtido de:

$$F_{oi\theta} = \frac{F_{oi}}{N_a} \quad (2.30)$$

onde N_a é o número de ângulos de cone θ na superfície das bolhas segundo os quais as partículas são ejetadas, tais que $0 \leq \theta \leq \pi/2$. O ângulo de azimute ψ em torno do eixo vertical da bolha varia de 0 a 2π .

2.2 *Freeboard*

Esta seção apresenta a modelagem utilizada para descrever a dinâmica do gás e das partículas na *freeboard*, considerando:

- A trajetória das partículas, descrita por um balanço de forças em cada conjunto de partículas ejetadas segundo um ângulo θ ;
- A altura z atingida pelas partículas grosseiras;
- O fluxo de arraste por tamanho de partícula ao longo da altura, $F_i(z)$;
- A concentração por tamanho de partícula ao longo da altura, $C_i(z)$, e
- A distribuição granulométrica das partículas arrastadas ao longo da altura.

2.2.1 Dinâmica do gás

Da descrição experimental apresentada no Capítulo 1 para LFB's, pode-se afirmar que, devido à erupção de bolhas na superfície do leito denso, o gás comporta-se de maneira irregular, com flutuação local de velocidade na zona de ejeção, u' , cerca de duas vezes a velocidade superficial de fluidização, U . Contudo, quanto maior a área da seção transversal da coluna, mais rápido o perfil de velocidade do gás se uniformizaria, conforme Hamdullahpur e Mackay (1986). Poderia ser admitido um perfil de velocidade do gás uniforme ao longo da seção transversal, com variações somente muito próximo à parede, numa região menor que $0,04D$, onde o fluxo de partículas seria desprezível (Fung e Hamdullahpur, 1993a).

Son, Choi e Lee (1988) propuseram um modelo de arraste baseado num balanço de forças aplicado às partículas na *freeboard*, desconsiderando as flutuações de velocidade do gás. Seu modelo, quando comparado aos dados experimentais para fluxo de elutriação de Gugnioni e Zenz (1980) e George e Grace (1981), em leito de dimensão característica menor do que 0,90 m, forneceu resultados satisfatórios. Choi, Son e Kim (1989) e Andersson e Leckner (1989) usaram abordagens análogas e, também desconsiderando as flutuações de

velocidade do gás, obtiveram resultados satisfatórios para o fluxo de elutriação e para o fluxo de arraste ao longo da altura, quando comparados a dados experimentais de um CLFB com dimensão característica maior que 0.60 m.

Berkelmann e Renz, em 1991, usando um modelo do arraste em um grande combustor com LFB, em que acompanharam a trajetória das partículas na *freeboard*, observaram que, acoplando ou não a variação de velocidade do gás ao longo da altura ao modelo, os resultados de $F(z)/F_o$ versus z , quando comparados a dados experimentais, eram satisfatórios.

Assim, por simplicidade e, de acordo com os autores acima, optou-se por admitir um perfil de velocidade do gás invariável ao longo da altura, para cada seção transversal da *freeboard*.

2.2.2. Dinâmica das partículas

a. Trajetória das partículas

De acordo com o exposto anteriormente, as partículas finas ejetadas do leito denso são completamente elutriadas, com uma trajetória axial e um fluxo de arraste constante ao longo da altura.

A trajetória das partículas grosseiras ocorreria segundo a direção axial, de acordo como as seguintes evidências experimentais:

- O fluxo de arraste e o diâmetro médio das partículas grosseiras permanecem aproximadamente constantes em cada seção transversal ao longo da altura (Andersson e Leckner, 1989), e
- O perfil de velocidade do gás em cada seção transversal ao longo da *freeboard* tende a se uniformizar mais rápido quanto maior for a seção (Hamdullahpur e Mackay, 1986).

De acordo com a Eq. (2.25), as partículas grosseiras seriam ejetadas com componente axial de velocidade, em módulo, igual a $U_{p\max}\cos\theta$, para cada direção θ . No entanto, como as partículas se desaceleram muito rapidamente devido à sua pequena massa, considera-se apenas a componente vertical da velocidade das partículas no cálculo de sua trajetória, concordando assim com as duas evidências experimentais citadas.

b. Altura z atingida por tamanho de partícula grosseira do fluxo de ejeção $F_{oi\theta}$

As partículas grosseiras ejetadas do leito denso na *freeboard* têm suas trajetórias determinadas pela aplicação da 2ª lei de Newton. Considerando o perfil de velocidade do gás uniforme, conforme seção 2.2.1, tem-se que, para cada tamanho de partícula grosseira ejetada num ângulo θ , com velocidade inicial $U_{p0\theta}$, na direção axial:

$$F_T = E - F_a - P \quad ,$$

Substituindo as expressões correspondentes a esses termos, vem:

$$m_p a_p = \rho g \forall p - \frac{1}{2} C_D A_p \rho \left| U_{p\theta}(t) - U \right| \left[U_{p\theta}(t) - U \right] - m_p g \quad , \quad (2.31)$$

ou,

$$\frac{dU_{p\theta}(t)}{dt} = - \frac{3}{4} \frac{\rho C_D \left| U_{p\theta}(t) - U \right| \left[U_{p\theta}(t) - U \right]}{\phi d_i \rho_p} - \left(\frac{\rho_p - \rho}{\rho_p} \right) g \quad , \quad (2.32)$$

onde o número de Reynolds da partícula correspondente é dado por:

$$\text{Re}_i(t) = \frac{\rho d_i |U_{p\theta}(t) - U|}{\mu} \quad (2.33)$$

A Eq. (2.32) pode ser resolvida aplicando-se o método de Runge-Kutta de quarta ordem, conhecida a velocidade inicial de cada tamanho de partícula, $U_{p\theta}$ e o incremento no tempo.

A altura correspondente atingida por cada partícula grosseira pode ser calculada por:

$$z = \int_0^t U_{p\theta}(t) dt \quad (2.34)$$

Admite-se que toda partícula que atingir o topo da coluna será capturada pelo ciclone.

c. Fluxo de arraste por tamanho de partícula ao longo da *freeboard*, $F_i(z)$

O fluxo de arraste por tamanho de partícula ao longo da altura da *freeboard* é, em resumo, determinado através dos passos seguintes:

- Cálculo da velocidade terminal de cada tamanho de partícula, U_{ti} , considerando as partículas em queda livre e a velocidade do gás nula;
- Cálculo da distribuição granulométrica efetiva do leito denso em regime permanente levando em conta a aglomeração das partículas; da velocidade mínima de fluidização para cada tamanho de partícula, U_{mfi} ; da velocidade média das bolhas na superfície do leito, U_B ; do diâmetro médio das bolhas na superfície do leito, $\bar{d}_B$; da altura do leito denso expandido, H_e , e da frequência de borbulhamento, f_B , através de processo iterativo, utilizando as Eqs. (2.1) a (2.11), (2.16) e (2.17);
- Determinação da probabilidade de duas ou mais bolhas coalescerem simultaneamente na superfície do leito, P_{NB} , usando as Eqs. (2.20) e (2.22) a (2.24). Na prática, é suficiente a

consideração de até seis bolhas coalescendo simultaneamente: uma vez que, acima desse número, a probabilidade é praticamente nula:

- Cálculo da distribuição de velocidades de ejeção das partículas para cada ângulo de cone θ , $U_{po\theta}$, através da Eq. (2.25);
- Cálculo do fluxo de ejeção para cada tamanho de partícula ejetada, F_{oi} , conforme Eqs. (2.28) e (2.29);
- Determinação do fluxo de ejeção para cada tamanho de partícula numa dada direção θ , $F_{oi\theta}$, com uma velocidade de ejeção $U_{po\theta}$, conforme Eq. (2.30);
- Determinação da altura z atingida na *freeboard* pelas partículas, que saem da superfície do leito com velocidade de ejeção $U_{po\theta}$, através da aplicação da 2ª lei de Newton, conforme Eqs. (2.32) a (2.34). Lembrar que os finos ejetados da superfície do leito serão completamente elutriados, a menos que façam parte de um aglomerado;
- Para estimar o fluxo de arraste de cada tamanho de partícula grosseira em uma dada altura z da *freeboard*, $F_i(z)$, acompanha-se a trajetória das partículas do fluxo $F_{oi\theta}$ da zona de ejeção até a altura máxima atingida. Isso é feito através da solução das Eqs. (2.32) a (2.34) pelo método numérico de Runge-Kutta de 4ª ordem, considerando as seguintes etapas:
 - Aplicação da condição inicial, $U_{po\theta}(0) = U_{po\theta}$, na Eq. (2.33), para cálculo do número de Reynolds Re ;
 - Substituição do valor inicial de Re na expressão para cálculo do coeficiente de arraste C_D ;
 - Cálculo da velocidade da partícula grosseira de diâmetro d_i num dado instante t , $U_{p\theta}(t)$, usando-se na Eq. (2.32) o valor de C_D e o incremento de tempo adotado;
 - Cálculo da altura atingida pela partícula, substituindo o valor de $U_{p\theta}(t)$ e o incremento de tempo na Eq. (2.34);
 - O fluxo de arraste das partículas de diâmetro d_i , $F_i(z)$, numa dada cota z é igual a somatória de todos os fluxos $F_{oi\theta}$ que passam pela mesma cota em regime permanente, e
 - O fluxo de arraste total em cada altura z da *freeboard*, $F(z)$, é a somatória de todos os fluxos $F_i(z)$, na mesma cota.

d. Concentração de partículas ao longo da altura, $C_i(z)$

A concentração de partículas de diâmetro d_i em cada altura z , $C_i(z)$, é calculada dividindo-se o fluxo de arraste fracional, $F_i(z)$, pela velocidade superficial de fluidização, isto é:

$$C_i(z) = \frac{F_i(z)}{U} \quad [\text{kg/m}^3]$$

e. Distribuição granulométrica das partículas arrastadas ao longo da altura

A fração em massa das partículas arrastadas em cada altura é obtida dividindo-se o fluxo de arraste do tamanho de partícula considerada pelo fluxo total, ou seja:

$$x_{a_i}(z) = \frac{F_i(z)}{F(z)}$$

A Figura 2.5, a seguir, apresenta um diagrama de blocos contendo as etapas do método de cálculo proposto.

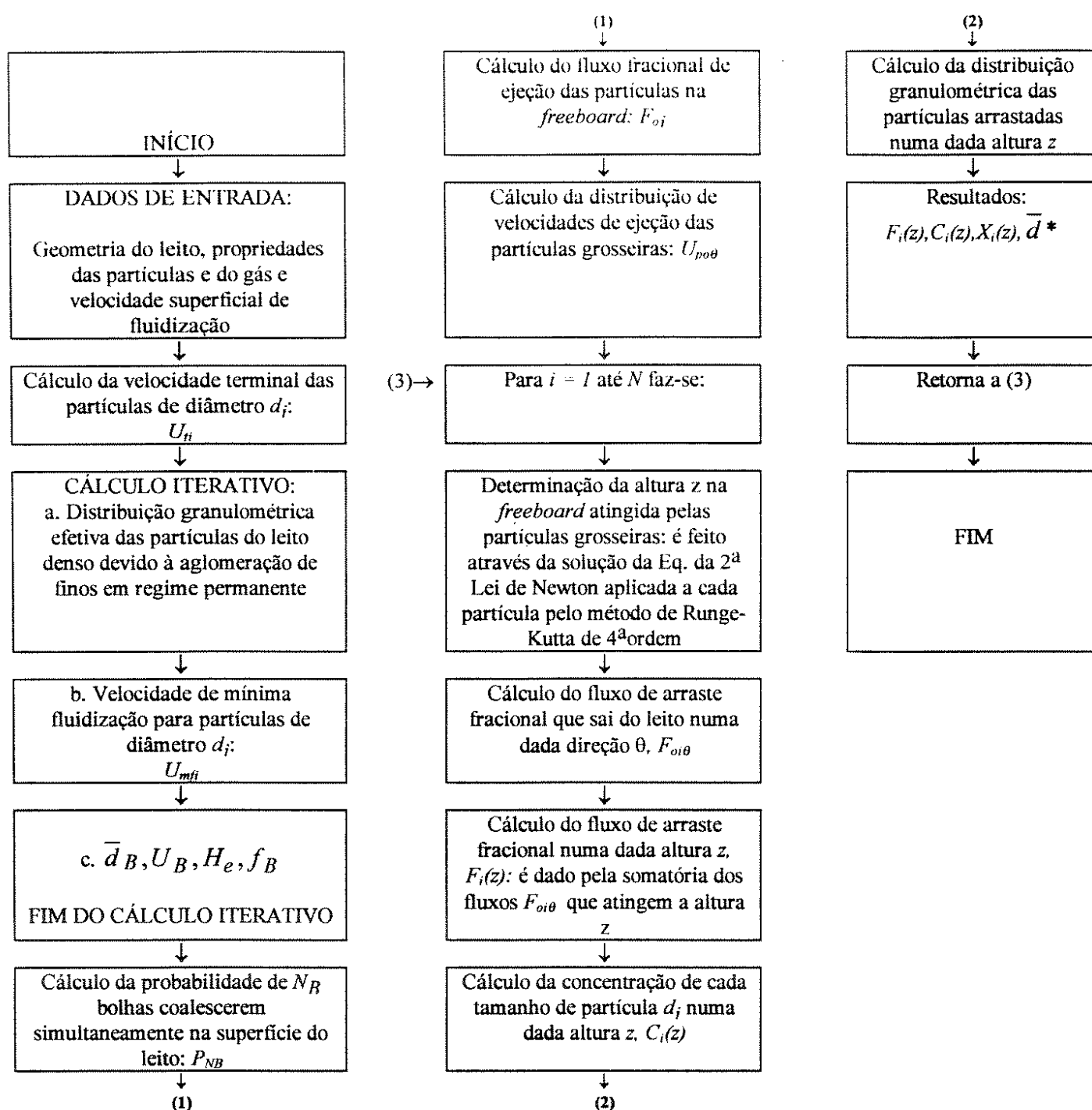


Figura 2.5 Diagrama de blocos contendo a sequência de cálculo do modelo proposto.

Capítulo 3

Sistema de Testes e Procedimento Experimental

O sistema de testes é constituído basicamente por um leito fluidizado borbulhante, com diâmetro interno de 0,60 m e altura 5,0 m. O projeto conceitual da unidade é apresentado no Anexo B.

3.1 Descrição do Sistema de Testes

O sistema de testes compreende:

- Sopradores;
- Linha de alimentação de ar;
- Coluna de fluidização;
- Ciclone;
- Válvula de amostragem, e
- Filtro manga,

conforme apresentado na Figura 3.1.

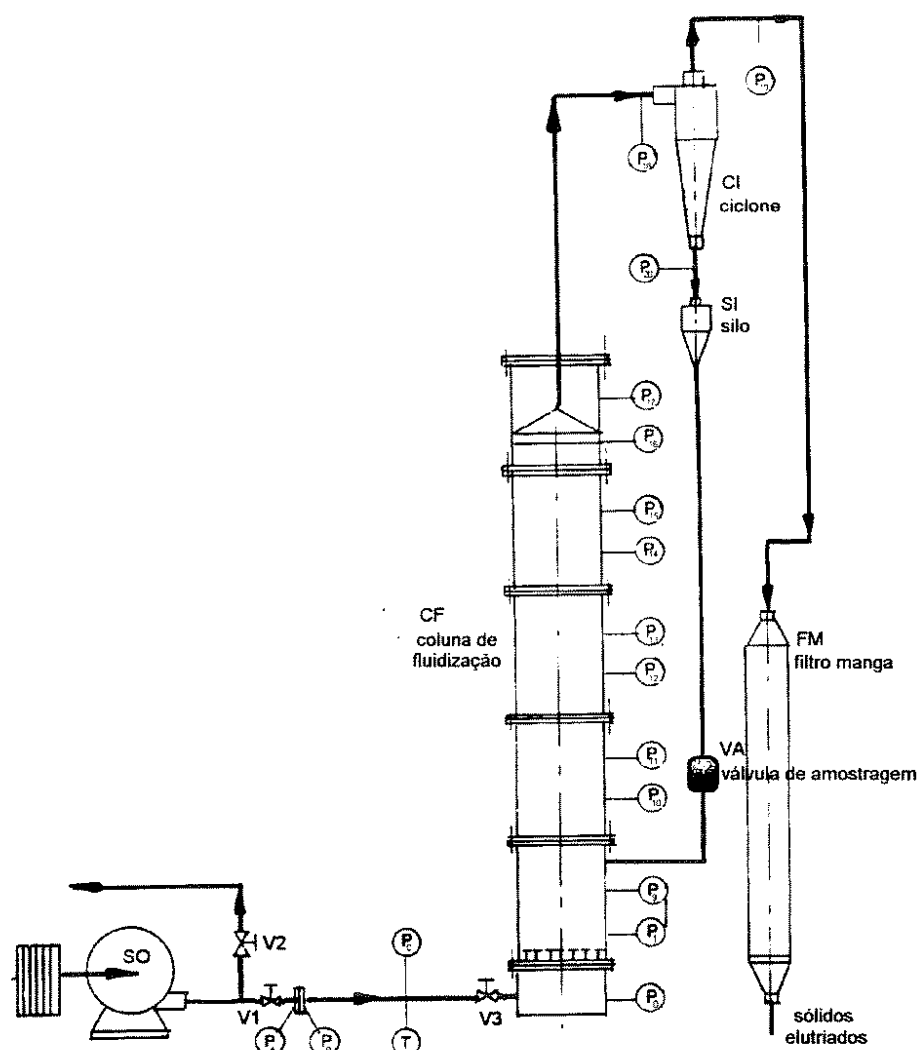


Figura 3.1 Diagrama esquemático do sistema experimental.

a. Sopradores

Foram utilizados três sopradores centrífugos em série, com as seguintes especificações nominais, do menor para o maior soprador, respectivamente:

- Marca: Marelli, Marelli, e Kleper Weber;
- Potências: 3,0, 4,7, e 22,5 cv;
- Motores: trifásico, 3500 rpm;
- Vazões: 356, 600, e 5400 Nm³/h;
- Quedas de pressão estática suportadas pelos sopradores nas vazões acima: 1500, 788 e 1500 mmCA.

Para a partida dos sopradores, utilizou-se duas chaves tipo estrela-triângulo; o ar na saída dos mesmos era aquecido à uma temperatura em torno de 50 °C.

A Figura 3.2 apresenta os três sopradores montados em série.

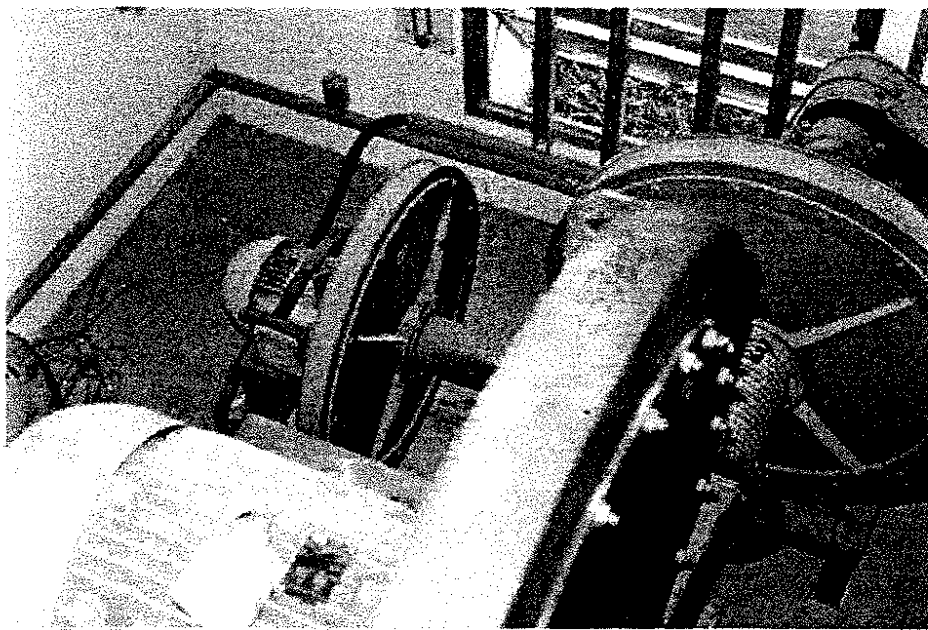


Figura 3.2 Sopradores centrífugos montados em série.

b. Linha de alimentação de ar

A tubulação é composta por dutos de PVC, com uma conexão flexível próxima à câmara plena, para contemplar dilatação, e três válvulas de aço inoxidável tipo borboleta ao longo da linha, para controle da vazão do ar de fluidização. A Figura 3.3 apresenta um *lay-out* da tubulação com suas principais dimensões e válvulas.

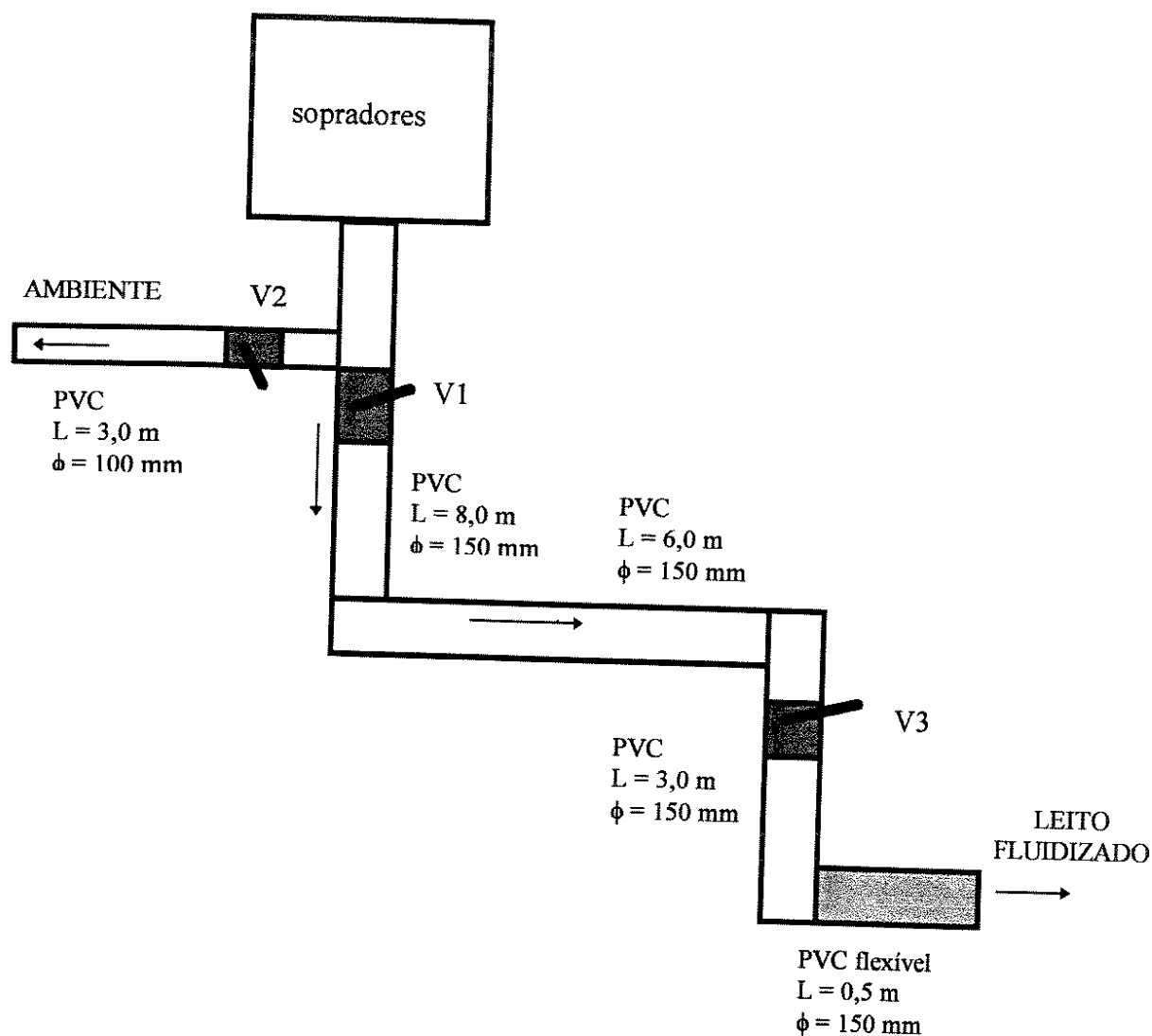


Figura 3.3 Lay-Out da tubulação com suas principais dimensões e válvulas.

c. Leito propriamente dito

O leito é composto por uma câmara plena, uma placa distribuidora com bicos ejetores tipo torre e uma coluna de fluidização.

- **Câmara plena**

A câmara plena ou *plenum* é construída em aço carbono e possui 0,60 m de diâmetro e 0,50 m de altura. A entrada do ar de fluidização ocorre tangencialmente à parede lateral da câmara, em um duto de 150 mm de diâmetro interno, conforme as Figuras 3.4a e 3.4b.

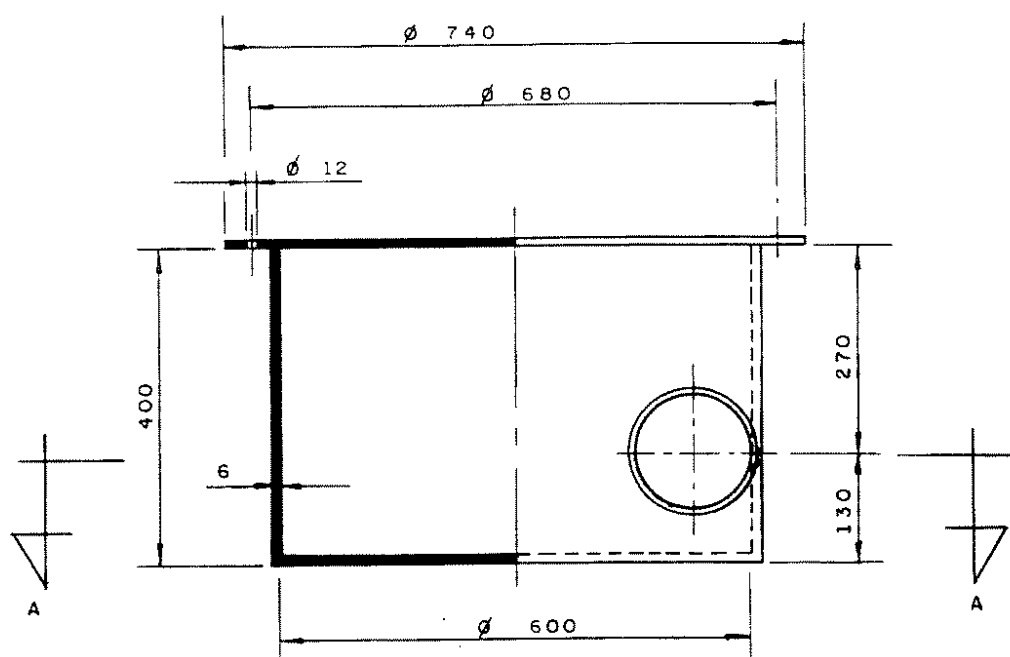


Figura 3.4a Vista lateral da câmara plena.

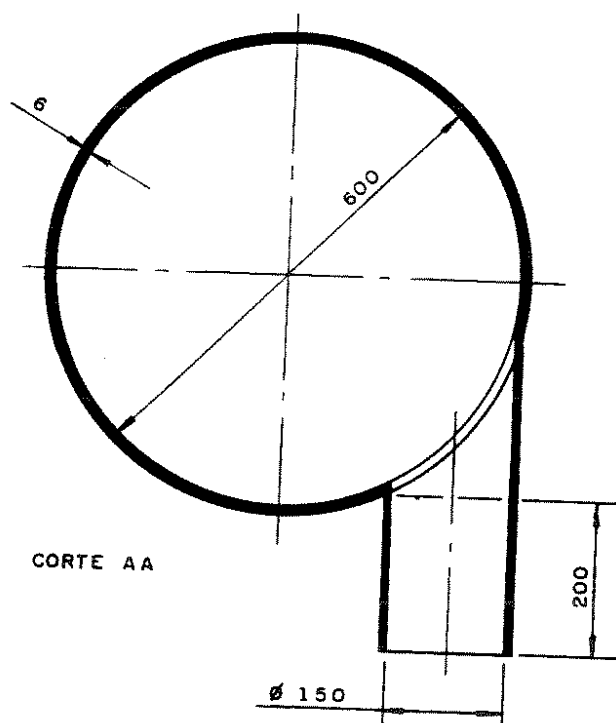


Figura 3.4b Vista de topo da câmara plena - corte A-A.

- **Placa distribuidora de ar**

O distribuidor de ar é composto por 58 bicos tipo torre e uma placa circular de 0,80 m de diâmetro e 5 mm de espessura, construída em aço carbono e possuindo as seguintes características geométricas:

- Espessura da placa distribuidora: *5 mm*
- Número de bicos: *58*
- Arranjo dos bicos: *triangular*
- Altura total dos bicos: *60 mm*
- Altura dos orifícios verticais: *38 mm*
- Diâmetro interno dos orifícios verticais: *20 mm*
- Topo dos bicos: *cônico com 45° de inclinação*
- Número de orifícios radiais: *169 5 bicos com 2 furos cada*
32 bicos com 3 furos cada
21 bicos com 3 furos cada
- Diâmetro interno dos orifícios radiais: *4 mm*
- Comprimento dos orifícios radiais: *10 mm*

Durante o projeto da placa, descrito no Anexo B, os requisitos para uma operação adequada foram verificados, tais como:

- Queda de pressão mínima requerida no distribuidor;
- Estabilidade de operação;
- Não-formação de canais preferenciais (*channelling*);
- Operação plena dos orifícios do distribuidor;
- Não-formação de zonas mortas no leito, e
- Área mínima percentual do leito ocupada pelos orifícios radiais.

As Figuras 3.5a e 3.5b apresentam desenhos esquemáticos do distribuidor de ar, com detalhes dos bicos injetores, construídos em latão.

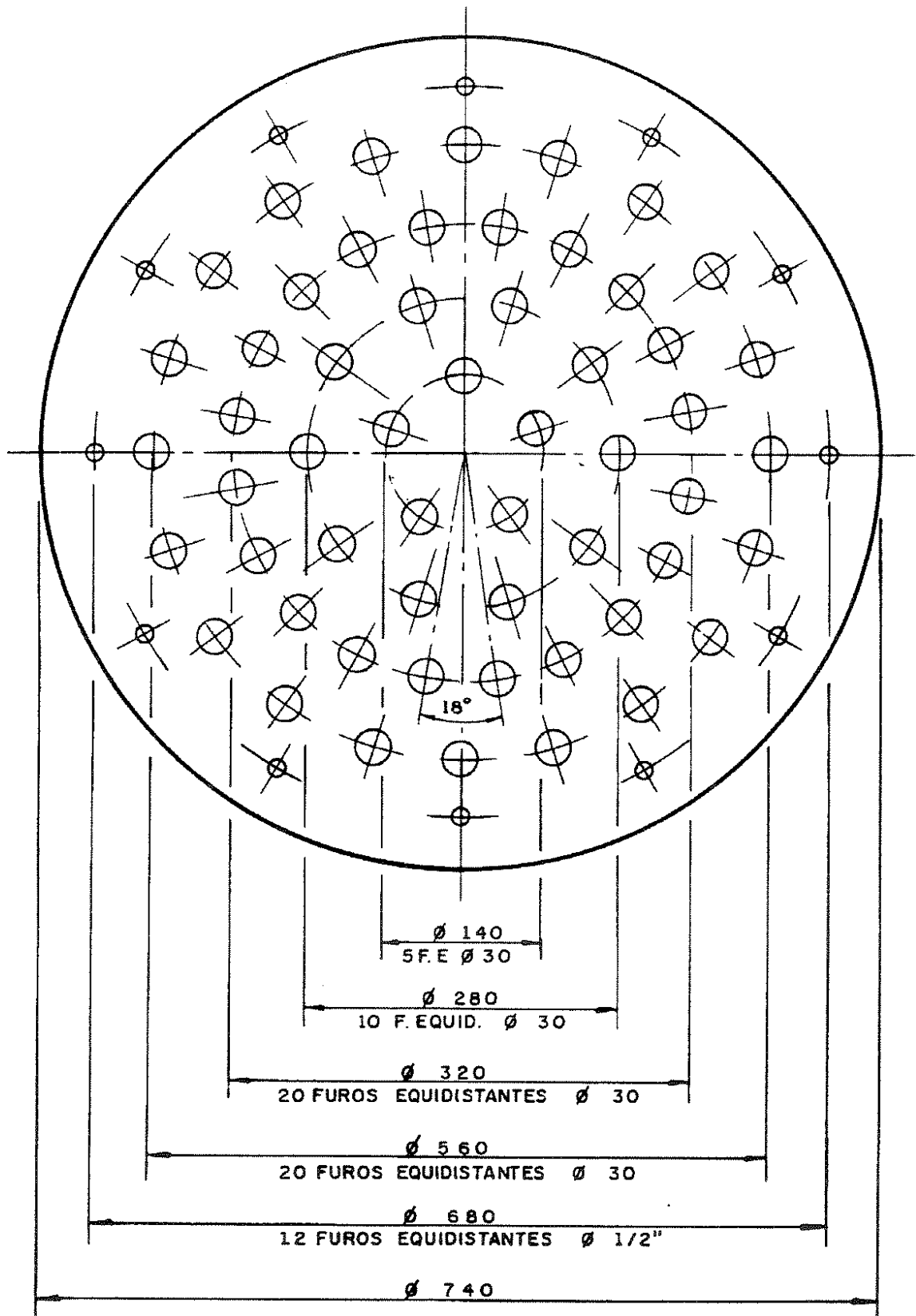


Figura 3.5a Vista de topo do distribuidor de ar.

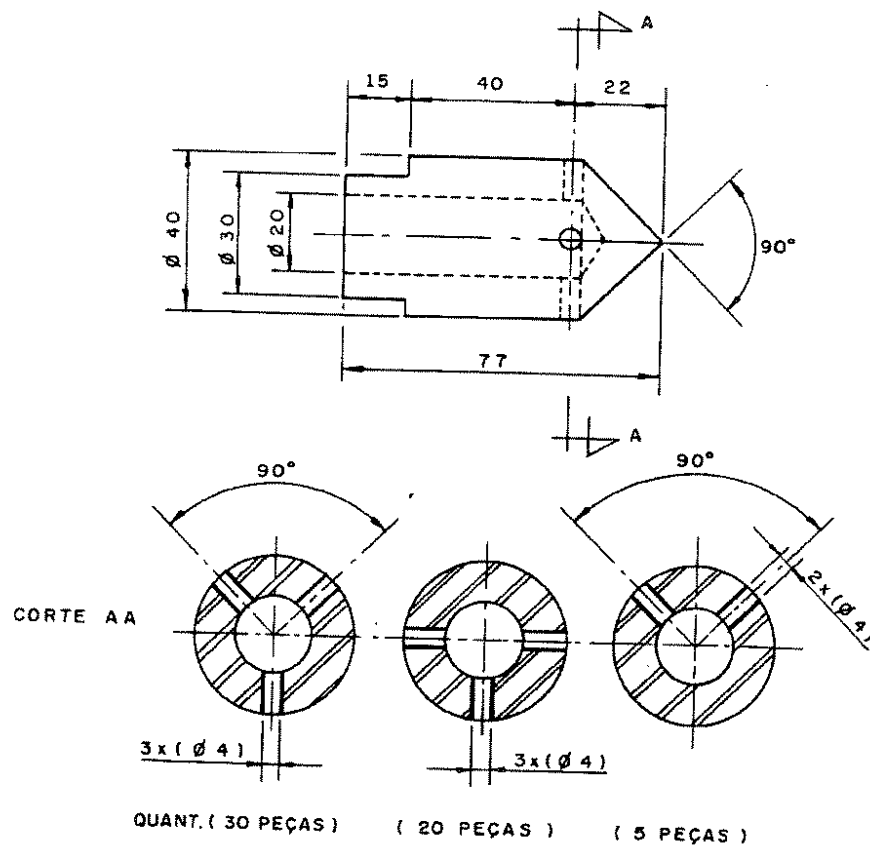


Figura 3.5b Bicos ejetores de ar.

A Figura 3.6 mostra uma fotografia da placa distribuidora instalada na coluna de fluidização, com detalhes dos bicos injetores e da abertura para retirada dos sólidos ao final do teste.

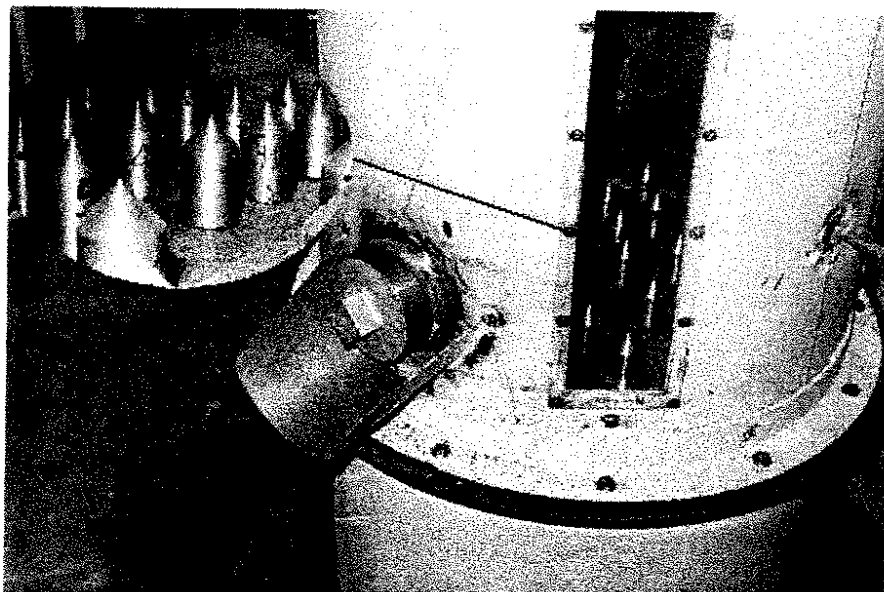


Figura 3.6 Placa distribuidora instalada na coluna de fluidização.

- **Coluna de fluidização**

A coluna de fluidização possui 5 m de altura, 0.6 m de diâmetro interno, e é composta por 5 seções flangeadas, conforme mostra a Figura 3.7.

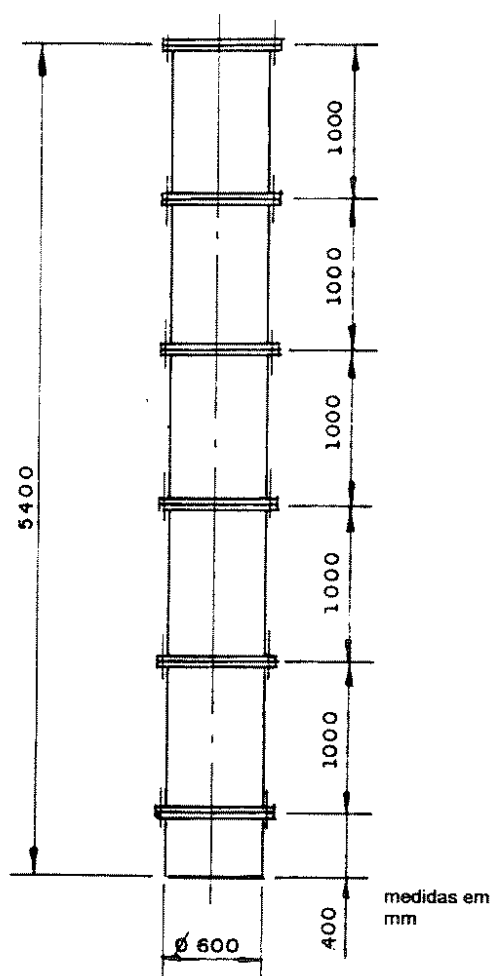


Figura 3.7 Coluna de fluidização.

Cada seção foi construída com chapas de aço carbono com 3 mm de espessura e possuem 4 janelas de acrílico parafusadas, diametralmente opostas, a cada 90°. Cada janela tem 0,80 m de altura, 0,10 m de largura e 15 mm de espessura.

- **Topo móvel da coluna**

O topo da coluna foi dimensionado de forma cônica, formando um ângulo de 119° para minimizar o impacto das partículas arrastadas na *freeboard* contra a sua superfície inferior. Ele é móvel, como um êmbolo, e desce através da coluna por ação do próprio peso, subindo com o auxílio de um sistema manual de polia-manivela com trava. Na sua parede lateral existe uma

ranhura de 5 mm de espessura na qual foi instalada uma câmara de ar que, quando insuflada, evita a passagem de ar pelo espaço anular formado com a parede interna da coluna de fluidização. Logo abaixo da câmara de ar, há um anel de espuma colado, o qual completa a vedação e impede o contato das partículas com a câmara de ar.

O duto de saída da corrente de ar com as partículas arrastadas, acoplado ao topo do êmbolo, é flexível e dimensionado de forma que a velocidade terminal da maior partícula aglomerada arrastada seja menor que a velocidade superficial do ar no seu interior.

A Figura 3.8 apresenta o desenho esquemático do topo móvel da coluna de fluidização.

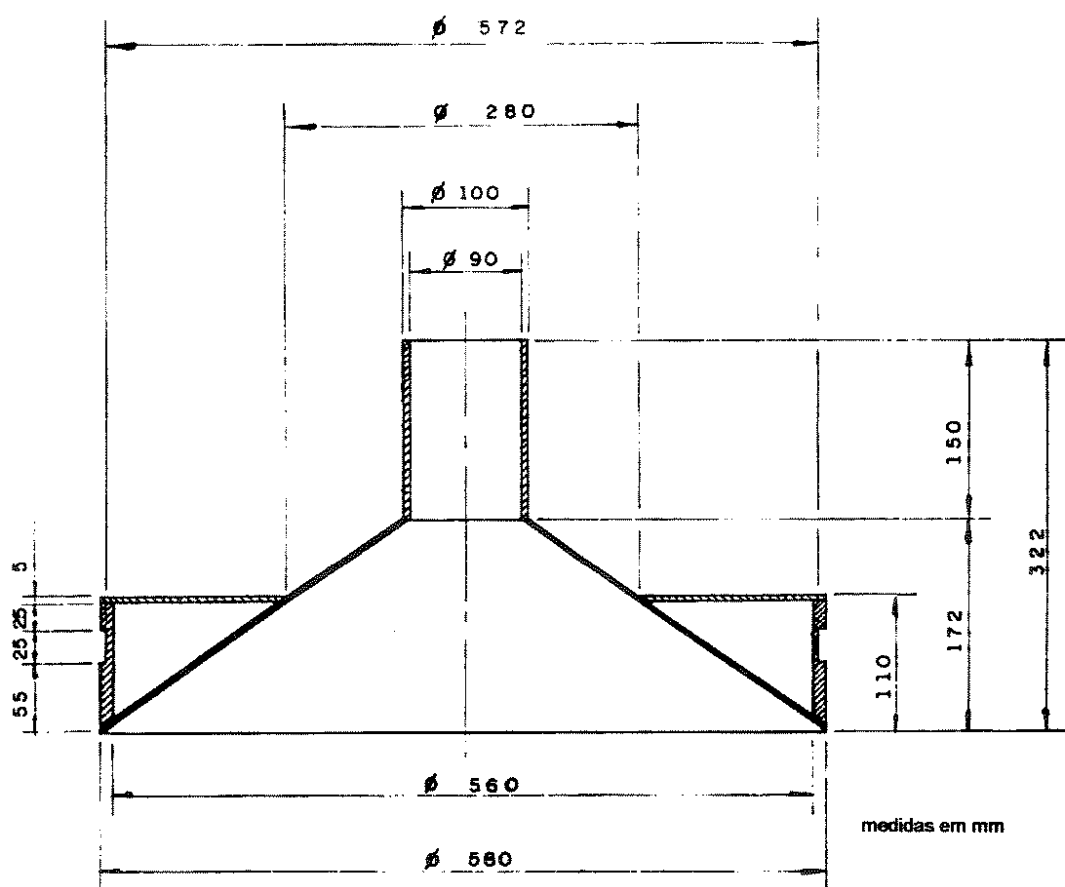


Figura 3.8 Desenho do topo cônico móvel da coluna de fluidização.

A fotografia a seguir mostra uma vista superior do topo da coluna montado, com seus tirantes de fixação. O furo ao lado da saída do duto de exaustão foi feito para passagem da mangueira de ar comprimido até a câmara de ar.

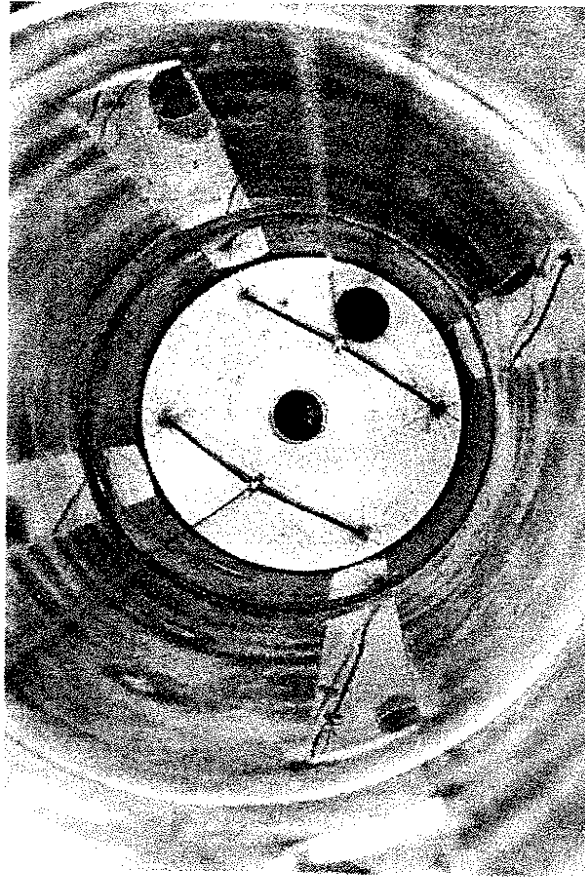


Figura 3.9 Topo móvel da coluna de fluidização instalado.

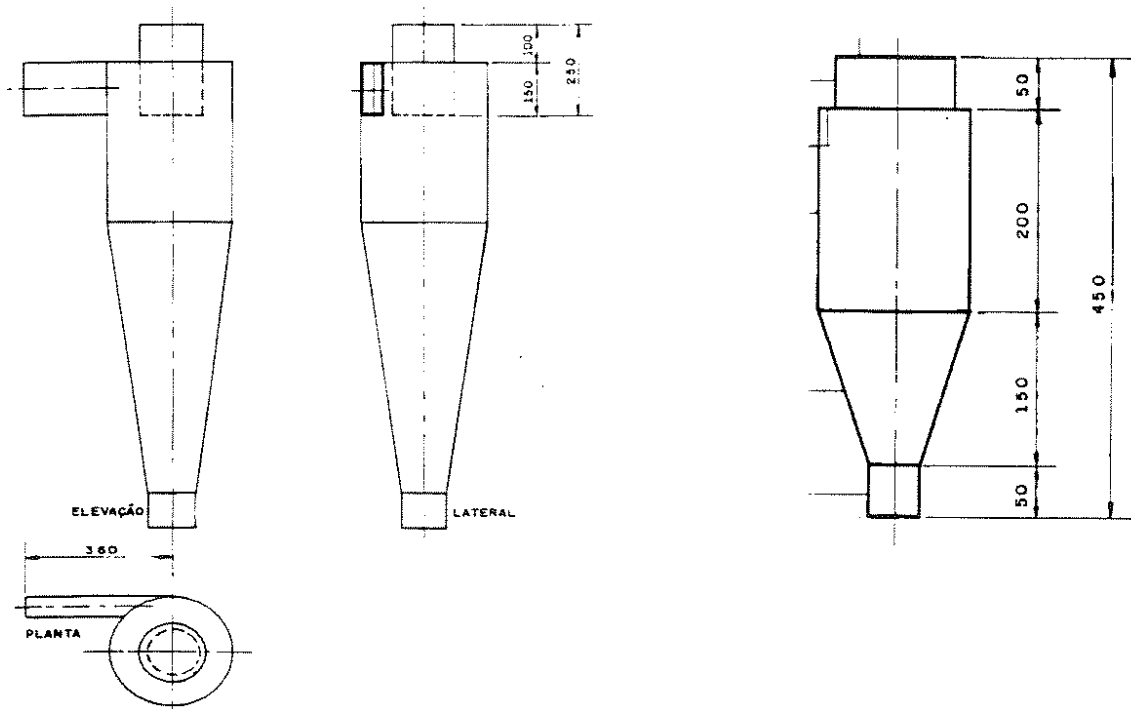
d. Ciclone

O ciclone foi dimensionado seguindo a configuração Stairmand para ciclones de alta eficiência, para uma concentração e granulometria de sólidos que atingem a entrada do ciclone estimada através do modelo de arraste proposto.

As dimensões características, geradas a partir do diâmetro do barril, são:

Item	Fator de multiplicação	Dimensão, m
Altura total, a	4,000	1,24
Altura do barril, b	1,500	0,47
Diâmetro da perna, c	0,375	0,12
Altura da seção de saída do gás, e	0,500	0,16
Altura da seção de entrada, f	0,500	0,16
Largura da seção de entrada, g	0,200	0,06
Diâmetro da seção de saída do gás, h	0,500	0,16
Fator geométrico adimensional, s	-	55,1

A Figura 3.10 apresenta os desenhos esquemáticos do ciclone e do silo conectado a sua perna, construído para evitar o escoamento reverso de sólidos.



Ciclone Stairmand

Silo

Figura 3.10 Desenhos esquemáticos do ciclone e do silo.

e. Válvula de amostragem

A válvula de amostragem foi construída em acrílico, com uma portinhola móvel de aço inoxidável, a qual permite o desvio do fluxo de sólidos recirculados pela perna do ciclone para um funil de coleta. Com um cronômetro, avalia-se o fluxo de arraste. Estabelece-se também a granulometria do material arrastado. Abaixo da válvula, foi colocado um silo de aço inoxidável, com o objetivo de manter a altura da coluna de sólidos constante na linha de recirculação.

A válvula possui seção retangular horizontal de 100×270 mm e foi montada entre a perna do ciclone e a linha de retorno dos sólidos, conforme as Figuras 3.11.

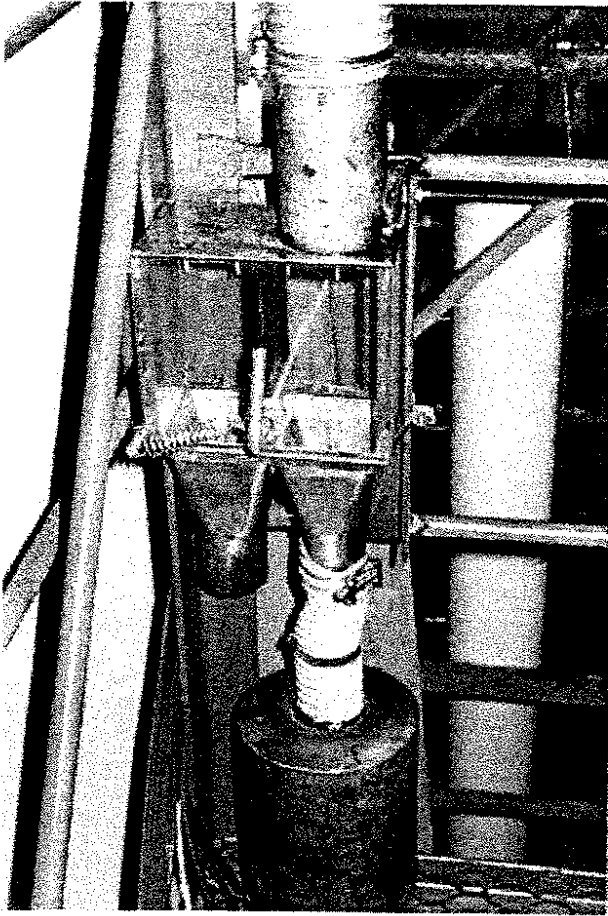


Figura 3.11.a Válvula de amostragem de sólidos.

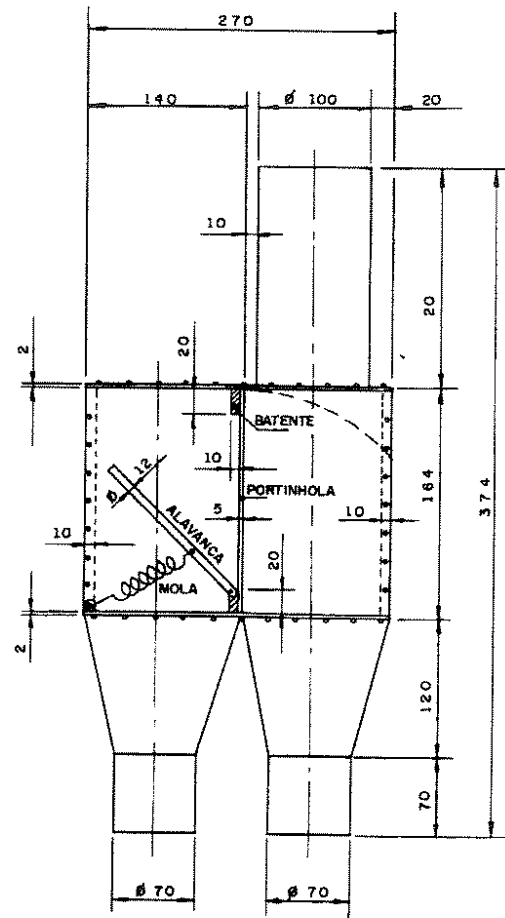


Figura 3.11.b Desenho esquemático da válvula de amostragem.

f. Filtro de manga

O filtro foi colocado logo após a saída do ciclone, para coleta do material sólido elutriado não retido pelo mesmo. Ele é de tecido de algodão, com formato cilíndrico e área total de $2,5 \text{ m}^2$. Na saída inferior foi colocado um cone para coleta do material sólido retido. A Figura 3.12 apresenta o desenho esquemático do filtro, com as suas dimensões.

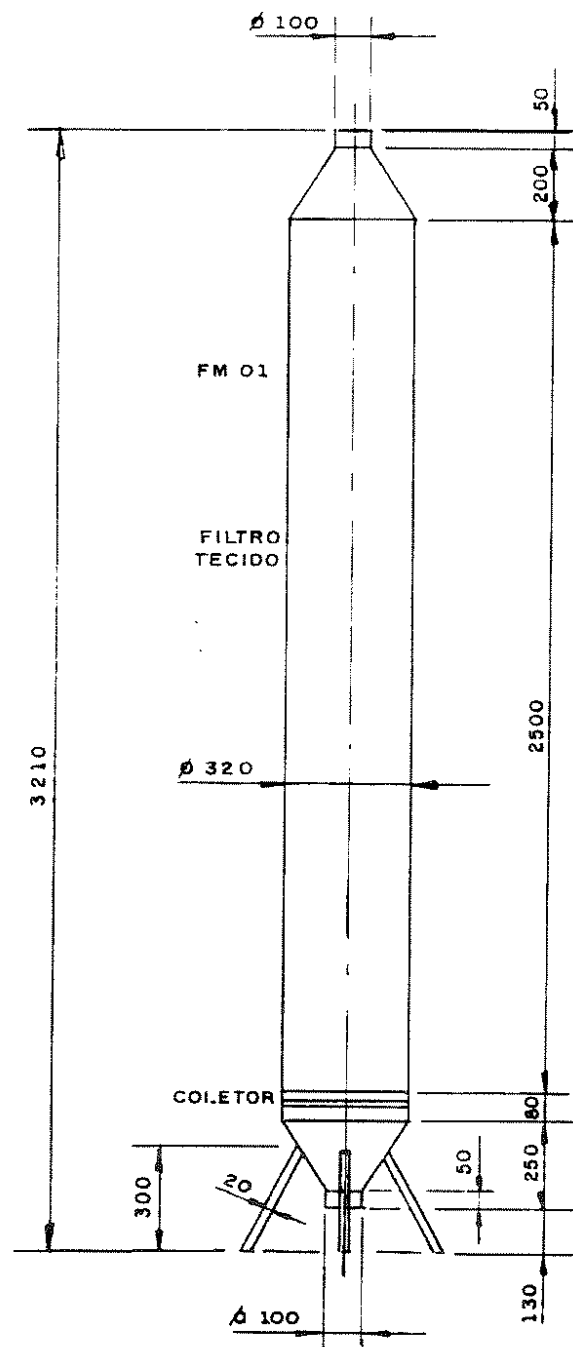


Figura 3.12 Desenho esquemático do filtro manga.

3.2 Procedimento Experimental

O procedimento empregado para a operação do sistema e a realização das medidas experimentais foi padronizado para todos os testes e é descrito a seguir:

- Com o leito vazio (sem sólidos), manter totalmente aberta as válvulas V2 e V3 que permitem a entrada de ar no leito e fechar totalmente a válvula V1 que desvia o ar insuflado para o ambiente (*by-pass*), conforme Figura 3.1;
- Acionar os sopradores 1, 2 e 3 e posicionar a abertura da válvula V3, de modo a se obter a vazão de ar desejada para a fluidização, anotando a diferença de pressão $P_A - P_B$ na placa de orifício;
- Desligar os sopradores, manter a válvula V3 na posição, e abrir e fechar totalmente as válvulas V1 e V2, respectivamente;
- Pesquisar o inventário, retirar uma amostra do material sólido, e carregar o leito, verificando se o topo móvel da coluna se encontra acima da abertura do duto de alimentação. Após o carregamento total do leito, fechar o *plug* do duto de alimentação;
- Ajustar o topo do leito na posição desejada, com enchimento da câmara de ar lateral a pressão manométrica de 1,0 bar;
- Acionar os sopradores, aguardar 5 minutos para o fluxo de ar atingir a temperatura de regime, e fechar e abrir ao mesmo tempo as válvulas V1 e V2, respectivamente, iniciando a contagem de tempo do teste;
- Imediatamente após o início do teste, fazer o pequeno ajuste necessário na vazão desejada através da válvula V3, observando a diferença de pressão na placa de orifício;
- Aos 5 minutos, fazer leitura das pressões ao longo do sistema experimental, de P_0 a P_{21} ;
- Aos 15 e 25 minutos, retirar amostras dos sólidos arrastados pela válvula de amostragem VA, registrando seu tempo de abertura;
- Aos 30 minutos, encerrar o teste, fechando totalmente a válvula V3 que permite a entrada de ar no leito e, em seguida, desligando os sopradores;
- Pesquisar as duas amostras coletadas pela válvula de amostragem e a massa de partículas finas coletada no filtro;
- Retirar o material do leito abrindo a válvula de descarga e promover limpeza do *plenum*. O restante do material que permanecer no leito deve ser retirado por aspiração. Após, pesar

tudo o inventário final para verificação do balanço de massa, com retirada de uma nova amostra:

- Analisar granulometricamente, por peneiramento vibratório e análise via úmida por difração a laser, as amostras coletadas, provenientes do inventário inicial M (uma), do inventário final, M_f (uma), da válvula de amostragem, m_a (duas) e do filtro, m_e (uma).

A distribuição granulométrica das amostras de sólidos coletadas foi obtida por peneiramento vibratório durante 10 minutos, suficiente para não modificar mais a granulometria da amostra, usando um conjunto de 12 (doze) peneiras com abertura variando de 38 a 420 μm . As massas retidas em cada peneira foram medidas com uma balança eletrônica da Ohaus, modelo GA 200, com capacidade de 200 g e precisão de $\pm 0,0001$ g.

As amostras coletadas na válvula de amostragem referentes aos testes 01 a 36; coletadas no leito no início e no fim dos testes 16, 21, 26, 31 e 33 a 36, e coletadas no filtro ao final dos testes 16, 21, 31, 34 e 36 também foram analisadas no Laboratório de Caracterização Tecnológica da Escola Politécnica da USP, empregando-se varredura via difração a laser na amostra de partículas. O analisador a laser é produzido pela Malvern Instruments Ltd. e emprega a teoria de tempo de transição, segundo a qual, o tempo que um feixe de laser, movendo-se em uma velocidade constante, leva para interagir com uma partícula produzindo uma sombra em um detetor é diretamente proporcional ao diâmetro da partícula. As interações entre o feixe de raio laser e as partículas podem então ser processadas para determinar o diâmetro dessas.

A amostra era colocada em dispersão numa solução aquosa de hexametáfósfato de sódio e, após a dispersão, era fixada sob o feixe de laser e a análise efetuada pelo aparelho. O sistema a laser forneceu a distribuição granulométrica de 1,22 a 564 μm , com intervalos variando de 0,1 a 40,0 μm .

3.3 Dificuldades operacionais

Durante a realização dos testes preliminares, ocorreram dificuldades de operação do sistema experimental, com algumas delas conduzindo a modificações no equipamento. Foram elas:

- Vazamentos de ar nas conexões da linha de alimentação, solucionados com adesivo a base de resina epóxi (Araldite®);
- Rompimento sistemático da câmara de ar colocada no topo da coluna devido à pressão excessiva. O problema foi resolvido com a colocação de um regulador de pressão na linha, o qual fixou em 2,0 bar a pressão absoluta no interior da câmara;
- Arraste do topo da coluna de fluidização devido à pressão do ar dentro do leito, ocasionando a ruptura da câmara de ar e a parada imediata da operação. Este problema foi solucionado com a colocação de 120 kg de chumbo como contrapeso no topo do leito e com a substituição do duto de PVC sanfonado, que ligava a saída do topo da coluna a entrada do ciclone, por um duto de PVC flexível, que ofereceu uma menor perda de pressão;
- Vazamentos, durante teste de estanqueidade, na junção entre as janelas de acrílico e a parede metálica da coluna de fluidização e pelos parafusos de fixação das janelas. Os vazamentos foram corrigidos com o uso de silicone em pasta;
- Altura excessiva da coluna de sólidos no duto de recirculação (entre a perna do ciclone e a entrada do leito), que impedia a coleta de sólidos arrastados pela válvula de amostragem. Solucionou-se o problema trabalhando com inventários inferiores a 100 kg e máxima velocidade superficial de fluidização igual a 0,45 m/s, permitindo alturas menores da coluna de sólidos;
- Vazamento de sólidos pela válvula de amostragem, corrigido com aplicação de manta de feltro e silicone em pasta nas frestas entre a portinhola e a caixa de acrílico;
- Entupimento das tomadas de pressão situadas no leito denso, solucionado com a colocação de tomadas de ar comprimido para a limpeza das sondas antes da leitura das pressões manométricas.

3.4 Programa de Testes

Os testes foram programados com o objetivo de levantar informações detalhadas do fluxo de arraste e da distribuição granulométrica ao longo da altura de um leito fluidizado borbulhante de porte e comprovar o modelo de arraste proposto, verificado a influência da velocidade superficial do gás e inventário de sólidos sobre o arraste de partículas. Para tanto, foram programados e executados os seguintes testes:

Tabela 3.2 Programa de testes.

<i>Testes n°</i>	<i>D (mm)</i>	<i>U (m/s)</i>	<i>M (g)</i>	<i>H_o (mm)</i>	<i>Altura do topo da coluna (mm)</i>	<i>d_o (μm)</i>
01	600	0.13	60000	240	1000	84
02		0.21				
03		0.27				
04		0.35				
05		0.39				
06		0.45				
07	600	0.21	60000	240	1500	84
08		0.27				
09		0.35				
10		0.39				
11		0.45				
12	600	0.21	60000	240	2000	84
13		0.27				
14		0.35				
15		0.39				
16		0.45				
17	600	0.21	60000	240	2500	84
18		0.27				
19		0.35				
20		0.39				
21		0.45				
22	600	0.21	60000	240	3000	84
23		0.27				
24		0.35				
25		0.39				
26		0.45				
27	600	0.21	60000	240	4000	84
28		0.27				
29		0.35				
30		0.39				
31		0.45				
32	600	0.21	60000	240	5000	84
33		0.27				
34		0.35				
35		0.39				
36		0.45				
37	600	0.27	30000	120	1000	84
38			35000	140		
39			40000	160		
40			45000	180		
41			50000	200		
42			55000	220		
43			70000	280		
44			80000	320		
45			90000	360		
46			100000	400		

Os testes 1 a 36 foram realizados para levantar o efeito da velocidade superficial do ar e da altura da coluna de fluidização sobre o fluxo de arraste. Foi testado um inventário de 60 kg, para velocidades de 0,13; 0,21; 0,27; 0,35; 0,39 e 0,45, com o topo móvel localizado a 1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0 e 5,0 m acima da placa distribuidora.

Para a verificação do efeito do inventário de sólidos sobre o fluxo de arraste de partículas, foram realizados os testes 37 à 46. A velocidade superficial foi mantida em 0,27 m/s e o topo móvel da coluna em 1,0 m, para inventários variando de 30 a 100 kg.

Todos os testes foram empregados na verificação do modelo proposto para prever o fluxo de arraste e a distribuição granulométrica do material arrastado ao longo da coluna.

3.5 Coleta dos Dados

Os dados foram coletados em tabelas como as apresentadas a seguir. Os dados relativos ao restante dos testes operacionais podem ser vistos no Anexo D.

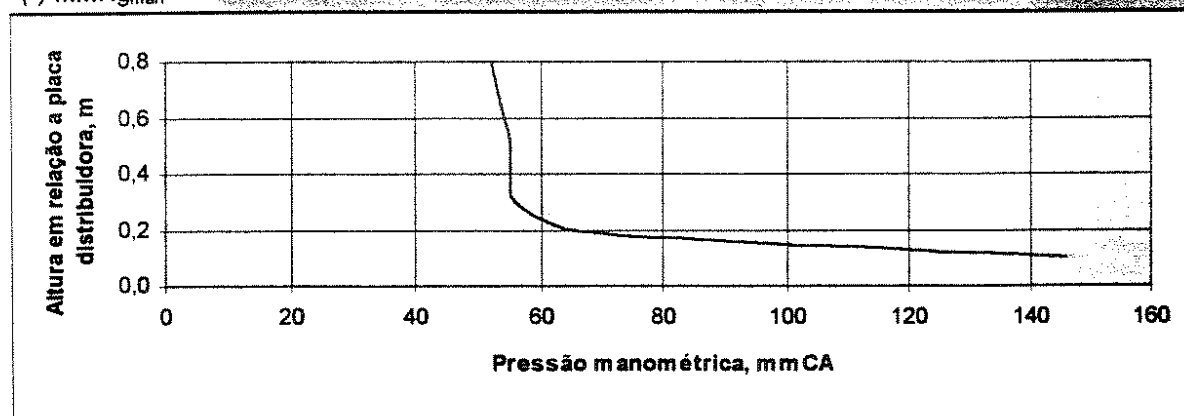
Tabela 3.3a Dados coletados.

TESTE:	12	HORA:	09:45
Temperatura ambiente (°C):	18	Pressão ambiente (mmHg):	709
Duração, t (min):	30	Data:	15/07/97
Condições operacionais:			
.Inventário inicial no leito, M (g):	60000	.Massa coletada no filtro, m_a (g):	114,00
.Inventário final no leito, M_f (g):	60034	.Altura do topo da coluna, h (m):	2,0
.Amostra coletada na válvula aos 15 min., m_a / t_c (g/s):	58,05 / 90	.Altura do leito estático, H_o (mm):	240
.Amostra coletada na válvula aos 30 min., m_a / t_c (g/s):	57,05 / 90	.Altura do leito expandido, H_e (mm):	350

Distribuição de pressão no leito:

z, m	Pressões, mmCA _{man}	z, m	Pressões, mmCA _{man}
-0,10	P ₀ 18(*)	0,90	P ₉ 52
0,10	P ₁ 146	1,33	P ₁₀ 52
0,20	P ₂ 66	1,66	P ₁₁ 51
0,30	P ₃ 56	2,33	P ₁₂ -
0,40	P ₄ 55	2,66	P ₁₃ -
0,50	P ₅ 55	3,33	P ₁₄ -
0,60	P ₆ 54	3,66	P ₁₅ -
0,70	P ₇ 53	4,33	P ₁₆ -
0,80	P ₈ 52	4,66	P ₁₇ -

(*) mmHg_{man}



Distribuição de pressão no ciclone, mmCA_{man}:

Entrada, P ₁₈	44
Saída, P ₁₉	31
Perna, P ₂₀	31

Medida de vazão do ar de fluidização:

.Pressão à montante da placa de orifício, P _C (mmHg _{man}):	20
.Diferença de pressão na placa de orifício, P _A - P _B (mmCA _{man}):	28
.Temperatura do ar, T (°C):	38

Observações:

Altura da coluna de recirculação de sólidos: 0 mm

Massa de sólidos encontrada no plenum após o teste: 990 g

Tabela 3.3b Granulometria das amostras.

Teste 12 - amostras coletadas pela válvula de amost. aos 15 e 25 min.								Material:	FCC
m_a (g) - 15 min.:		55,106	m_a' (g) - 25 min.:		53,563			t (min):	10
N	Abert. peneiras (μm)	d_i (μm)	m_i (g)		x_i (%)		X_i (%)		médio
			15 min	25 min	15 min	25 min	15 min	25 min	
1	< 38	19,0	1,246	3,190	2,26	5,96	2,26	5,96	4,51
2	38-45	41,5	13,188	19,785	23,93	36,94	26,19	42,89	34,54
3	45-53	49,0	31,219	27,544	56,65	51,42	82,85	94,32	88,58
4	53-65	59,0	7,587	2,606	13,77	4,87	96,61	99,18	97,90
5	65-75	70,0	1,441	0,295	2,61	0,55	99,23	99,73	99,48
6	75-88	81,5	0,314	0,115	0,57	0,21	99,80	99,95	99,87
7	88-105	96,5	0,111	0,028	0,20	0,05	100,00	100,00	100,00
Diâmetro médio de Sauter (microns):								15 min.:	46,91
								25 min.:	42,62
								médio:	44,76
								Desvio (%):	10,08
Teste 12 - amostras coletadas no leito denso no início e no fim do teste								Material:	FCC
m (g) - inicial.:		55,564	m_i' (g) - final.:		77,552			t (min):	10
N	Abert. peneiras (μm)	d_i (μm)	m_i (g)		x_i (%)		X_i (%)		
			inicial	final	inicial	final	inicial	final	
1	< 38	19,0	0,036	0,046	0,06	0,06	0,06	0,06	
2	38-45	41,5	0,840	0,910	1,51	1,17	1,58	1,23	
3	45-53	49,0	5,039	5,204	9,07	6,71	10,65	7,94	
4	53-65	59,0	7,237	10,435	13,02	13,46	23,67	21,40	
5	65-75	70,0	13,490	19,490	24,28	25,13	47,95	46,53	
6	75-88	81,5	9,428	14,158	16,97	18,26	64,92	64,79	
7	88-105	96,5	9,921	14,560	17,86	18,77	82,77	83,56	
8	105-125	115,0	5,265	7,294	9,48	9,41	92,25	92,97	
9	125-149	137,0	2,914	3,728	5,24	4,81	97,49	97,77	
10	149-177	163,0	0,924	1,154	1,66	1,49	99,15	99,26	
11	177-210	193,5	0,257	0,312	0,46	0,40	99,62	99,66	
12	210-297	253,5	0,122	0,153	0,22	0,20	99,84	99,86	
13	297-420	326,0	0,091	0,108	0,16	0,14	100,00	100,00	
Diâmetro médio de Sauter (microns):								Inicial:	83,35
								Final:	85,18
								Desvio (%):	-2,15

As partículas de FCC de equilíbrio empregadas nos testes são compostas basicamente por sílica-alumina, constituídas por octaedros regulares e com alta porosidade. Elas podem ser consideradas aproximadamente esféricas, com esfericidade igual a 0,90 (Bartholomew, 1984). As fotografias a seguir, obtidas a partir de ampliações em microscópio eletrônico, apresentam detalhes da morfologia das partículas, com visualização de algumas partículas de coque aderidas a superfície do catalisador.

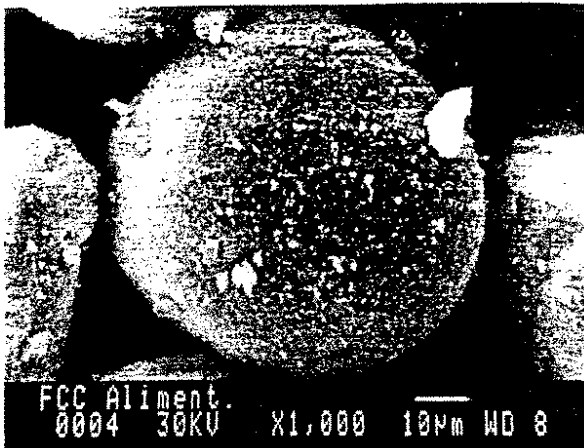


Figura 3.13a Partícula de FCC ampliada 1000 vezes com detalhe das partículas de coque aderidas a superfície.



Figura 3.13b Partícula de FCC fragmentada ampliada 1200 vezes com detalhe da estrutura interna.

Em caráter ilustrativo, pode-se observar na Figura 3.14 uma sequência de erupção de bolhas na superfície do leito denso expandido, para $H_e = 350$ mm e $U = 0,45$ m/s.

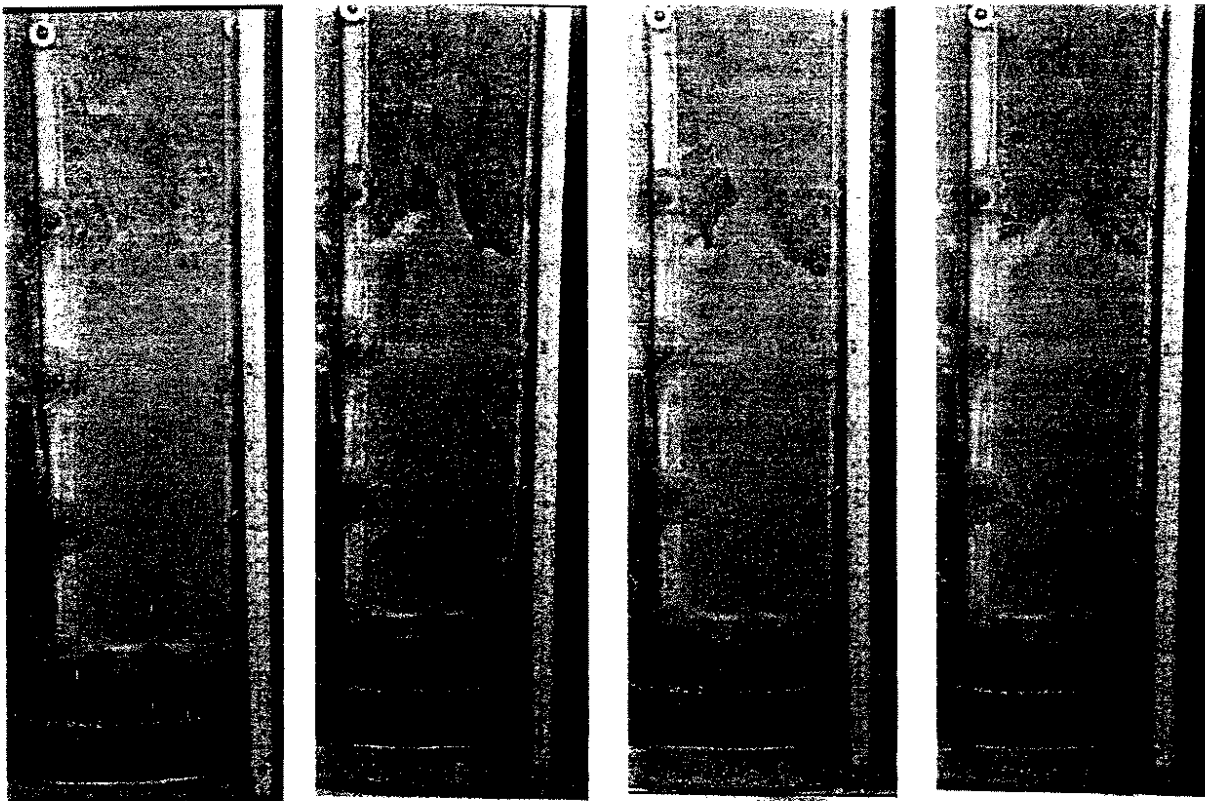


Figura 3.14 Sequência de erupção de bolhas na superfície do leito denso expandido.

3.6 Processamento dos Dados Experimentais

A partir dos dados experimentais obtidos durante a execução dos testes, foram calculados os valores das variáveis de interesse:

- Velocidade superficial de fluidização;
- Fluxo de arraste;
- Distribuição granulométrica.

Foram registradas também as distribuições de pressão manométrica ao longo do sistema experimental, através do emprego de manômetros tipo tubo em U.

a. Velocidade superficial de fluidização

A velocidade superficial é calculada a partir da medida da diferença de pressão na placa de orifício e das medidas de pressão manométrica à montante da placa e de temperatura à jusante da placa, realizadas com manômetros tipo tubo em U e termômetro analógico. Utilizou-se a norma ISO 5167 (1980) - “Medida de Vazão em Tubos de Seção Circular, Completamente Cheios, Com o Uso de Placas de Orifício, Bocais e Tubos Venturi”, para projeto da placa de orifício, a qual tem as seguintes características:

- tipo de placa: furo concêntrico com tomadas na flange;
- diâmetro do tubo, d_t : 150,0 mm
- diâmetro do orifício, d_o : 69,5 mm
- espessura da placa: 4,6 mm

O comprimento reto antes da placa foi superior a 20 diâmetros e, à jusante da placa, maior que 8 diâmetros, o que garante a incerteza do cálculo do coeficiente de descarga menor que 0,8%. O cálculo da descarga de ar no leito e, posteriormente, da velocidade superficial, é feito de acordo com a seguinte expressão:

$$\dot{m}_{ar} = C_D A_d \left[\frac{2\gamma p_1 \rho_1 (Y^{2/\gamma} - Y^{(\gamma+1)/\gamma})}{(\gamma - 1)(1 - Y^{2/\gamma} \beta^4)} \right]^{1/2} \quad (3.1)$$

onde A_d = área do orifício da placa;

Y = razão entre p_B e p_A ;

p_A = pressão à montante da placa;

p_B = pressão à jusante da placa;

γ = razão entre os calores específicos a pressão constante e a volume constante;

β = diâmetro do orifício dividido pelo diâmetro da tubulação, e

C_{Dp} = coeficiente de descarga, calculado por:

$$C_{Dp} = (1 - \beta^4)^{1/2} k \quad (3.2)$$

A determinação de k envolve a avaliação de alguns parâmetros, como segue:

$$A = d_o \left(905 - 5000\beta + 9000\beta^2 - 4200\beta^3 + \frac{875}{d_t} \right) \quad (3.3)$$

$$k_e = 0,5925 + \frac{0,0182}{d_t} + \left(0,44 - \frac{0,06}{d_t} \right) \beta^2 \quad (3.4)$$

$$+ \left(0,935 + \frac{0,225}{d_t} \right) \beta^5 + 1,35\beta^{14} + \left(\frac{1,43}{d_t^{1/2}} \right) (0,25 - \beta)^{5/2}$$

$$k_o = \frac{10^6 k_e d_o}{10^6 d_o + 15A} \quad (3.5)$$

$$k = k_o \left(1 + \frac{\beta A}{Re_{dt}} \right) \quad (3.6)$$

onde Re_{dt} é o número de Reynolds baseado no diâmetro da tubulação.

O cálculo é iterativo, pois a determinação de k depende da descarga de ar. A velocidade superficial pode então ser determinada por:

$$U = \frac{\dot{m}_{ar}}{\rho A_L} \quad (3.7)$$

onde A_L é a área da seção transversal reta do leito denso.

A curva de velocidade superficial do ar *versus* diferença de pressão na placa foi determinada de acordo com a norma e está apresentada na Figura 3.15.

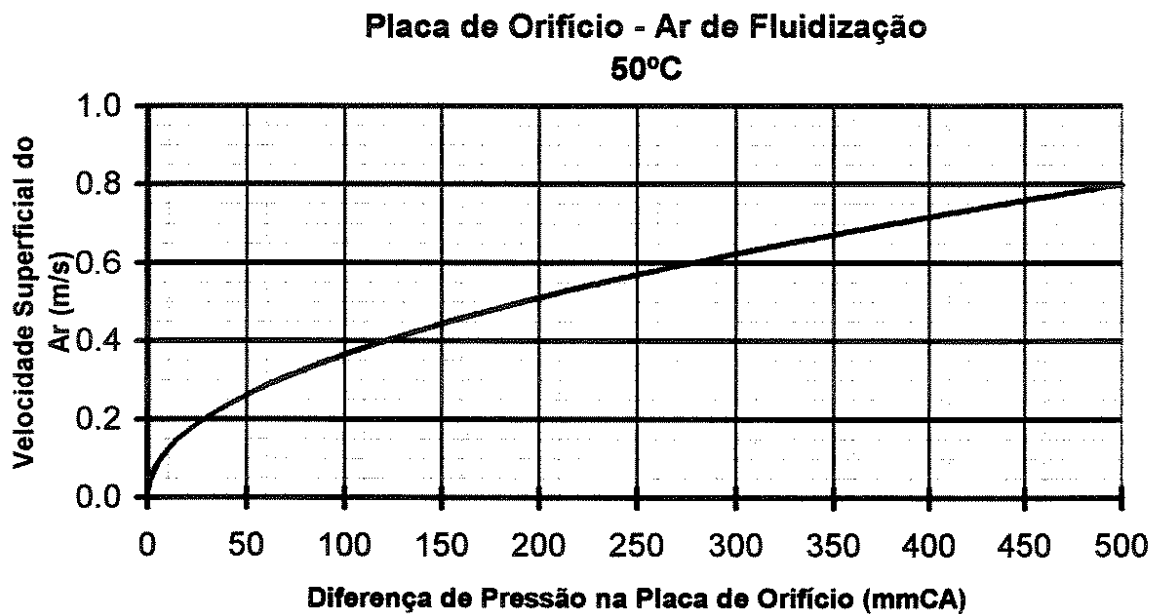


Figura 3.15 Curva de velocidade do ar *versus* diferença de pressão na placa de orifício.

b. Fluxo de arraste

O fluxo de arraste foi medido através da válvula de amostragem, situada na linha de retorno dos sólidos, desviando o fluxo de sólidos retidos pelo ciclone e registrando-se o tempo de abertura da válvula.

A massa coletada pela válvula m_a é somada à massa de sólidos m_e retida no filtro manga, de maneira que o fluxo de arraste $F(z)$ em cada teste pode ser avaliado por:

$$F(z) = \frac{\frac{m_a}{t_c} + \frac{m_e}{t}}{A_L}, \quad (3.8)$$

onde t_c = tempo de abertura da válvula, e
 t = duração do teste.

c. Distribuição granulométrica

O diâmetro médio da distribuição foi calculado empregando-se o diâmetro médio de Sauter, dado por:

$$\bar{d} = \frac{1}{\sum_{i=0}^N \frac{x_i}{d_i}}, \quad (3.9)$$

onde $\bar{d}$ é o diâmetro médio de Sauter da distribuição.

O conjunto completo de resultados experimentais é apresentado no próximo capítulo, contendo: a velocidade superficial do gás, o perfil de pressão no sistema, e o fluxo de arraste e a granulometria ao longo da altura da coluna do leito, para cada teste.

Capítulo 4

Apresentação e Análise dos Resultados

4.1 Introdução

Neste capítulo são apresentados e discutidos os resultados dos testes realizados nas condições operacionais descritas no Capítulo 3, referentes ao efeito da velocidade superficial do ar, do inventário de sólidos e da altura da coluna de fluidização no fluxo de arraste e na granulometria das partículas sólidas arrastadas. Os testes permitem também a verificação do modelo de arraste e a análise dos principais fenômenos considerados, como aglomeração, segregação e redução de tamanho de partículas no leito denso, TDH, coalescência de bolhas e velocidade de ejeção das partículas.

A Tabela 4.1 sumaria os resultados do programa de testes executado:

- Os valores apresentados para os diâmetros médios relativos às partículas do leito denso antes e após a fluidização, $\bar{d}_o$ e $\bar{d}_f$, respectivamente, e as partículas arrastadas e elutriadas, $\bar{d}_a$ e $\bar{d}_e$, foram determinados a partir de análise granulométrica via peneiramento vibratório e por difração a laser;
- H_o e H_e correspondem à altura do leito estático e do leito denso expandido, respectivamente, sendo que os valores de H_e foram estimados preliminarmente a partir do perfil de pressão na coluna;
- As partículas elutriadas e coletadas no filtro possuem diâmetro médio $\bar{d}_e$ em torno de 4 μm e não ultrapassaram 1,0% da massa total de partículas alimentadas.

Tabela 4.1 Sumário dos testes executados.

Teste	U	M	h	H_o	H_e	$\bar{d}_o$		$\bar{d}_f$		$\bar{d}_a$		$\bar{d}_e$	$F(z) \times 10^3$
n°	(m/s)	(g)	(mm)	(mm)	(mm)	(μm) ¹	(μm) ²	(μm) ¹	(μm) ²	(μm) ¹	(μm) ²	(μm) ²	(kg/m ² s)
01	0.13					85.32		84.09		39.21	38.74		1.24
02	0.21					80.76		86.75		37.36	43.81		13.87
03	0.27	60000	1000	240	350	77.92		80.63		40.38	45.83		75.14
04	0.35					88.89		97.37		56.43	49.80		180.64
05	0.39					82.48		90.40		59.57	55.80		313.96
06	0.45					82.69		84.53		66.42	59.78		519.45
07	0.21					93.78		100.75		42.59	38.29		4.33
08	0.27					88.90		110.15		46.11	42.02		26.72
09	0.35	60000	1500	240	350	92.36		90.49		52.29	47.62		126.58
10	0.39					83.41		94.53		64.96	55.62		231.02
11	0.45					89.73		98.32		72.76	60.23		388.89
12	0.21					83.35		85.18		44.76	39.14		2.49
13	0.27					82.19		80.71		44.33	42.44		13.00
14	0.35	60000	2000	240	350	83.13		86.63		59.61	47.92		104.02
15	0.39					82.90		87.25		56.91	48.43		187.65
16	0.45					86.73	82.09	95.56	84.24	63.56	60.15	4.37	315.18
17	0.21					84.64		88.78		53.16	35.33		2.09
18	0.27					85.77		89.71		51.48	42.85		9.05
19	0.35	60000	2500	240	350	85.76		86.19		56.47	48.79		68.78
20	0.39					85.36		85.12		59.24	53.83		159.88
21	0.45					86.60	82.96	90.82	81.54	60.92	58.89	3.95	284.02
22	0.21					81.79		83.84		53.14	36.19		1.80
23	0.27					87.10		88.59		54.24	35.86		7.07
24	0.35	60000	3000	240	350	82.92		89.99		54.53	48.62		74.83
25	0.39					80.55		87.26		56.40	49.99		142.42
26	0.45					85.96	82.72	87.98		61.51	55.29		270.02
27	0.21					84.92		86.65		66.61	31.93		1.49
28	0.27					85.64		87.12		52.47	38.95		7.07
29	0.35	60000	4000	240	350	87.73		85.97		55.77	45.21		74.13
30	0.39					82.19		89.29		58.05	48.45		145.41
31	0.45					84.93	84.16	92.60	80.78	62.17	56.75		271.85
32	0.21					83.36		87.57		67.26	26.39		1.41
33	0.27					84.92		86.97	81.68	51.38	39.16		7.08
34	0.35	60000	5000	240	350	84.41	83.50	92.46	82.77	56.45	47.94	3.38	70.48
35	0.39					84.39		89.94	79.91	56.72	48.17		129.63
36	0.45					86.12	83.16	87.26	81.84	61.60	51.12	4.26	258.93
37		30000		120	250	88.90		110.13		41.41			59.01
38		35000		140	250	88.90		110.15		42.02			46.24
39		40000		160	250	84.00		90.13		44.50			52.59
40		45000		180	250	88.90		110.13		44.34			52.88
41	0.27	50000	1000	200	350	84.76		91.48		41.12			50.38
42		55000		220	350	78.48		82.17		42.22			72.35
43		70000		280	350	79.12		80.86		42.01			67.59
44		80000		320	450	82.71		79.74		41.82			72.08
45		90000		360	450	81.71		81.71		42.34			71.17
46		100000		400	550	80.13		84.98		46.90			75.46

(1) distribuição granulométrica obtida por peneiramento vibratório (a seco).

(2) distribuição granulométrica obtida por difração a laser (via úmida).

4.2 Apresentação e Análise dos Resultados Experimentais

4.2.1 Influência da velocidade superficial de fluidização no arraste de partículas

Desde 1958, com Zenz e Weil, a literatura considera o fluxo de arraste diretamente proporcional à velocidade superficial de fluidização U .

A Figura 4.1 apresenta a variação do fluxo de arraste com a altura para as 5 velocidades de fluidização utilizadas. As barras verticais correspondem as incertezas médias percentuais encontradas para cada série de testes numa dada velocidade de fluidização, conforme a análise de incertezas descrita no Anexo A.

A linha pontilhada indica a superfície do leito denso expandido, H_e .

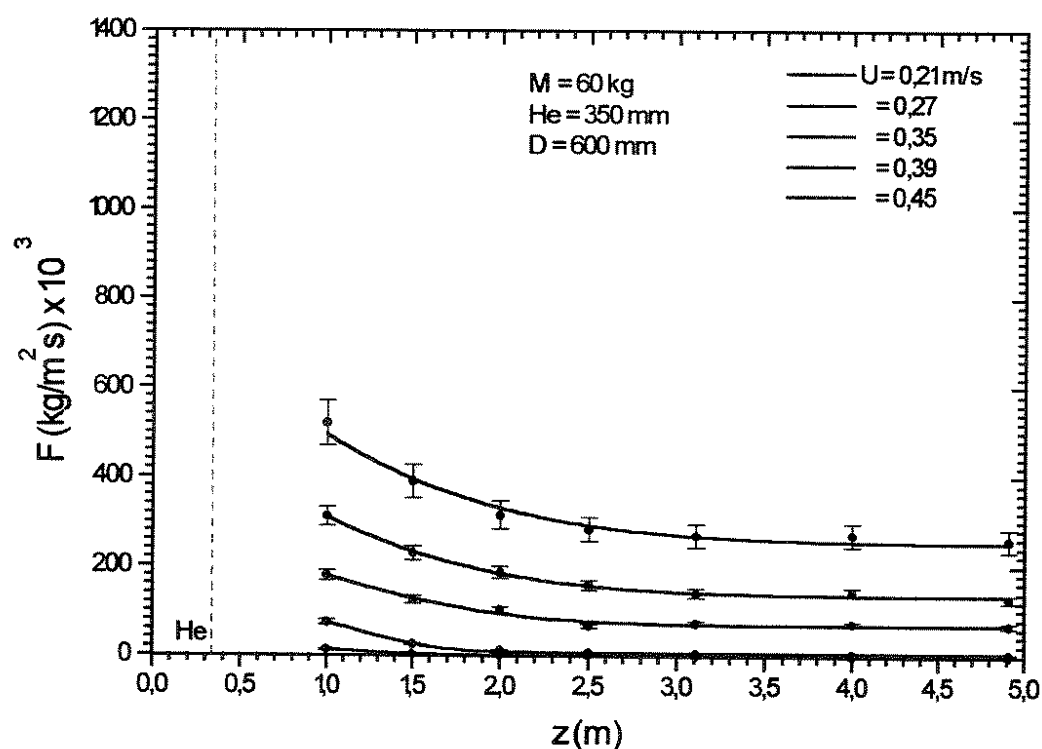


Figura 4.1 Variação do fluxo de arraste total das partículas com a altura da *freeboard*.

A revisão dos trabalhos experimentais sobre arraste de partículas em leitos borbulhantes, conforme o Capítulo 1, mostra que poucos se referem ao FCC. Os resultados disponíveis estão na tabela a seguir.

Tabela 4.2 Dados experimentais de arraste de FCC obtidos na literatura.

Autores	Dimensões do Leito (m)	Temperatura e Pressão	diâmetro médio das partículas (μm)	Velocidade (m/s)	Altura (m)	Fluxo de Arraste ($\text{kg/m}^2\text{s}) \times 10^3$
Zens e Weil (1958)	0,052x0,60	300 K 6,8 atm	60,0	0,30	1,00	134,6
					2,50	72,1
				0,46	1,00	1105,2
					2,50	294,73
Fournol et al. (1973)	0,61	ambientes	58,0	0,22	1,00	9,8
					5,00	4,4
Hatano e Ishida (1983)	0,15	ambientes	75,0	0,15	2,50	2,5
				0,20	2,50	10,0
				0,30	2,50	75,0
				0,40	2,50	250,0
Geldart e Wong (1987)	0,08	ambientes	33,0	0,25	2,50	0,80
				0,38	2,50	43,8
				0,50	2,50	5026,5
Baeyens et al. (1992)	0,0762	ambientes	68,3	0,21	3,0	11,0
				0,30	3,0	60,0
				0,40	3,0	200,0
				0,50	3,0	400,0

Apesar dos valores encontrados para o fluxo de arraste neste trabalho possuírem a mesma ordem de grandeza dos obtidos por outros autores para FCC, comparando as Tabelas 4.1 e 4.2, é possível notar uma influência da pressão média do leito (Zens e Weil, 1958), diretamente proporcional ao fluxo de arraste, e do diâmetro do leito, inversamente proporcional a F (Baeyens et al., 1992). Resultados analíticos evidenciam que a fluidodinâmica da partícula é influenciada pela presença de fronteiras rígidas, que provoca uma redução na velocidade terminal em relação a velocidade terminal da partícula isolada (Francis, 1933; Munroe, 1988; Di Felice, 1996 e Massarani, 1997). Com a redução da velocidade terminal, partículas grosseiras podem comportar-se como finos numa dada velocidade de fluidização, fazendo com que o fluxo de elutriação em leitos pequenos aumente comparado a leitos maiores. Hamdullahpur e Mackay (1986) constataram, através de medições com um LDV, que quanto maior a seção transversal do leito, mais rápido o perfil de velocidade do gás se uniformizaria ao longo da mesma, pois menor seria o efeito de parede. Assim, para leitos pequenos, a velocidade do gás no centro da coluna para posições

mais elevadas na *freeboard* seria maior, ocasionando um maior arraste de partículas e uma elevação da concentração de sólidos ao longo da altura.

Devido ao pequeno tamanho das partículas usadas por Geldart e Wong (1987), ocorreu uma ação dominante das forças coesivas durante a fluidização, ocasionando uma queda do fluxo de arraste, independente do tamanho reduzido do leito - 0,0762 m de D . Porém, para a velocidade de 0,50 m/s, a ação da força gravitacional sobre as partículas do leito volta a prevalecer, tornando o efeito de parede predominante.

A Figura 4.2 relaciona diretamente o fluxo de arraste total com a velocidade superficial de fluidização, considerando as 7 alturas nas quais foram realizadas as medidas experimentais.

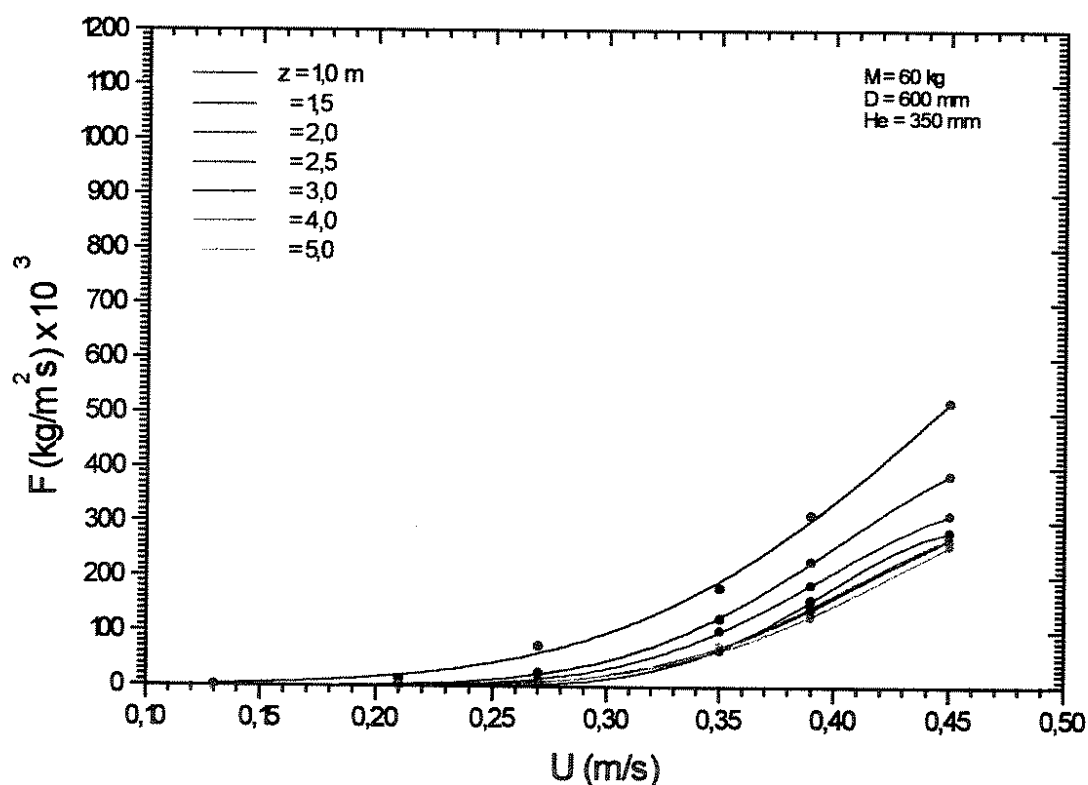


Figura 4.2 Variação do fluxo de arraste total das partículas com a velocidade de fluidização.

Os dados apresentados nas Figuras 4.1 e 4.2 mostram uma variação exponencial do fluxo de arraste total com a altura e com a velocidade superficial de fluidização, a partir de $z = 1,0$ m em relação a placa distribuidora, correlacionados por uma função de ajuste que obedece a uma distribuição normal:

$$F(x) = \frac{A}{B\sqrt{\pi/2}} \exp\left[-\frac{2(x-C)^2}{B^2}\right] + D, \quad (4.1)$$

onde A , B , C e D são parâmetros constantes para cada velocidade de fluidização empregada e x é a variável que representa U ou z .

O decaimento exponencial do fluxo de arraste com a altura e com a velocidade superficial de fluidização também foi observado por Andersson e Leckner (1989) e Choi, Son e Kim (1989), em combustores com LFB de grande porte queimando carvão, e por Horio, Shibata, Kadoguchi e Muchi (1985), em um leito de 0,26 m de D fluidizando esferas de vidro. Para leitos pequenos, Choi, Son e Kim observaram um crescimento logarítmico do fluxo de elutriação com a velocidade de fluidização e Smolders e Baeyens (1997), fluidizando partículas dos grupos A e C, notaram que o fluxo de arraste poderia ser descrito como uma função da velocidade de fluidização elevada a 4ª potência.

Hazlett e Bergougnou (1992), empregando uma cúpula móvel para coletar partículas de areia (0-105 μm), atribuíram o decaimento do fluxo de arraste de sólidos ao longo da altura à formação de aglomerados no leito denso.

Em relação a granulometria das partículas arrastadas ao longo da altura, as Figuras 4.3 trazem a evolução da distribuição granulométrica do material arrastado, obtida via úmida por difração a laser, para cada velocidade de fluidização empregada.

zação,
ão do
nas de

oard é

a.

,45

9,78

0,23

0,15

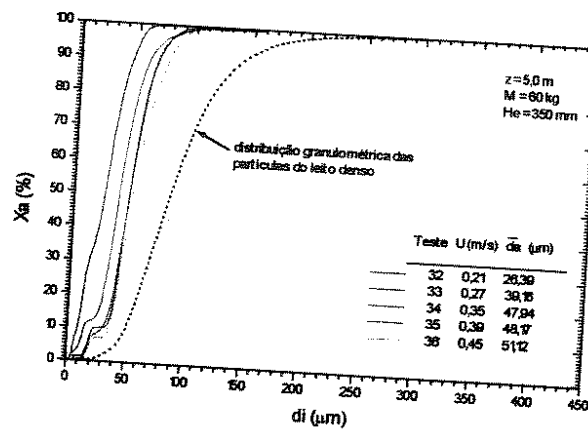
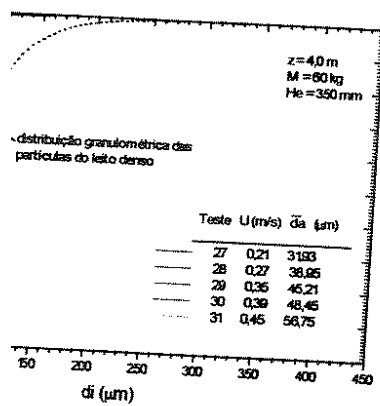
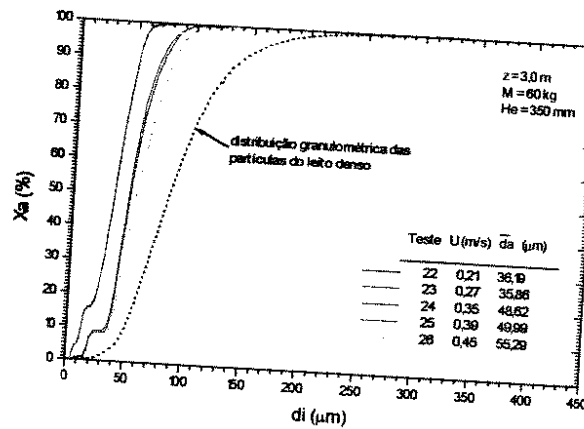
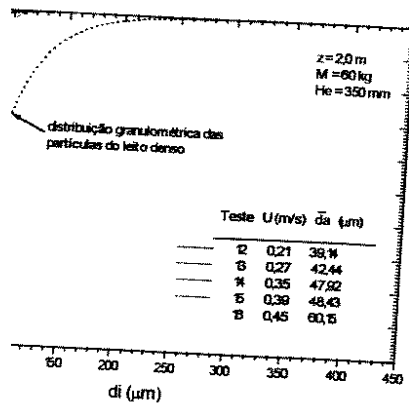
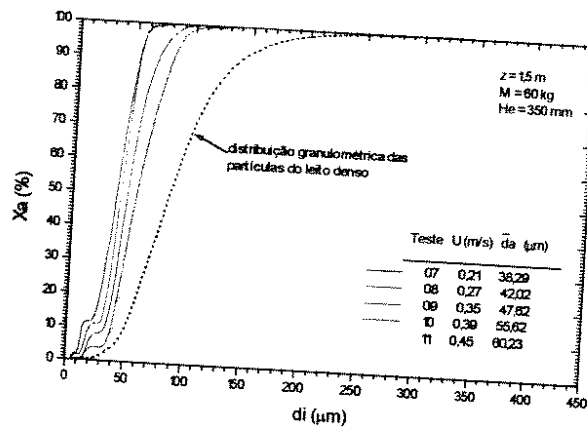
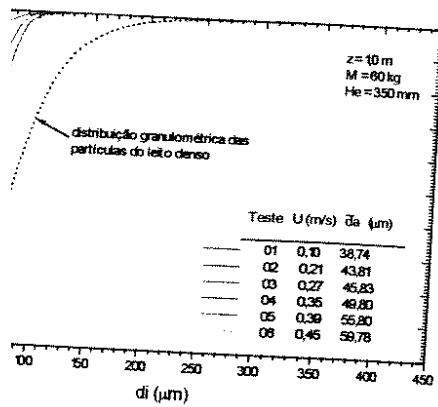
58,89

55,29

56,75

51,12

$16 \pm 3,11$



olução da distribuição granulométrica das partículas arrastadas ao longo da
altura da *freeboard*.

a *freeboard*.

Do exame das Figs. 4.1 e 4.4 e da Tabela 4.3, observa-se que o fluxo de arraste sofre uma sensível redução até aproximadamente $z = 2,5$ m, enquanto para o diâmetro médio do material arrastado acontece apenas uma ligeira diminuição ao longo da altura. Isto poderia ser explicado analisando o fenômeno sob a ótica da formação de aglomerados no leito denso, devendo estar ocorrendo um retorno significativo de partículas aglomeradas, até z em torno de 2,5 m, o que não foi observado experimentalmente dada a desintegração das partículas aglomeradas quando coletadas na válvula de amostragem. Assim, a granulometria do material arrastado praticamente se manteria constante já em alturas superiores a 1,0 m.

Os resultados apresentam a mesma tendência que os de Fournol, Bergougnou e Baker (1973), que mediram o fluxo de arraste de partículas de FCC ao longo da *freeboard*, em um LFB com 0,60 m de D , usando uma sonda de sucção isocinética. Dos dados dos autores, observa-se que:

- O fluxo de arraste manteve-se aproximadamente constante somente em alturas superiores a 2,80 m acima da superfície do leito denso, para velocidades de fluidização na faixa de 0,11 a 0,22 m/s, e
- Para a mesma faixa de velocidades, o diâmetro médio geométrico das partículas, coletadas pela sonda, manteve-se aproximadamente constante já a partir de alturas superiores a 0,50 m acima da superfície do leito denso.

Considerando o conceito de TDH, o fluxo de arraste deveria se manter constante a partir de 0,50 m, e não apenas em alturas superiores a 2,80 m. A explicação para este fenômeno é que existem finos aglomerados ainda em ascensão, comportando-se como partículas grosseiras, em alturas superiores a 0,50 m, os quais não seriam detectados pela sonda, pois se desintegrariam quando coletados. A mesma desintegração também teria ocorrido no ciclone e na linha de recirculação de sólidos no LFB empregado neste trabalho.

4.2.2 Efeito do inventário de sólidos no arraste de partículas

Existem controvérsias na literatura sobre a influência do inventário, e portanto da altura do leito denso, sobre o arraste de partículas.

Son, Choi e Lee (1988) observaram que o aumento da altura estática do leito denso, composto por partículas de areia, resultou em um aumento do fluxo de elutriação F_x . Os testes foram realizados em um leito com diâmetro igual a 0,38 m e velocidades de fluidização variando de 0,40 a 3,50 m/s. No entanto, Son, Choi e Kim (1989), variando a altura do leito estático de 0,20 até 1,00 m, não observaram variação no fluxo de elutriação, em dois combustores de 0,3×0,3 m e de 1,01×0,83 m, ambos queimando carvão.

Em experimentos feitos com um combustor de leito fluidizado borbulhante de seção maior, igual a 2,90×3,40 m, Andersson e Leckner (1989), notaram que a granulometria das partículas elutriadas aumentou com o inventário do leito.

O efeito do inventário sobre o fenômeno de arraste é apresentado na Figura 4.5, para o LFB operando com velocidade superficial de fluidização igual a 0,27 m/s e o topo da coluna situado em $z = 1,0$ m. Observa-se que o fluxo de arraste aumenta até uma altura do leito estático em torno de 220 mm, correspondente a um inventário de 55 kg. Para alturas maiores, o fluxo cresce ligeiramente, com um valor médio de $72,00 \pm 5,04$ g/m²s. A este fenômeno corresponderia à existência de um leito raso em alturas inferiores a 220 mm, na qual a intensidade do processo de coalescência e divisão sucessiva das bolhas é crescente com a distância a partir da placa distribuidora, até atingir um valor máximo, relativo ao pico dos cones de bolhas formados devido à movimentação destas na direção do eixo do leito. A partir daí, a dinâmica do processo pouco se alteraria, sugerindo a manutenção de um fluxo aproximadamente constante de partículas ejetadas da superfície do leito. Os testes realizados mostram que o valor de H_r/D que caracteriza o leito raso seria 0,58, que está na faixa de valores proposta por Geldart (1986): $H_r/D < 0,50$.

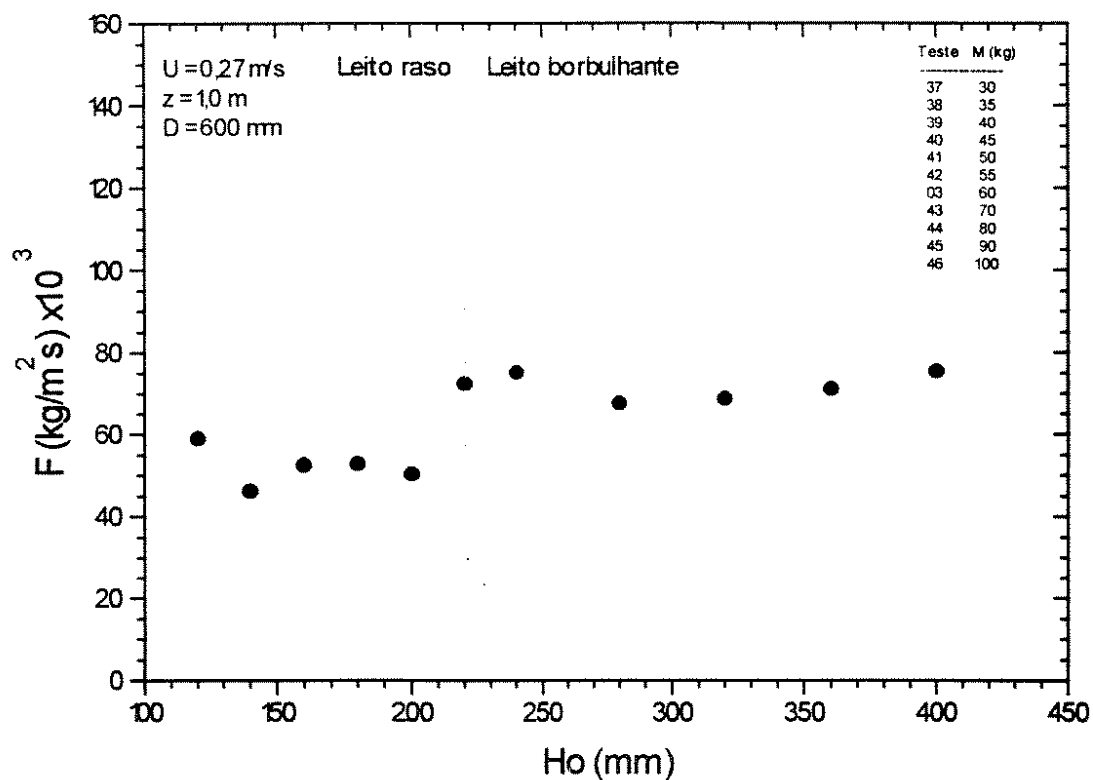


Figura 4.5 Efeito do inventário de sólidos no leito sobre o arraste de partículas.

A Figura 4.6 traz a influência do inventário do leito sobre a granulometria do material arrastado em $z = 1,0 \text{ m}$, determinada via úmida.

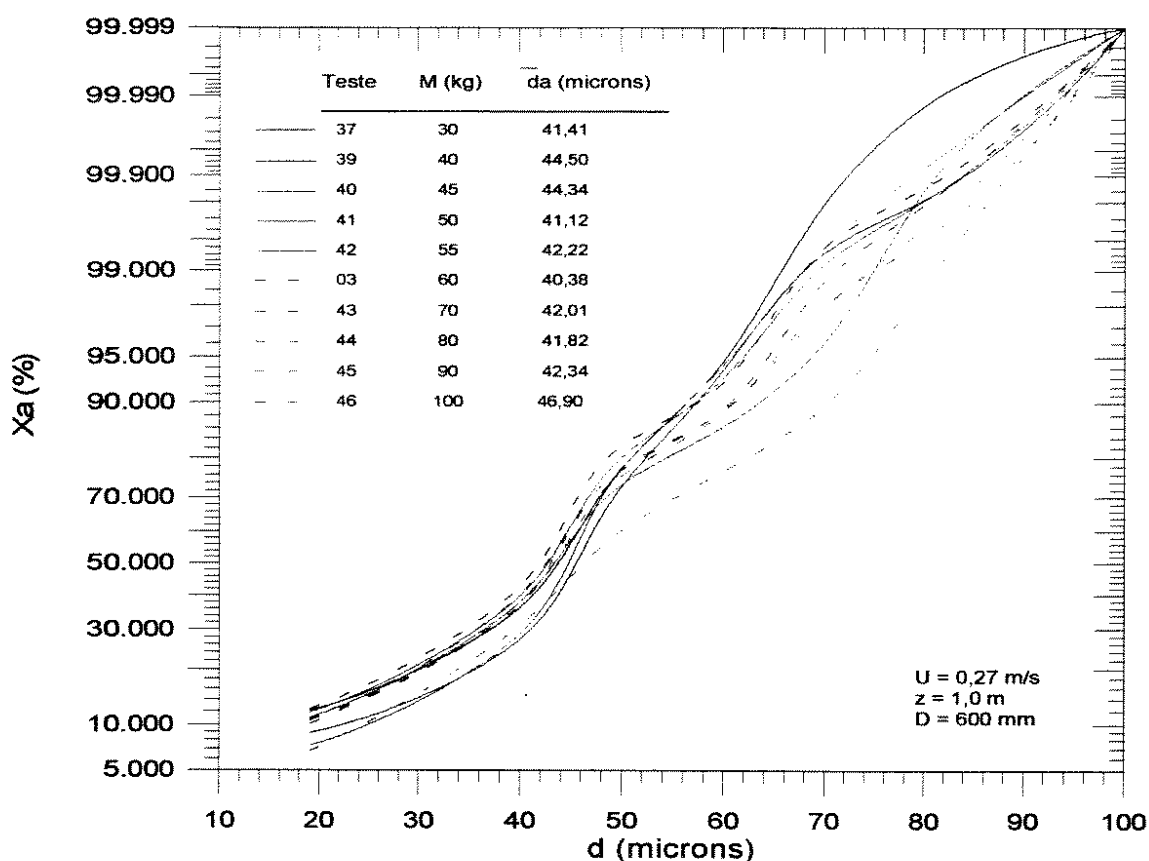


Figura 4.6 Efeito do inventário sobre a granulometria das partículas arrastadas.

Às distribuições granulométricas obtidas corresponde um diâmetro médio igual a $42,70 \mu\text{m}$, com desvio-padrão de $1,86 \mu\text{m}$. O teste 46, com inventário igual a 100 kg e diâmetro médio das partículas arrastadas de $46,90 \mu\text{m}$, mostra uma granulometria relativamente mais grosseira, provavelmente devido à maior expansão do leito e consequente redução da distância entre sua superfície e o topo da coluna. Observa-se, portanto, que a razão H_0/D praticamente não afeta a granulometria das partículas arrastadas, ao variar na faixa de $0,33$ a $0,67$ nos testes realizados.

4.2.3 Aglomeração de partículas no leito denso

A aglomeração de partículas no leito denso ocorre devido à ação de forças coesivas interparticulares, sendo a força de van der Waals predominante em sistemas fluidizados com

partículas dos grupos A e C (Rietema, Cottaar e Piepers, 1993; Hyre, 1997; e Xu e Yu, 1997).

Conforme descrito na seção 2.1.1 do Capítulo 2, o modelo proposto considera a aglomeração de partículas de até um certo diâmetro crítico d_c . Estas partículas irão sofrer aglomeração segundo uma distribuição log-normal (Bénoni, Briens, Baron e Duchesne, 1994), e os aglomerados serão distribuídos uniformemente em faixas granulométricas com tamanhos entre d_c e um certo tamanho máximo de aglomerado d_{max} . Há controvérsia na literatura quanto ao valor de d_c e nenhuma expressão ou determinação experimental é apresentada para a avaliação de d_{max} . Nesta seção, propõe-se uma metodologia para a estimativa destes parâmetros.

a. Tamanho máximo de partícula sujeito à aglomeração no leito denso

Dos dados experimentais referentes a análise granulométrica apresentados sumariados na Tabela 4.1 e detalhadamente no Anexo D, observa-se que as distribuições obtidas por peneiramento vibratório (via seco) para as partículas do leito denso antes dos testes foram praticamente análogas aquelas determinadas via úmida, por difração a laser. Entretanto, comparando as distribuições granulométricas (d.g.) do leito denso ao final dos testes, obtidas via seco e via úmida, pode-se notar uma granulometria mais grosseira nas distribuições determinadas pelo primeiro método. De acordo com estas duas evidências experimentais, pode-se constatar que:

- Ocorreu aglomeração de partículas no leito denso, e
- O peneiramento vibratório não contribuiu para a formação de aglomerados.

A partir das frações em massa médias para cada tamanho de partícula do leito denso obtidas via peneiramento, antes e após a fluidização, para todos os 46 testes realizados, pode-se construir um gráfico da razão entre as frações em massa inicial e final de cada tamanho de partícula pertencente ao leito denso, x_{i0}/x_{if} , *versus* o diâmetro de partícula d_i . Assim,

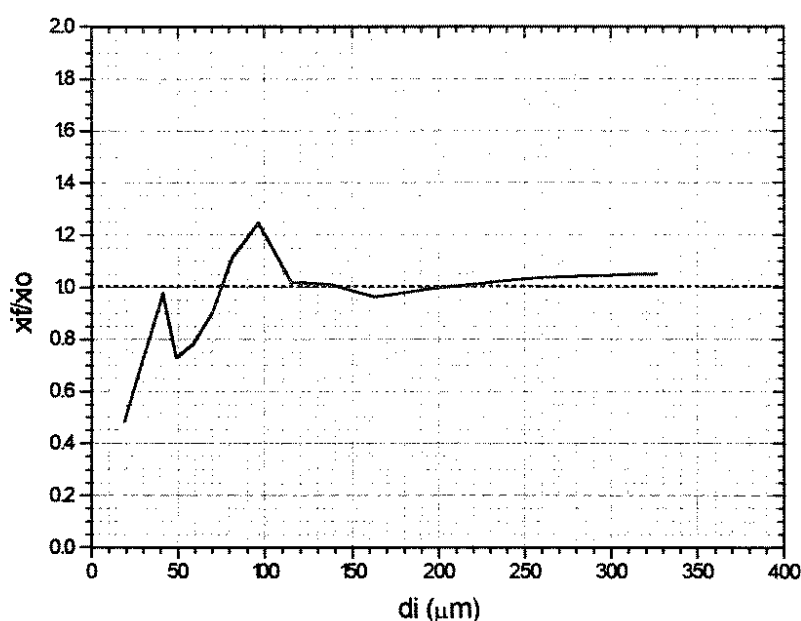
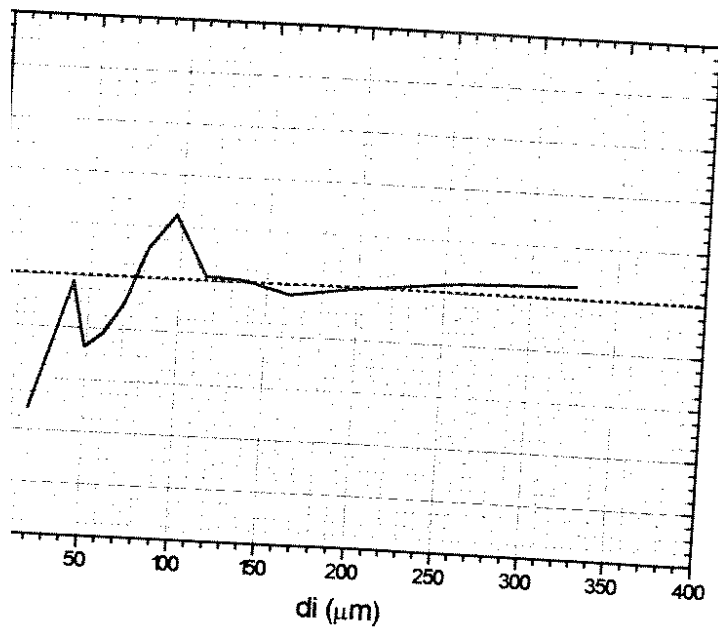


Figura 4.7 Razão entre a distribuição granulométrica média inicial e final do leito denso.

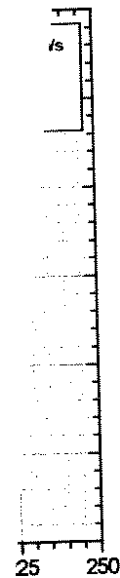
Os resultados obtidos para o fluxo de arraste total ao longo da altura, apresentados na Figura 4.1, indicam que até cerca de 2,5 m de altura na *freeboard*, existe uma quantidade significativa de partículas grosseiras voltando para o leito, com diâmetro maior que 86 μm , que é o tamanho correspondente à velocidade terminal de 0,21 m/s, igual a menor velocidade de fluidização usada nos testes. A d.g. (via úmida) do material arrastado mostra que as partículas com $d_i \geq 86 \mu m$ representam no máximo 12,8 % da massa total; estas faixas granulométricas, no entanto, devem estar recebendo mais partículas - na forma de aglomerados - do que o mostrado na Figura 4.7, de modo a justificar a diminuição acentuada do fluxo total até valores de z em torno de 2,5 m. Uma explicação provável é a de que partículas aglomeradas devem ter sido desagregadas cessada a fluidização. A Figura 4.7 fornece, portanto, evidência experimental qualitativa da ocorrência de aglomeração de partículas no leito denso. Ela mostra como efeito líquido da ação das forças interparticulares que partículas entre 0 e 75 μm e entre 140 e 190 μm perdem massa devido à aglomeração e o restante dos tamanhos de partícula, incluindo o maior alimentado, recebe massa de aglomerados.



e a distribuição granulométrica média inicial e final do leito denso.

os para o fluxo de arraste total ao longo da altura, apresentados na até cerca de 2,5 m de altura na *freeboard*, existe uma quantidade s grosseiras voltando para o leito, com diâmetro maior que 86 μm , espondente à velocidade terminal de 0,21 m/s, igual a menor usada nos testes. A d.g. (via úmida) do material arrastado mostra $\geq 86 \mu\text{m}$ representam no máximo 12,8 % da massa total; estas o entanto, devem estar recebendo mais partículas - na forma de o mostrado na Figura 4.7, de modo a justificar a diminuição é valores de z em torno de 2,5 m. Uma explicação provável é a de s devem ter sido desagregadas cessada a fluidização. A Figura 4.7 cia experimental qualitativa da ocorrência de aglomeração de la mostra como efeito líquido da ação das forças interparticulares μm e entre 140 e 190 μm perdem massa devido à aglomeração e de partícula, incluindo o maior alimentado, recebe massa de

ria diminuir
enta com o
o é devido à
se todas as
et al. (1992),
cedimento, o



s partículas.

valor de d_c igual a

i que deve se situar o
mo de 50 a 190 μm .
estando-se os valores

extremos e um valor intermediário, $d_c = 130 \mu\text{m}$, correspondente à situação em que as forças interparticulares se equivalem a força gravitacional.

b. Tamanho máximo de partícula aglomerada no leito denso

Na literatura não foram encontradas evidências experimentais ou proposições que forneçam um valor para o diâmetro máximo de aglomerado formado no leito denso.

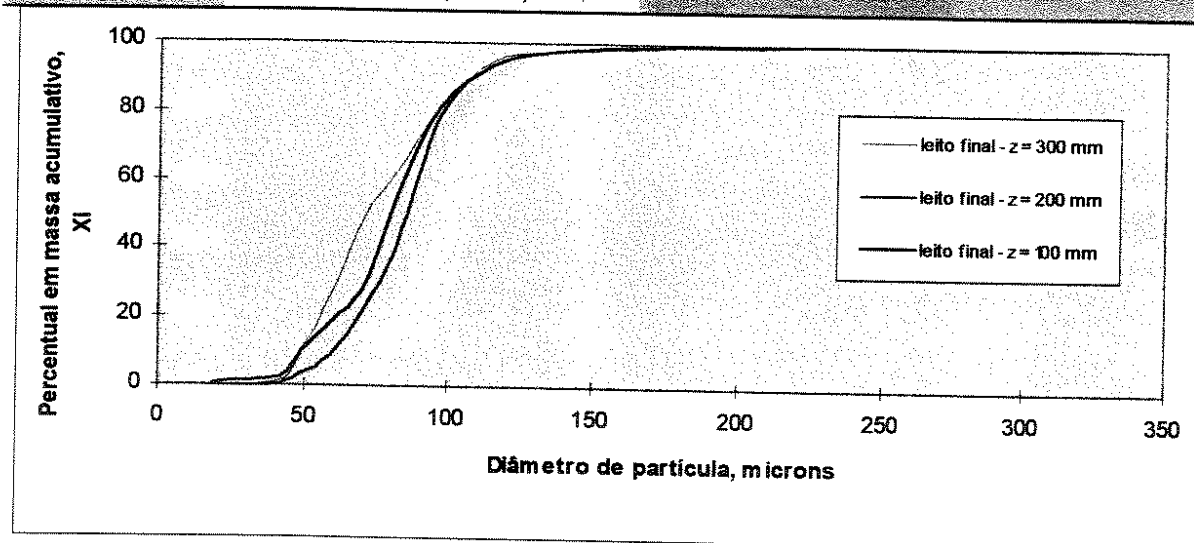
Durante a análise granulométrica via peneiramento das partículas do leito denso ao final dos testes, não foram encontradas partículas retidas na maior abertura de peneira utilizada, de $420 \mu\text{m}$, o que forneceu um primeiro limite superior. Adicionalmente, pode-se observar a partir da Figura 4.7 a ocorrência de aglomerados inclusive do tamanho da maior partícula alimentada. Feitas estas considerações, apesar da observação de que parte dos aglomerados foi desfeita ao final dos testes, admitiu-se o maior tamanho de aglomerado formado $d_{\text{máx}} = 420 \mu\text{m}$.

4.2.4 Segregação de partículas no leito denso

Para verificar experimentalmente a segregação de partículas no leito denso, a fim de verificar a hipótese do modelo de que as partículas estão uniformemente distribuídas no leito denso, foram construídos 3 pontos de retirada de sólidos ao longo da altura do leito denso, situados a 100, 200 e 300 mm da placa distribuidora. Ao final do teste 46, foram coletados sólidos nestes 3 pontos e as amostras foram analisadas granulometricamente via peneiramento, de acordo com a Tabela 4.4.

Tabela 4.4 Distribuição granulométrica ao longo da altura do leito denso - teste 46.

Amostras: teste 46 - leito denso final			Material: FCC			t (min): 10					
m (g) - 100 mm: 64,321			m (g) - 200 mm: 60,847			m (g) - 300 mm: 72,933					
N	Abert.	d _i	m _i (g)			x _i (%)			X _i (%)		
	peneiras		z (mm)			z (mm)			z (mm)		
	(μm)	(μm)	100	200	300	100	200	300	100	200	300
1	< 38	19,0	0,553	0,000	0,083	0,86	0,00	0,11	0,86	0,00	0,11
2	38-45	41,5	0,842	0,189	0,976	1,31	0,31	1,34	2,17	0,31	1,45
3	45-53	49,0	5,076	1,977	5,642	7,89	3,25	7,74	10,06	3,56	9,19
4	53-65	59,0	5,433	3,165	12,476	8,45	5,20	17,11	18,51	8,76	26,29
5	65-75	70,0	6,643	8,270	16,832	10,33	13,59	23,08	28,84	22,35	49,37
6	75-88	81,5	17,069	11,431	9,885	26,54	18,79	13,55	55,37	41,14	62,93
7	88-105	96,5	16,972	23,392	13,345	26,39	38,44	18,30	81,76	79,58	81,22
8	105-125	115,0	7,583	8,428	9,668	11,79	13,85	13,26	93,55	93,43	94,48
9	125-149	137,0	2,583	2,454	2,499	4,02	4,03	3,43	97,56	97,47	97,91
10	149-177	163,0	0,975	0,986	1,007	1,52	1,62	1,38	99,08	99,09	99,29
11	177-210	193,5	0,322	0,299	0,299	0,50	0,49	0,41	99,58	99,58	99,70
12	210-297	253,5	0,160	0,149	0,139	0,25	0,24	0,19	99,83	99,82	99,89
13	297-355	326,0	0,110	0,107	0,082	0,17	0,18	0,11	100,00	100,00	100,00
Diâmetro médio de Sauter (microns):			100 mm: 87,63								
			200 mm: 101,52								
			300 mm: 90,46								
			média: 93,20								
Desvio Padrão (microns):			3,46								



Há um espalhamento dos resultados, não revelando uma tendência. Para um valor médio $\bar{d}_f = 93,20 \mu\text{m}$, o desvio-padrão foi de cerca de $3,46 \mu\text{m}$. Observa-se, comparando este valor médio com o valor $\bar{d}_f = 84,98 \mu\text{m}$ (Tabela 4.1), um indicativo de que a hipótese de distribuição uniforme das partículas no leito é razoável para fins de modelagem.

4.2.5 Geração de partículas finas por atrito

A verificação experimental da redução ou não do tamanho das partículas por atrito abrasivo foi realizada mediante comparação entre as distribuições granulométricas das partículas do leito denso obtidas antes e após a fluidização, empregando-se difração a laser (via úmida) para anular o efeito da aglomeração.

A Tabela 4.5 apresenta granulometrias típicas obtidas por difração a laser durante análise das partículas para o teste 16, por exemplo.

Observa-se que, praticamente, não houve mudança na granulometria do material testado, o FCC de equilíbrio, levando a introdução no modelo da hipótese de atrito abrasivo desprezível.

Tabela 4.5 Distribuição granulométrica do leito denso - inicial e final - teste 16.

Teste 16			
Malvern - difração a laser (via úmida)			
Material:	FCC		
N	d _i (μm)	X _i (%)	
		Inicial	Final
1	5,80	0,2	0,0
2	21,40	0,5	0,1
3	23,10	0,6	0,1
4	24,80	0,7	0,2
5	26,70	0,9	0,5
6	28,70	1,3	0,8
7	30,80	1,7	1,1
8	33,20	2,3	1,5
9	35,70	3,0	2,0
10	38,40	3,7	2,6
11	41,20	4,6	3,4
12	44,40	5,7	4,6
13	47,70	7,2	6,4
14	51,30	9,5	9,0
15	55,20	12,7	12,6
16	59,30	17,0	17,1
17	63,80	22,6	22,5
18	68,60	29,6	28,8
19	73,80	37,5	35,8
20	79,30	46,0	43,4
21	85,30	54,3	51,4
22	91,70	62,1	59,6
23	98,60	69,2	67,5
24	106,00	75,5	74,9
25	114,00	80,8	81,2
26	123,00	85,2	86,3
27	132,00	88,7	90,2
28	142,00	91,5	93,1
29	153,00	93,7	95,3
30	164,00	95,4	96,9
31	176,00	96,7	98,1
32	190,00	97,7	98,9
33	204,00	98,5	99,4
34	219,00	99,0	99,7
35	236,00	99,3	99,9
36	254,00	99,6	99,9
37	273,00	99,7	99,9
38	293,00	99,9	99,9
39	315,00	99,9	99,9
40	339,00	100,0	100,0
Diâmetro médio (μm):		82,09 microns	84,24 microns

4.2.6 TDH - *Transport disengagement height*

Existem vários métodos na literatura que podem ser usados para determinar a TDH. A maioria deles são correlações baseadas em dados experimentais. Alguns poucos modelos tentam avaliar a TDH a partir da determinação da trajetória das partículas.

a. Correlações empíricas

Zens e Othmer (1960) correlacionaram dados para a TDH como uma função da velocidade superficial de fluidização e do diâmetro do leito em um diagrama. De acordo com os autores, leitos com diâmetros maiores requerem TDH mais altas, supostamente devido ao transporte turbulento de partículas finas para a parede do leito, as quais retornam ao leito denso através de um filme descendente aderido a parede. Em 1983, Zens propôs um novo diagrama, substituindo o diâmetro do leito pelo diâmetro médio das bolhas em erupção na superfície do leito.

Amitin, Matyushin e Gurevitch (1968) e Fournol, Bergougnou e Baker (1973) propuseram correlações dependentes apenas da velocidade superficial de fluidização. Na expressão proposta por Frantz e Juhl (1972), a TDH passou a ser função também do diâmetro do leito, das propriedades físicas do gás e do diâmetro médio das partículas.

b. TDH determinada a partir da trajetória das partículas

A primeira abordagem teórica para cálculo da TDH foi desenvolvida analiticamente por Zens e Weil (1958), através do cálculo da trajetória de uma partícula grosseira isolada ou de um aglomerado, empregando um coeficiente de arraste válido apenas no regime laminar e supondo que a velocidade de ejeção das partículas fosse igual a velocidade média das bolhas na superfície do leito. Assim, eles determinaram uma expressão analítica para a altura máxima que uma determinada partícula grosseira poderia atingir, definida como a

TDH para este tamanho de partícula. Do, Grace e Clift (1972) propuseram uma expressão mais realística para a força de arraste empregada no modelo de Zenz e Weil para prever a altura máxima que uma determinada partícula atinge, admitindo ainda que a velocidade de ejeção das partículas é cerca de duas vezes a velocidade da maior bolha na superfície do leito.

Baron, Briens e Bergougnou (1988) sugeriram que as partículas ejetadas a partir da superfície do leito denso se comportariam como um conjunto de partículas agrupadas - *cluster*, ao invés de se comportarem como partículas individuais. Esta observação também foi sustentada por Morooka, Kawazuishi e Kato (1980) e Hatano, Okuma e Ishida (1984). Segundo os autores, a formação destes *clusters* poderia explicar porque em alguns resultados experimentais partículas grosseiras foram encontradas em alturas elevadas na *freeboard*. De acordo com o modelo, o tamanho dos *clusters* ejetados seria de 10 vezes o diâmetro médio da partícula no leito denso a 0,464 vezes o diâmetro da bolha, sendo este último baseado na hipótese de que 40% do material contido na esteira das bolhas seria ejetado na superfície do leito (George e Grace, 1978). Aplicando um balanço de forças ao *cluster* e considerando a velocidade de ejeção duas vezes superior a velocidade da bolha na superfície do leito, os autores encontraram a máxima altura atingida pelo *cluster* (TDH) em função da velocidade de fluidização elevada a 2ª potência.

3. Cálculo da TDH a partir de modelos de difusão turbulenta

A difusão turbulenta resulta das irregularidades no perfil de velocidade do gás induzidas na *freeboard* pela erupção das bolhas, que podem ser consideradas como jatos de gás intermitentes. Admitindo que a TDH será atingida somente quando o perfil de velocidade do gás se uniformizar, vários autores tem derivado expressões para a TDH a partir de modelos de difusão turbulenta, considerando que o movimento das partículas é controlado pela difusão turbulenta radial a partir da região central do leito para a região da parede, aonde as partículas retornariam para o leito (George e Grace, 1978; Horio, Taki,

Hsieh e Muchi, 1980; Pemberton e Davidson, 1986; Hamdullahpur e Mackay, 1986; Sciasko, Raczek e Bandrowski, 1988; e Fung e Hamdullahpur, 1993a).

A Tabela 4.6 sumaria as expressões derivadas para a TDH.

Tabela 4.6 Expressões para a TDH encontradas na literatura.

Referência	Correlação	Descrição e faixa de aplicação
Zens e Weil (1958)	gráfica	modelo baseado na trajetória das partículas
Zens e Othmer (1960)	$TDH_i = \frac{\rho_p d_i^2}{28,1\mu} \left[U_{po} + U_m \ln \left(1 - \frac{U_{po}}{U_m} \right) \right]$ $U_m = U - 1,15\rho_p \frac{d_i^2}{\mu} \quad \text{e} \quad U_{po} = U_B$	diagrama empírico de TDH em função de U e D
Amitin, Matyushin e Gurevitch (1968)	$TDH = 0,85U^{1,2} (7,33 - 1,2 \log U)$	correlação empírica
Do, Grace e Clift (1972)	$TDH_i = \frac{\rho_p d_i^2 U_{po}}{28,1\mu} \left[1 - \frac{1}{V} \ln(1 + V) \right]$ $V = \frac{U_{po}}{U_{ti} - U} \quad \text{e} \quad U_{po} = 2,0U_B$	modelo baseado na trajetória das partículas
Frantz e Juhl (1972)	$TDH_i = 8,410^{-4} d_i \rho^{0,33} \mu^{0,29} D^{0,16} U^{D^{-0,13}}$ (sistema inglês de unidades)	correlação empírica
Fournol, Bergougnou e Baker (1973)	$TDH = 1000 \frac{U^2}{g}$	correlação empírica $0,002 \leq Fr_D \leq 0,008$
George e Grace (1978)	$TDH = 18,2d_B$	modelo de difusão turbulenta $0,011 \leq Fr_D \leq 0,46$
Horio, Taki, Hsieh e Muchi (1980)	$TDH = 4,47d_B^{0,5}$	modelo de difusão turbulenta $0,038 \leq Fr_D \leq 0,153$
Wen e Chen (1982)	$TDH = \frac{1}{4} \log_e \left(\frac{F_o - F_\infty}{0,01F_\infty} \right)$ $\frac{F_o}{A_L d_B} = 3,07 \times 10^{-9} \frac{\rho^{3,5} g^{0,5}}{\mu^{2,5}} (U - U_{mf})^{2,5}$ $\frac{F_\infty}{\rho U} = 23,7 \exp \left(-5,4 \frac{U_t}{U} \right)$	correlação empírica $4,94 \times 10^{-4} \leq Fr_D \leq 299,5$

Continua

Referência	Correlação	Descrição e faixa de aplicação
Zens (1983)	gráfica	diagrama empírico de TDH em função de d_B e D $0,015 \leq Fr_D \leq 0,087$
Pemberton e Davidson (1986)	$TDH(F) = \frac{4,605}{\beta}$ $\beta = 230d_B^{-0,45} \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$	modelo de difusão turbulenta $0,007 \leq Fr_D \leq 0,085$
Hamdullahpur e MacKay (1986)	$TDH(F) = 12d_B$	modelo de difusão turbulenta $0,005 \leq Fr_D \leq 0,137$
Baron, Briens e Bergougnou (1988)	$TDH(F) = 0,22U_B^2$	modelo baseado na trajetória das partículas $0,004 \leq Fr_D \leq 0,015$
Sciazko, Raczek e Bandrowski (1988)	$TDH(F) = 3,1d_B \ln\left(\frac{U_B - U}{U - 1,8U_{mf}}\right)$	modelo de difusão turbulenta
Fung e Hamdullahpur (1993a)	$TDH(F) = 13,8d_B$	modelo de difusão turbulenta $0,051 \leq Fr_D \leq 0,205$

d. Determinação experimental da TDH

Conforme Geldart, Xue e Xie (1995), o método comumente empregado para determinar a TDH tem sido medir o fluxo de arraste de partículas em um LFB operando em batelada, com ou sem recirculação de finos, em várias velocidades de fluidização, variando a altura do topo da coluna. Observação visual também tem sido usada. Sciazko et al. (1991) determinaram a TDH visualmente para partículas grosseiras como sendo a altura acima da qual nenhuma partícula em movimento descendente é observada.

Fournol et al. (1973) desenvolveram um método *on-line* para medir a TDH, empregando uma técnica de amostragem local de partículas através do uso de uma sonda de sucção isocinética, adotando a velocidade de sucção igual a velocidade superficial do gás.

Fung e Hamdullahpur (1993a), para comparar sua expressão teórica para TDH com valores experimentais obtidos em um LFB operando com partículas de areia, admitiram que a TDH seria atingida quando a variação do fluxo de arraste experimental com a altura da

freeboard se tornasse pequena, no caso menor do que um valor adotado de 0,1 g/(m²s) por metro.

Geldart et al. (1995) obtiveram a TDH em um LFB de 0,29 m de diâmetro operando com partículas de FCC a partir da curva do gradiente de pressão na coluna ao longo da altura, para velocidades superficiais de fluidização variando de 0,1 a 1,2 m/s. Os valores da TDH encontrados foram previstos satisfatoriamente pelas expressões de Zens (1983) e Baron et al. (1988), situando-se entre 0,15 e 1,5 m.

Neste trabalho, a TDH é avaliada experimentalmente a partir das curvas obtidas da derivação do fluxo de sólidos arrastados em função da altura, $dF(z)/dz$, aplicando um procedimento similar ao proposto por Fung e Hamdullahpur, i.e.,

$$\frac{dF(z)}{dz} \leq -a \quad [g/(m^2s)]/m \quad (4.2)$$

sendo a o valor obtido para a incerteza experimental média (Anexo A) em cada velocidade de fluidização. Desta forma, a TDH será atingida somente quando o gradiente do fluxo de arraste com a altura for igual ou menor a incerteza média obtida para cada velocidade de fluidização:

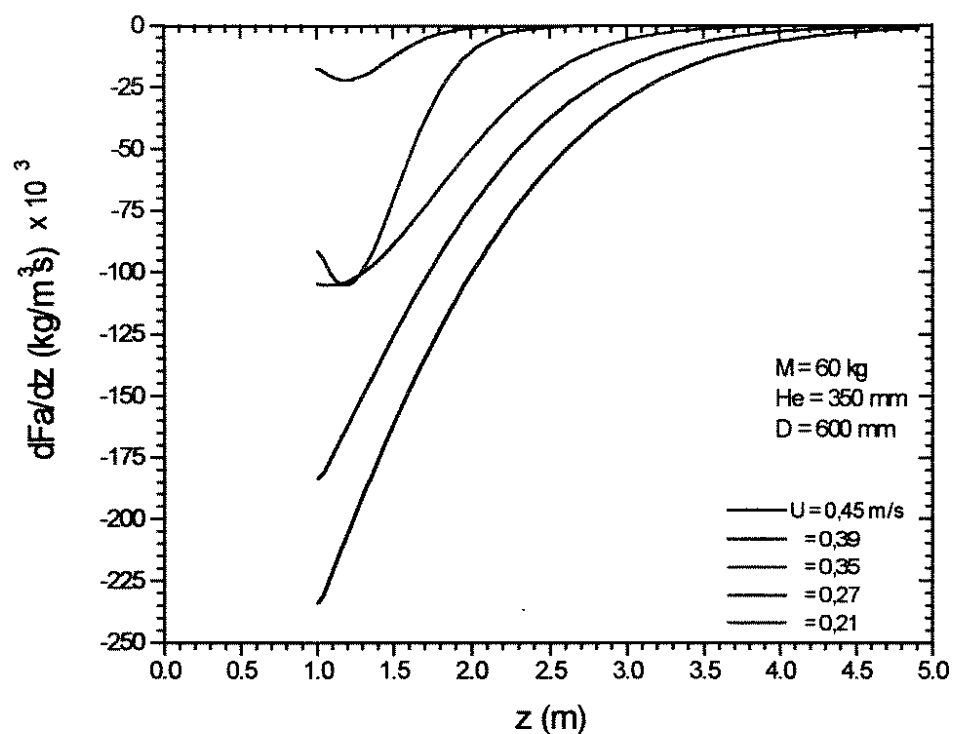


Figura 4.9 Gradiente do fluxo de arraste total *versus* altura da *freeboard*.

Assim, da Figura 4.9, o valor de TDH determinado para cada velocidade de fluidização é dado por:

Tabela 4.7 Valores experimentais da TDH.

U (m/s)	a (g/m ³ s)	TDH (m)
0,21	0,43	2,08
0,27	1,45	2,32
0,35	6,31	2,94
0,39	13,23	3,13
0,45	32,27	2,97

Para comparar os valores encontrados com os obtidos através das principais expressões apresentadas na Tabela 4.6, aplicadas nas condições operacionais deste trabalho, foi construído o seguinte gráfico:

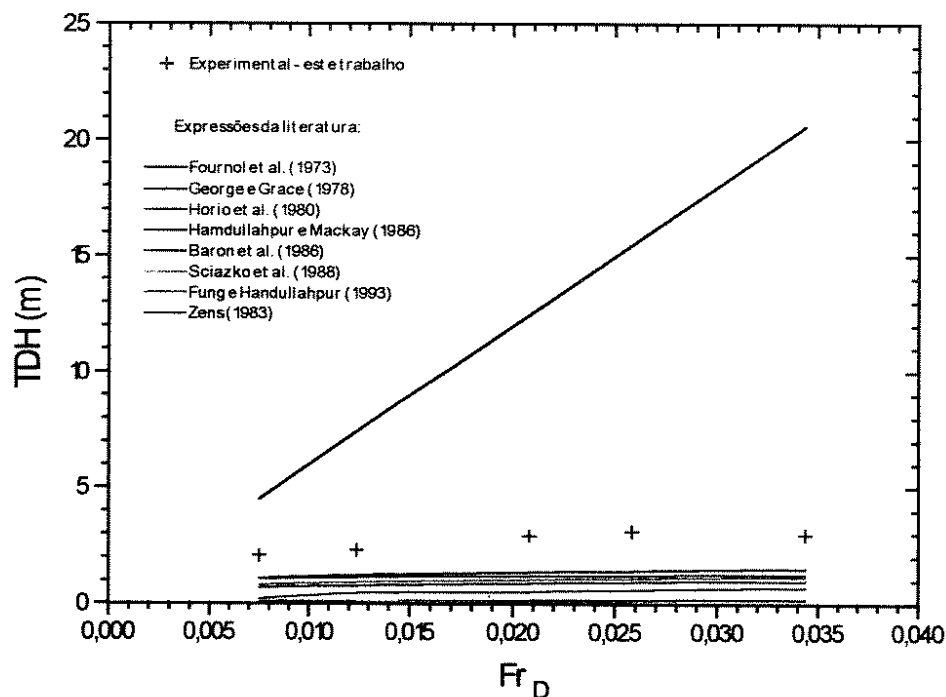


Figura 4.10 Comparação entre a TDH obtida experimentalmente e pelas expressões encontradas na literatura.

Observa-se que nenhuma correlação para a TDH previu razoavelmente os dados experimentais, obtidos a partir da Eq. (4.2). A expressão proposta por Fournol et al. (1973), única na literatura para leitos de grande porte fluidizando FCC, mostrou-se conservadora, característica observada também por Geldart (1986), não ajustando de forma satisfatória os dados experimentais deste trabalho. Desta forma, uma nova correlação é proposta baseada no número de Froude do leito, Fr_D , visto que este parâmetro é um dos grupos adimensionais necessários para garantir a semelhança fluidodinâmica entre dois leitos borbulhantes:

$$TDH = 1,925 + 37,834 Fr_D \quad (4.3)$$

onde $Fr_D = \frac{U^2}{gD}$, com um coeficiente de correlação igual a 0,88.