



Programa de Pós-Graduação em Engenharia
de Recursos Naturais da Amazônia

CONTRIBUIÇÃO À ANÁLISE DO TRANSPORTE PNEUMÁTICO EM FASE DILUÍDA

Luiz Moreira Gomes

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Recursos Naturais da Amazônia, ITEC, da Universidade Federal do Pará, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Engenharia de Recursos Naturais.

Orientador: André Luiz Amarante Mesquita

Belém

Outubro de 2011

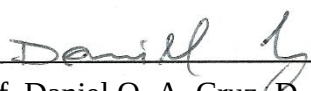
CONTRIBUIÇÃO À ANÁLISE DO TRANSPORTE PNEUMÁTICO EM FASE DILUÍDA

Luiz Moreira Gomes

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA DE RECURSOS NATURAIS DA AMAZÔNIA (PRODERNA/ITEC) DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR EM ENGENHARIA DE RECURSOS NATURAIS.

Aprovada por:

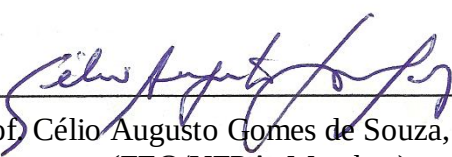
Prof. André Luiz Amarante Mesquita, D. Ing.
(FEM/UFPA - Orientador)



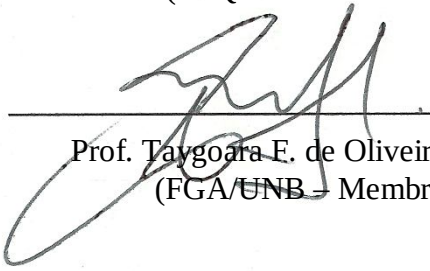
Prof. Daniel O. A. Cruz, D. Sc.
(FEM/UFPA - Membro)



Prof. Cláudio José Cavalcante Blanco, Ph. D.
(FAESA/UFPA - Membro)



Prof. Célio Augusto Gomes de Souza, D. Eng.
(FEQ/UFPA - Membro)



Prof. Taygoara E. de Oliveira, D. Sc.
(FGA/UNB - Membro)

BELÉM, PA - BRASIL
OUTUBRO DE 2011

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)
Instituto de Tecnologia/Programa de Pós-Graduação em
Engenharia de Recursos Naturais da Amazônia

Gomes, Luiz Moreira

Contribuição à análise do transporte pneumático em fase diluída/
Luiz Moreira Gomes; orientador, André Luiz Amarante Mesquita._
Belém - 2012

Tese (Doutorado) – Universidade Federal do Pará. Instituto de
Tecnologia. Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Recursos
Naturais, 2011

1 Transporte pneumático2 .Dinâmica dos fluidos I. Título

CDD 22.ed. 621.54

À minha família.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus por estar sempre ao meu lado, me dando forças.

Ao meu orientador, o Professor Dr. André Luiz Amarante Mesquita. Sou imensamente grato por sua amizade, paciência e incentivo, principalmente nos momentos mais difíceis.

Aos professores do PRODENA que sempre me apoiaram e acreditaram em minha capacidade.

Aos professores doutores Emanuel Negrão, Cláudio José Cavalcante Blanco e Daniel Onofre de Almeida Cruz pela motivação, apoio e amizade.

Aos alunos de iniciação científica Pedro Macias e Cleber Silva pelo apoio e ajuda nas medições efetuadas na parte experimental deste trabalho.

Ao Paulo Douglas pela amizade, apoio e discussões sobre o transporte pneumático.

À minha esposa Cíntia pelo companheirismo e constante apoio.

Aos meus filhos Júnior e Daniel por me darem o prazer e privilégio de ser pai.

A minha mãe Irene e às minhas irmãs Domingas, Antônia e Dina. Puxa! Como vocês são especiais!

Agradeço a todos aqueles que direta ou indiretamente colaboraram para a elaboração deste trabalho.

Por fim, agradeço ao CNPq, pela bolsa de doutorado.

Resumo da Tese apresentada ao PRODERNA/UFPA como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Engenharia de Recursos Naturais (D.Eng.).

CONTRIBUIÇÃO À ANÁLISE DO TRANSPORTE PNEUMÁTICO EM FASE DILUÍDA

Luiz Moreira Gomes

Outubro/2011

Orientador: André Luiz Amarante Mesquita

Área de Concentração: Transformação de Recursos Naturais

Este trabalho é uma contribuição à análise do transporte pneumático em fase diluída. Trata do estudo dos parâmetros chave relacionado ao transporte de partículas sólidas por uma corrente gasosa em tubulações horizontais e verticais. Esses parâmetros são as velocidades críticas de transporte e a queda de pressão na tubulação. Assim, é feita a análise das principais correlações existentes na literatura voltadas para a previsão de tais velocidades críticas e, então, propostas para uso as mais confiáveis. Neste sentido, também foi desenvolvida uma equação para a previsão da velocidade de captura de partículas no fundo de uma tubulação horizontal. Em seguida foi analisado o comportamento da queda de pressão em função das propriedades das partículas sólidas e do sistema com o uso de dois *softwares*, sendo que um deles não considera em sua formulação a influência da zona de aceleração na queda de pressão. Assim, foi possível entender qual a contribuição do comprimento de aceleração na queda de pressão total e qual a faixa de aplicabilidade de cada um desses *softwares*. Foi feita ainda a análise da sensibilidade da porosidade inicial na queda de pressão na tubulação em função de parâmetros tais como a vazão mássica dos sólidos, o comprimento da tubulação, a massa específica das partículas sólidas e o diâmetro da tubulação.

Abstract of Thesis presented to PRODERNA/UFPA as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Natural Resources Engineering (D.Eng.).

**CONTRIBUTION TO THE DILUTE-PHASE PNEUMATIC CONVEYING
ANALYSIS**

Luiz Moreira Gomes

October/2011

Advisor: André Luiz Amarante Mesquita

Research Area: Transformation of Natural Resources

This thesis is a contribution to the dilute-phase pneumatic conveying analysis. The survey of the key parameters of a pneumatic transport of bulk solids which are: the minimum conveying air velocity and pressure drop in horizontal and vertical pipelines. Therefore, an analysis of the main correlations available in the literature is made focused on the prediction of such critical velocities, and so proposes the use the most reliable correlations. In this way, an equation to predict the pickup velocity of the particles at the bottom of a horizontal pipeline was also developed. Then was analyzed the behavior of the pressure drop due to the solids and system properties using two computer programs, one of them does not consider the pressure drop in the acceleration zone in its formulation (algorithm). So, it is possible to understand what is the contribution of the acceleration zone in the total pressure drop of system and which is the range of application of each program. It is also done through mathematical modeling, the sensitivity analysis of the initial porosity of the bulk solids in the pressure drop along the pipeline as a function of parameters such as: solids mass flowrate, pipeline length, particles density and pipeline diameter.

SUMÁRIO

CAPÍTULO 1- INTRODUÇÃO.....	1
1.1 - CONSIDERAÇÕES GERAIS.....	1
1.2 - OBJETIVOS E CONTRIBUIÇÕES.....	5
 CAPÍTULO 2 -VELOCIDADES CRÍTICAS	 7
2.1- O TRANSPORTE PNEUMÁTICO.....	7
2.1.1- Vantagens e Desvantagens de um Sistema de Transporte Pneumático	9
2.1.1.1- Vantagens de um Sistema de Transporte Pneumático	9
2.1.1.2- Desvantagens de um Sistema de Transporte Pneumático	10
2.1.2 -Tipos de Transporte Pneumático	10
2.1.2.1- Sistemas com Pressão Positiva.	11
2.1.2.2 -Sistemas com Pressão Negativa.....	11
2.1.2.3 -Sistemas Combinados	12
2.1.2.4 -Sistemas Fechados	12
2.1.2.5 -Sistemas de Fase Diluída.....	13
2.1.2.6 -Sistemas de Fase Densa.....	13
2.2- PARÂMETROS BÁSICOS	14
2.2.1- Esfericidade	14
2.2.2 -Massa Específica da Partícula	14
2.2.3 -Porosidade	15
2.2.4 -Velocidade do Fluido	15
2.2.5 - Velocidade Terminal da Partícula Sólida (Velocidade de Stokes).....	16
2.2.6 - Número de Reynolds de Partícula.....	17
2.2.7 - Região de Aceleração e Região de Escoamento Estabelecido	17
2.2.8- Classificação de Geldart.....	18
2.3-VELOCIDADES CRÍTICAS.....	19
2.3.1- Velocidade de Deposição.	21
2.3.1.1- Queda de Pressão no Escoamento em Função das Velocidades do Gás.....	22
2.3.2- Velocidade de Captura.	23
2.3.3 -Velocidade de “Chocking”......	24
2.4- REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	25

2.4.1-Velocidade de Deposição. Correlações.....	25
2.4.1.1- Comparação entre Correlações para as Velocidades de Deposição.....	33
2.4.1.1.1- Influência do Diâmetro Médio das Partículas.....	34
2.4.1.1.2 -Influência do Diâmetro da Tubulação.	36
2.4.1.1.3 -Influência da Vazão Mássica dos Sólidos.	37
2.4.1.2 -Comparação com Dados Experimentais.....	38
2.4.2 -Velocidade de Captura	44
2.4.2.1-Comparação entre Correlações para as Velocidades de Captura.....	54
2.4.2.1.1-Influência do Diâmetro Médio das Partículas.....	55
2.4.2.1.2- Influência do Diâmetro da Tubulação.	58
2.4.2.1.3 - Influência da Massa Específica das Partículas.....	59
2.4.3 -Velocidade de Chocking.	62
2.4.3.1- Comparação entre Correlações para as Velocidades de “Chocking”	65
2.5-DISCUSSÃO DOS RESULTADOS	70
2.5.1- Velocidade de Deposição	70
2.5.2 -Velocidade de Captura	71
2.5.3 -Velocidade de Chocking	71

CAPÍTULO 3-ANÁLISE EXPERIMENTAL SOBRE VELOCIDADE DE CAPTURA.....	73
3.1 - METODOLOGIA EXPERIMENTAL PARA A MEDIÇÃO DA VELOCIDADE DE CAPTURA.....	74
3.2 - A BANCADA EXPERIMENTAL.	76
3.3 - CARACTERÍSTICAS DOS MATERIAIS UTILIZADOS	78
3.4 - ANÁLISE GRANULOMÉTRICA.....	80
3.5 - MEDIDAS DAS MASSAS ESPECÍFICA DAS PARTÍCULAS DE AREIA E ALUMINA.	81
3.6 - CORRELAÇÃO PARA DETERMINAR A VELOCIDADE MÉDIA DE OPERAÇÃO DO GÁS.	82
3.7 - RESULTADOS OBTIDOS.....	84

CAPÍTULO 4 -MODELO PARA O MOVIMENTO INICIAL DE UMA PARTÍCULA	90
---	-----------

4.1 - INTRODUÇÃO.....	90
4.2 - ESPECIFICAÇÃO DAS FORÇAS	91
4.2.1- Forças de Aderência (Van der Waals)	91
4.2.2 - Força de Sustentação.....	94
4.2.3 - Força de Arrasto.....	97
4.3 - PERFIL DE VELOCIDADE.....	100
4.4 - ESFERICIDADE DE UMA ESFERA CUJA CALOTA ESFÉRICA FOI REMOVIDA.....	103
4.5 - DETERMINAÇÃO DA VELOCIDADE DE CAPTURA DE PARTÍCULAS FINAS E GROSSAS.....	105
4.5.1- Partículas Grossas	109
4.5.2 - Partículas Finas (esféricas e não esféricas).	109
4.6 - ANÁLISE DOS RESULTADOS OBTIDOS.....	112
 CAPÍTULO 5-MODELAGEM HIDRODINÂMICA GÁS SÓLIDO	122
5.1 - INTRODUÇÃO.....	122
5.2 - CÓDIGO COMPUTACIONAL VELLAR.....	123
5.2.1 - Algoritmo do Código Computacional Vellar	126
5.3 - CÓDIGO COMPUTACIONAL VELOCIDADE RELATIVA	128
5.3.1- Modelagem Matemática	128
5.3.1.1-Adimensionalização das Equações	134
5.4- VALIDAÇÃO DOS RESULTADOS. COMPARAÇÃO COM RESULTADOS EXPERIMENTAIS.....	137
 CAPÍTULO 6-ANÁLISE DA SENSIBILIDADE DA POROSIDADE INICIAL NA QUEDA DE PRESSAO DO SISTEMA.....	147
6.1 - INTRODUÇÃO.....	147
6.2 - VAZÃO MÁSSICA DOS SÓLIDOS.....	151
6.3 - DIÂMETRO DA TUBULAÇÃO.....	154
6.4 - DIÂMETRO DAS PARTÍCULAS.....	156
6.5 - MASSA ESPECÍFICA DOS SÓLIDOS.....	159
CAPÍTULO 7 - CONCLUSÕES E SUGESTÕES	161

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	164
APÊNDICE A - ANÁLISE DE INCERTEZA	170
APÊNDICE B - ESFERICIDADE DE UMA ESFERA CUJA CALOTA ESFÉRICA FOI REMOVIDA	175
APÊNDICE C - BALANÇO DE FORÇAS EM PARTÍCULAS GROSSAS.....	182
APÊNDICE D - PARTÍCULAS FINAS (ESFÉRICAS E NÃO ESFÉRICAS).	189
APÊNDICE E.....	193
ALUMINA	193
AREIA.....	196
APÊNDICE F - Sub-rotinas do Código Computacional Vellar	199

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1	Configuração geral de um sistema de transporte pneumático (Fonte: Dynamic Air, 2003)	7
Figura 2.2	Sistema combinado.	12
Figura 2.3	Diagrama básico para o escoamento gás-sólido (BENEDITEZ, 1997).....	18
Figura 2.4	Diagrama de Geldart.	19
Figura 2.5	Representação esquemática do mecanismo de “Saltation”, (CABREJOS e KLINZING, 1994).	21
Figura 2.6	Diagrama geral para o transporte pneumático horizontal em fase diluída (Fonte: KNOWLTON, 1986).....	22
Figura 2.7	Partículas em repouso no fundo do tubo. Velocidade do ar menor que a velocidade de captura.....	23
Figura 2.8	Partículas sendo capturadas pela corrente de ar. Velocidade do ar igual ou maior que a velocidade de captura.....	23
Figura 2.9	Diagrama geral para o transporte pneumático vertical em fase diluída (Fonte: KLINZING et al., 1997).	24
Figura 2.10	Comparações entre a as velocidades de deposição e mínima.	27
Figura 2.11	Velocidade de deposição em função do diâmetro médio das partículas.Faixa de tamanho: 200 – 4000 μm	34
Figura 2.12	Velocidade de deposição em função do diâmetro médio das partículas.....	35
Figura 2.13	Velocidade de deposição em função do diâmetro da tubulação.	36
Figura 2.14	Velocidade de deposição em função da vazão mássica dos sólidos.	38
Figura 2.15	Número de Reynolds da partícula versus o número de Arquimedes . Faixa de tamanho: 20 – 4000 μm	39
Figura 2.16	Número de Reynolds da partícula versus o número de Froude. Faixa de tamanho: 20 – 4000 μm	40
Figura 2.17	Velocidade de deposição em função do diâmetro médio das partículas. Diversos materiais.	41
Figura 2.18	Velocidade de deposição em função do carregamento de sólidos. Comparação de dados experimentais com resultados obtidos com diversas correlações. Partículas de vidro.....	42
Figura 2.19	Velocidade de deposição em função do carregamento de sólidos. Comparação de dados experimentais com resultados obtidos com diversas correlações. Partículas de cobre.	43
Figura 2.20	Velocidade de deposição em função do carregamento de sólidos. Comparação de dados experimentais com resultados obtidos com diversas correlações. Partículas de polistreno.....	44

Figura 2.21	Representação esquemática do perfil de velocidade de duas partículas de diferentes tamanhos no fundo de uma tubulação mostrando a espessura da sub-camada laminar (Fonte: CABREJOS et al., 1992).....	46
Figura 2.22	Forma da camada de partícula usada para medir a velocidade de captura (Fonte: HYDEN et al., 2003).....	48
Figura 2.23	Esquema da instalação experimental KALMAN et al. (2005).....	50
Figura 2.24	Velocidade de captura em função do diâmetro médio das partículas. Faixa de tamanho: 20 – 3500 μm	55
Figura 2.25	Número de Reynolds da partícula versus o número de Arquimedes. Faixa de tamanho: 20 – 3500 μm	57
Figura 2.26	Velocidade de captura em função do diâmetro médio das partículas. Faixa de tamanho: 0 – 200 μm	58
Figura 2.27	Velocidade de captura em função do diâmetro da tubulação.	59
Figura 2.28	Velocidade de captura em função da massa específica das partículas.....	60
Figura 2.29	Velocidade de captura em função da esfericidade das partículas.	61
Figura 2.30	Materiais de forma irregular. Fonte: KALMAN et al (2005).....	61
Figura 2.31	Velocidade de captura em função do diâmetro das partículas para diâmetro de tubulação de 25 e 52 mm.....	62
Figura 2.32	Função para a equação (2.70) (DUCKWORTH, 1977 apud KLINZING et al, 1997).....	67
Figura 3.1	Partículas de areia no fundo de um tubo de vidro.	75
Figura 3.2	Partículas de areia em suspensão na corrente do ar. Fonte: GEPAM.....	75
Figura 3.3	Perda de massa em função da velocidade média do ar. Gráfico ilustrativo.	76
Figura 3.4	Esquema da Bancada Experimental, mostrando detalhe no tubo de vidro Fonte: GEPAM-UFPA.	77
Figura 3.5	Vista dos tubos de vidro. A jusante aparece os tubos de PVC, coletor de partículas e filtro. Fonte : GEPAM-UFPA.....	77
Figura 3.6	Partículas de alumina com diâmetro médio de 149 μm	79
Figura 3.7	Forma das partículas de areia de diâmetro médio de 179,5 μm	79
Figura 3.8	Velocidade média do ar em função da pressão dinâmica medida no centro do tubo.	82
Figura 3.9	Perda de massa em função da velocidade média do ar. Dados experimentais. $d_p = 179,5 \mu\text{m}$	83
Figura 3.10	Perda de massa em função da velocidade média do ar- $D_T = 2 \text{ pol}$	84
Figura 3.11	Velocidade de captura em função dos diâmetros médios das partículas. Partículas finas.	86
Figura 3.12	Velocidade de captura em função do diâmetro médio das partículas. Partículas grossas.	87

Figura 3.13	Velocidade de captura em função do diâmetro das partículas. Diâmetros de tubulação: 2, 3 e 4 polegadas.	88
Figura 3.14	Velocidade de captura em função do diâmetro das partículas. partículas de alumina e areia.	89
Figura 4.1	Principais forças agindo em uma partícula totalmente imersa na subcamada laminar. Fonte: KALMAN e RABINOVITH, 2009.	91
Figura 4.2	Esquema mostrando raio de contato e força de aderência em uma partícula.	93
Figura 4.3	Força de Sustentação em uma partícula.	95
Figura 4.4	Grandezas geométricas em uma esfera utilizadas para a determinação da esfericidade em função do ângulo θ	103
Figura 4.5	Esfericidade em função do ângulo θ (em radianos).	104
Figura 4.6	Taxas entre forças ou momentos como função da velocidade superficial do ar para partículas grossas.	106
Figura 4.7	Principais forças agindo em partículas grossas. Faixa de diâmetro da partícula: 600-4000 μm	107
Figura 4.8	Taxas entre forças ou momentos como função da velocidade superficial do ar para partículas finas.	108
Figura 4.9	Principais forças agindo em partículas finas e grossas. Faixa de diâmetro da partícula: 10-2000 μm	108
Figura 4.10	Várias forças agindo em uma única partícula menor do que a sub-camada viscosa	110
Figura 4.11	-n em função do número adimensional $U_C \cdot d_p^{0,5} / (g^{0,5} \cdot D_T)$	111
Figura 4.12	Velocidade de captura em função do diâmetro médio das partículas. Faixa de tamanho: 200-4000 μm	113
Figura 4.13	Velocidade de captura em função do diâmetro médio de partículas. Faixa de tamanho: 20-450 μm	114
Figura 4.14	Velocidade de captura em função do diâmetro médio das partículas. Comparação com correlações de CABREJOS et al. (1994) e KALMAN et al. (2005).	115
Figura 4.15	Velocidade de captura em função da esfericidade da partícula (finas e grossas).	116
Figura 4.16	Velocidade de captura em função do diâmetro médio de partículas. Partículas de vidro.	117
Figura 4.17	Velocidade de captura em função do diâmetro das partículas para diâmetros de tubulação de 50, 75 e 100 mm.	118
Figura 4.18	Velocidade de captura em função do diâmetro das partículas para diâmetros de tubulação de 50, 75 e 100 mm.	119
Figura 4.19	Velocidade de captura em função do diâmetro da tubulação.	120
Figura 5.1	Queda de pressão em função da velocidade superficial do gás.	125
Figura 5.2	Algoritmo do Código Computacional Vellar.	126
Figura 5.3	Diagrama para o Balanço Diferencial.	130

Figura 5.4	Queda de pressão (na vertical) versus velocidade relativa do ar. Comparação do Modelo Vel. Relativa com dados experimentais de Zenz (1949).....	138
Figura 5.5	Queda de pressão em função da velocidade superficial do ar.	138
Figura 5.6	Comparação entre as quedas de pressão obtidas através do Modelo da Velocidade Relativa e dos experimentos de HARIU e MOLSTAD (1943)– Porosidade inicial de 0,995.	140
Figura 5.7	Comparação entre as quedas de pressão obtidas através dos experimentos de HERBRETEAU e BOUARD (2000) e do Modelo da Velocidade Relativa para partículas de vidro de 0,035 milímetros de diâmetro.....	141
Figura 5.8	Comparação entre as quedas de pressão obtidas através dos experimentos de HERBRETEAU e BOUARD (2000) e do Modelo da Velocidade Relativa para partículas de vidro de 0,203 milímetros de diâmetro.....	142
Figura 5.9	Efeito da porosidade inicial na queda de pressão para o fluxo de uma mistura de gás-sólido em um duto horizontal - Modelo da Velocidade Relativa.	142
Figura 5.10	Queda de pressão em função da velocidade superficial do gás.	143
Figura 5.11	Queda de pressão em função do diâmetro médio das partículas.	145
Figura 5.12	Queda de pressão em função da velocidade superficial do gás para diversos carregamentos de sólidos.	146
Figura 6.1	Porosidade do gás em função do comprimento da tubula	148
Figura 6.2	Porosidade das partículas sólidas em função do comprimento da tubulação.....	149
Figura 6.3	Velocidade dos sólidos em função do comprimento da tubulação.....	149
Figura 6.4	Queda de pressão em função do comprimento da tubulação.....	150
Figura 6.5	Queda de pressão em função do comprimento da tubulação para as vazões mássicas de sólidos 20,50,100 e 200 kg/h. $\epsilon_0 = 0,96$	151
Figura 6.6	Queda de pressão em função do comprimento da tubulação para as vazões mássicas de sólidos 20,50,100 e 200 kg/h. $\epsilon_0 = 0,98$	152
Figura 6.7	Queda de pressão em função do comprimento da tubulação para as vazões mássicas de sólidos 20,50,100 e 200 kg/h. $\epsilon_0 = 0,99$	153
Figura 6.8	Queda de pressão em função do comprimento da tubulação para as vazões mássicas de sólidos 20,50,100 e 200 kg/h. $\epsilon_0 = 0,999$	153
Figura 6.9	Queda de pressão em função do comprimento da tubulação para diâmetros de tubulação de 1, 2, 3 e 4 polegadas. $\epsilon_0 = 0,96$	155
Figura 6.10	Queda de pressão em função do comprimento da tubulação para diâmetros de partícula de 35, 70, 200, 500, 1500 e 5000 μm . $\epsilon_0 = 0,96$	157

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1	Classificação dos sistemas em função da razão do fluxo de massa. Fonte: KLIZING et al. (1997).....	13
Tabela 2.2	Correlações para a predição da velocidade de “chocking”.....	63
Tabela 2.3	Desvios entre as velocidades de “chocking” medidas e as calculadas com o uso de diversas correlações da literatura (PUNWANI et al., 1976 apud KLINZING et al, 1997).....	65
Tabela 3.1	Características das partículas de areia e alumina utilizadas nos experimentos.....	78
Tabela 3.2	Parâmetros a e b, desvio padrão e R^2 ajustado da equação $y =$ $ax + b$ obtidos para os diversos diâmetros médios de partícula	85
Tabela 4.1	Os parâmetros p e q da força de sustentação (eq. 4.14).Fonte: MOLLINGER et al. (1995) apud KALMAN e RABINOVICH, (2009)	97
Tabela 4.2	Valores do coeficiente do efeito da parede na força de arrasto. Fonte: KALMAN e RABINOVICH, (2009).....	98
Tabela 4.3	Principais forças que agem em uma partícula em repouso.....	99
Tabela 6.1	Comparativo do aumento percentual da porosidade inicial versus a redução percentual da queda de pressão.....	151
Tabela 6.2	Comparativo do aumento percentual da porosidade inicial versus a redução percentual da queda de pressão para vazões mássicas de partículas sólidas de 20,50,100 e 200 kg/h.....	154
Tabela 6.3	Comparativo do aumento percentual da porosidade inicial versus a redução percentual da queda de pressão para diâmetros de tubulação de 1, 2,3 e 4 polegadas.....	156
Tabela 6.4	Comparativo do aumento percentual da porosidade inicial versus a redução percentual da queda de pressão para os diâmetros de partículas de 35, 70, 200, 500, 1500 e 500 μm	158
Tabela 6.5	Comparativo do aumento percentual da porosidade inicial versus a redução percentual da queda de pressão para massas específicas de sólidos de 1000, 2000, 3000, 4000 e 6000 kg/m^3	158

NOMENCLATURA

Símbolo	Descrição	Unidade
a	Raio de contato	m
A	Área transversal do tubo	m ²
A_H	Constante de Hamaker	erg
A_{livre}	Área livre da secção transversal do tubo	m ²
A_p	Área da partícula projetada num plano normal ao escoamento	m ²
Ar	Número de Arquimedes	-
Ar^*	Número de Arquimedes modificado	-
C_D	Coeficiente de arrasto	-
C_v	Concentração volumétrica dos sólidos	-
D_{50}	Diâmetro do tubo igual a 50 mm	m
d_d	Diâmetro de arrasto	m
d_f	Diâmetro de queda livre	m
d_g	Diâmetro geométrico	m
d_p	Diâmetro da partícula sólida	m
d_{pm}	Tamanho médio representativo da amostra das partículas	m
d_s	Diâmetro de superfície	m
d_s	Diâmetro de Stokes	m
d_{sv}	Diâmetro de uma esfera possuindo a mesma razão superfície-volume que a partícula	m
D_T	Diâmetro do tubo	m
D_{T50}	Diâmetro do tubo igual a 50mm	m
d_v	Diâmetro de volume	m

e	coeficiente de restituição	-
e_{instr}	Erro na instrumentação	-
f	fator de atrito de Darcy-Weisbach	-
F_a	Força de aderência	N
F_b	Força de empuxo	N
f_d	Força de arrasto por unidade de volume de partícula	N/m^3
F_D	Força de arrasto sobre uma partícula isolada	N
F_e	Empuxo	N
F_{ext}	Força externa	N
F_f	Força de Atrito	N
f_g	Fator de atrito do gás com a parede do tubo	-
F_g	Força gravitacional	N
F_n	Força Normal	N
F_r	Número de Froude	-
Fr_{Salt}	Número de Froude na velocidade de deposição	-
f_s	Fator de atrito das partículas sólidas com a parede do tubo	-
F_s	Força de sustentação cisalhante	N
g	Aceleração da gravidade	m/s^2
G_g	Fluxo de massa do gás	$kg/m^2.s$
G_s	Fluxo de massa de sólidos	$kg/m^2.s$
h	Altura da calota esférica	m
K	Fator de McCabe	-
k	Módulo de elasticidade	-
L	Comprimento do tubo	m
L_d	Distância da equivalente força de arrasto	m
m_p	Massa da partícula sólida isolada	kg

m_s	Massa dos sólidos	kg
n	Coeficiente de efeito da parede	-
F_N	Força normal	N
P	Pressão	Pa
P_{atm}	Pressão atmosférica.	-
Q_g	Vazão volumétrica do gás	m^3/s
Re	Número de Reynolds	-
Re^*	Numero de Reynolds baseado na velocidade de atrito	-
Re_p	Número de Reynolds da partícula	-
Re_p^*	Número de Reynolds da partícula modificado	-
Re_t	Número de Reynolds, definido a partir da velocidade terminal do sólido	-
s	Comprimento de separação	m
U_0	Velocidade superficial do gás	m/s
U_*	Velocidade de atrito	m/s
U_c	Velocidade de capturadas partículas	m/s
U_{C0}	Velocidade de captura de uma única partícula	m/s
U_{C50}	Velocidade de captura medida em um duto de igual a 50 mm de diâmetro	m/s
U_{ch}	Velocidade crítica em tubo vertical	m/s
U_g	Velocidade do gás	m/s
U_{min}	Velocidade mínima	m/s
U_{mp}	Velocidade no ponto de pressão mínima	m/s
U_r	Velocidade relativa	m/s
U_s	Velocidade das partículas sólidas	m/s
U_{Salt}	Velocidade de deposição das partículas sólidas	m/s
U_{Salt0}	Velocidade de deposição de uma única partícula	m/s
U_t	Velocidade terminal do sólido	m/s

U_{t0}	Velocidade terminal de uma única partícula	m/s
u_τ	Velocidade de atrito	m/s
V	Volume do sistema	m^3
V_p	Volume da partícula sólida isolada	m^3
V_r	Velocidade como função do raio do duto	
V_s	Volume dos sólidos do sistema	m^3
W_g	Vazão mássica do gás	kg/s
W_s	Vazão mássica dos sólidos	kg/s

SÍMBOLOS GREGOS

ε	Porosidade	-
ϵ	Rugosidade do tubo	m
μ	Viscosidade do gás	kg/(m.s)
θ	Ângulo que forma o eixo do tubo com a linha horizontal	-
τ	Tensão de cisalhamento	Pa
ψ	Esfericidade	-
ρ_{ap}	Massa específica aparente da partícula sólida	kg/m ³
ρ_f	Massa específica do fluido	kg/m ³
ρ_p	Massa específica da partícula	kg/m ³
ρ_{sp}	Massa específica de sólidos porosos	kg/m ³
ε_{CH}	Porosidade na região de “chocking”	-
ΔP	Perda de carga	Pa
ΔP_E	Perdas devido ao peso	Pa
ΔP_F	Perda devido ao atrito.	Pa
γ^+	Deslocamento adimensional	-

δ_1	Espessura da subcamada laminar	m
ζ	Carregamento de sólidos	-
ν	Viscosidade cinemática do fluido	m ² /s

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1- CONSIDERAÇÕES GERAIS

O transporte pneumático é um processo industrial através do qual, materiais particulados a granel são movidos em distâncias horizontais e verticais dentro de um sistema de tubulação através de uma corrente de ar. Desde o século XIX esse modo de transporte de particulados tem sido utilizado em grande escala na indústria. Muitas aplicações envolvendo princípios do transporte pneumático (principalmente, no transporte e manuseio de grãos) já são encontradas em alguns lugares na Europa na última década do século XIX (KLINZING *et al.*, 1997). Durante esse período, ocorreu uma grande evolução dos sistemas de transporte pneumático, como o uso de sistemas de pressão negativa, o surgimento de diversos equipamentos auxiliares (alimentadores rotativos, alimentadores de parafuso, válvulas, etc). Desde essa época, a prática de transportar pneumaticamente material particulado cresceu consideravelmente.

Nas décadas iniciais do século XX, a utilização de sistemas de transporte pneumático para o transporte de grãos já era uma prática comum. SOO (1984) *apud* RATNAYAKE (2005) apresentou uma cronologia do transporte pneumático destacando as inovações de indivíduos e empresas, especialmente durante o século XX. Durante a Primeira Guerra Mundial, o desenvolvimento do transporte pneumático foi influenciado pela alta demanda por alimentos, escassez de trabalho e riscos de explosão. Tais sistemas de transporte apresentavam-se como a solução mais eficiente para essas situações, houve grande avanço no desenvolvimento e pesquisa voltada para este campo.

Uma pesquisa feita pela “British Hydrodynamics Research Association”, através da Atlas Copco, mostrou que no período de 1971 a 1978, o mercado de transporte pneumático na Grã-Bretanha cresceu significativamente, sendo que, somente entre 1977 e 1978 foram vendidos com relação ao período 1971-1978, mais de 50% de equipamentos para uso em transporte pneumático (KLINZING *et al.*, 1997).

Atualmente, o transporte pneumático é uma técnica popular no campo da manipulação de materiais particulados. As aplicações dos sistemas de transporte pneumático podem ser vistas em muitos setores industriais, tais como a indústria de processos químicos, a indústria farmacêutica, a indústria de mineração, a indústria agrícola e a indústria de processamento de alimentos.

De maneira geral, todos os pós e materiais granulados podem ser transportados usando o transporte pneumático. No sítio da Air-Tec System, é apresentada uma lista de mais de 380 produtos diferentes, que foram transportados pneumaticamente com sucesso. Desde pós muito finos, assim como grandes pedras de cristal (por exemplo, a pedra de quartzo cujo diâmetro médio é de aproximadamente 80 mm) são transportados pneumaticamente. Mesmo alguns produtos não convencionais como frango vivo (WYPYCH, 1999 *apud* RATNAYAKE, 2005) e peças fabricadas de formas irregulares foram transportados com sucesso em sistemas de tubulações.

Segundo VASCONCELOS (2005), sistemas de Transporte Pneumático estão presentes no Brasil desde a década de 60, através da Moagem por Classificação a Ar, técnica empregada pela empresa Mikropul-Ducon. Há registro de instalações na década de 1970 de sugadores de grãos de navios das empresas Johannes Moeller do Brasil (JMB). Ainda, segundo Vasconcelos, nas fábricas de Alumínio do Brasil existem instalações da década de 1980 nas empresas da Alcoa e Alcan de sistemas de “air lift” das empresas JMB e NEU aerodinâmica. O Brasil continua pagando pela tecnologia importada dos Estados Unidos da América e da Europa. As indústrias que trabalham com manuseio de material particulado, nas quais as indústrias do alumínio se inserem, têm o sistema de transporte pneumático como uma área onde o conhecimento ainda é significativamente limitado, sobretudo no Brasil e no Pará.

Para projetar um sistema de transporte pneumático que opere eficientemente, os parâmetros a seguir devem ser estabelecidos de modo preciso, que são:

- a) A velocidade mínima de transporte estável;
- b) A queda de pressão total através do sistema.

A queda de pressão total é utilizada para superar o atrito entre a parede da tubulação e a mistura gás-sólido, que pode ser considerada como uma das propriedades de fluxo do material transportado. Para impedir o entupimento da tubulação, com um sistema de potência de consumo mínimo, a condição mínima de transporte é empregada.

Uma vez que existem numerosos parâmetros influentes no processo (por exemplo, tamanho de partícula e distribuição de tamanho de partículas, forma e massa específica das partículas, diâmetro da tubulação de transporte, etc), o empirismo tem sido amplamente utilizado no estabelecimento dos modelos matemáticos, utilizando alguns dos parâmetros acima. Assim, a aplicabilidade destes modelos para a indústria é muito limitada, e mais reduzida ainda para os materiais que possuem partículas de pequenas dimensões, distribuições de tamanhos de partículas relativamente amplos, e complexas propriedades físicas.

Quanto à velocidade mínima de transporte estável, é preciso para seu estabelecimento, o conhecimento pormenorizado das velocidades críticas, tanto àquelas relacionadas ao transporte na direção horizontal como às relacionadas ao transporte na direção vertical. Segundo YI *et al.* (1998) ainda há limitações significativas relacionados a essas velocidades críticas. Diversas tentativas foram feitas no passado para prever a mínima velocidade de transporte, porém infelizmente, a grande maioria das aproximações existentes apresentam diversas falhas, limitações e contradições.

Na região norte do país há uma grande demanda nos processos industriais por esse tipo de transporte, seja na indústria de mineração, seja na indústria de beneficiamento de produtos agrícolas, ou, ainda na indústria química. Considerando que o transporte pneumático é seguro, prático e não agride o meio ambiente, desenvolveu-se este trabalho com a finalidade de dar uma contribuição à análise do transporte pneumático em fase diluída. Por fase diluída entende-se o transporte pneumático de materiais particulados dispersos na corrente de ar em altas velocidades e baixas concentrações.

A tese está dividida em seis partes. Neste capítulo introdutório é apresentado o objetivo da pesquisa e as suas principais contribuições. O capítulo 2 apresenta uma

breve revisão sobre o transporte pneumático e um estudo sobre velocidades críticas nas direções horizontal e vertical em sistemas de transporte pneumático em fase diluída. Foram feitas comparações entre diversas correlações para a determinação das velocidades críticas e análises sobre suas limitações e dificuldades nas predições das referidas velocidades.

No capítulo 3 faz-se uma análise experimental sobre a velocidade de captura. Onde descreve-se a metodologia desenvolvida para a medição da velocidade de captura e a análise da influência de parâmetros tais como o diâmetro médio das partículas e da tubulação e a massa específica na referida velocidade de captura.

O capítulo 4 apresenta o desenvolvimento de um modelo com base no balanço de forças e momento para o movimento inicial de uma partícula em repouso no fundo de uma tubulação horizontal quando uma corrente de ar a uma vazão constante incide sobre esta partícula fazendo-a rolar ou ser arrastada. Nessa modelagem, faz-se um desenvolvimento matemático analítico para a obtenção da velocidade de captura da partícula destacando-se a influência da esfericidade da partícula na velocidade mínima de captura. Realiza-se comparações de equações para a determinação da velocidade de captura obtidas na literatura com as equações obtidas a partir do modelo desenvolvido neste trabalho.

O capítulo 5 apresenta um estudo sobre a queda de pressão em um sistema de transporte pneumático em fase diluída. Foram comentados os resultados de dois modelos matemáticos (um analítico; onde a perda de carga é avaliada usando como hipótese básica o valor de uma pressão média entre as zonas iniciais e finais de transporte para o cálculo da densidade do gás e o escoamento foi considerado totalmente desenvolvido e, outro modelo hidrodinâmico baseado em equações diferenciais onde a zona de aceleração foi levada em consideração) visando à análise pormenorizada de parâmetros que tem influência na queda de pressão, tais como, o diâmetro das partículas e da tubulação, o comprimento de entrada e o carregamento de sólidos. Discute-se ainda as vantagens e desvantagens na utilização dos referidos modelos e, também, serão feitas comparações destes com correlações encontradas na literatura visando à determinação da queda de pressão total em um sistema de transporte pneumático.

O capítulo 6 trata de um estudo sobre a sensibilidade do valor da porosidade inicial na queda de pressão em escoamentos gás-sólidos em fase diluída. Foi feita uma análise da influência deste parâmetro na queda de pressão total do sistema tendo em vista a influência de outros parâmetros tais como o comprimento de entrada, fluxo de massa de sólidos, diâmetro das partículas e da tubulação.

No capítulo 7 são apresentadas as considerações finais do trabalho, as sugestões para trabalhos futuros e recomendações.

1.2 - OBJETIVOS E CONTRIBUIÇÕES

São objetivos deste trabalho:

- Fazer uma análise experimental sobre a velocidade de captura apresentando uma metodologia para a medição da velocidade de captura;
- Analisar a influência do diâmetro médio das partículas e da tubulação, e da massa específica na velocidade de captura;
- Desenvolver equações baseadas nos balanços de força e momento angular para a previsão do movimento inicial de uma partícula inicialmente em repouso no fundo de uma tubulação horizontal sob a ação de um fluxo constante de ar;
- Utilizando dois modelos (um analítico e outro diferencial), desenvolvidos para a determinação da queda de pressão total em sistemas de transporte pneumático em fase diluída, avaliar a influência do diâmetro das partículas e da tubulação, do comprimento de entrada e do carregamento de sólidos, na queda de pressão total do sistema, verificando inclusive, as vantagens e desvantagens na utilização de cada modelo;
- Fazer um estudo sobre a sensibilidade do valor da porosidade inicial na queda de pressão total do sistema.

As contribuições são:

- Uma metodologia experimental para a medição da velocidade de captura;
- Um modelo baseado no balanço de forças e momento angular que possibilite a determinação da velocidade de captura de partículas em função de sua esfericidade.

No capítulo seguinte será feita uma breve abordagem sobre sistemas de transporte pneumático em fase diluída e densa. Serão apresentadas as velocidades críticas de transporte pneumático em fase diluída para as direções horizontal e vertical e ainda, analisadas as principais correlações existentes na literatura para a determinação das referidas velocidades críticas.

CAPÍTULO 2

VELOCIDADES CRÍTICAS

2.1 O TRANSPORTE PNEUMÁTICO

Transporte pneumático é um processo industrial, onde se utiliza um sistema de pressão positiva ou negativa (ar ou outros gases), sendo que o material a ser transportado é arrastado pela corrente de ar através de tubulações e finalmente separado do gás transportador e depositado no destino desejado (silo, caminhão transportador, etc.). Uma configuração geral de um sistema de transporte pneumático é apresentada na Figura 2.1.

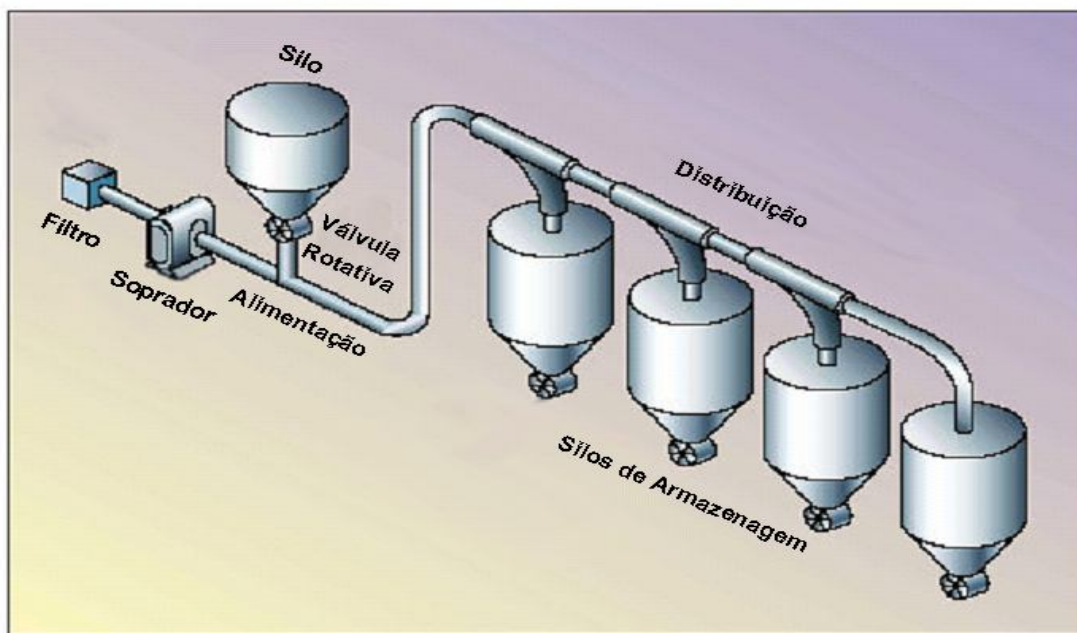


Figura 2.1 - Configuração geral de um sistema de transporte pneumático (Fonte: Dynamic Air, 2003).

Este modo de transporte de materiais sólidos a granel tem uma posição importante no campo do manuseio de material particulado, devido a uma série de vantagens sobre outros modos de transporte. Tem uma vasta gama de aplicações, com exemplos que vão desde aspiradores de pó doméstico até o transporte de alguns materiais em pó ao longo de vários quilômetros. Com uma história documentada de mais de um século (RATNAYAKE, 2005), sistemas de transporte pneumático têm se popularizado no campo do manuseio de materiais sólidos a granel.

Em várias indústrias de segmentos diferentes, uma grande variedade de materiais é manuseada em forma de pós e grãos por processos onde ocorre a transferência e o armazenamento desses materiais. Indústrias alimentícias, minerais, químicas, farmacêuticas, metalúrgicas, entre outras estão transportando materiais com o uso frequente de sistemas de transporte pneumático. Na agricultura, grandes quantidades de grãos de um modo geral são manipulados e transportados pneumaticamente. Produtos alimentícios, que vão da farinha ao açúcar, produtos para chá e grãos para café, também, são transportados pneumaticamente. Carvão pulverizado e cinza que são utilizados em grande escala nos processos térmicos de geração de eletricidade podem ser transportados em sistema de transporte pneumático. Em indústrias químicas, materiais como polietileno, PVC e polipropileno são manuseados em grande variedade de processos ao transporte pneumático. Areia, cimento e alumina entre outros são utilizados em inúmeros processos industriais que, também, envolvem o transporte pneumático.

Há uma série de componentes em uma planta de transporte pneumático, que são necessários para específicas condições de operação. Normalmente, um típico sistema de transporte pneumático compreende diferentes zonas onde distintas operações são realizadas. Em cada uma dessas zonas, alguns equipamentos especializados são necessários para o bom funcionamento da planta. Qualquer sistema de transporte pneumático consiste geralmente de quatro componentes principais que são:

a. Fontes de fornecimento de gás

Para fornecer a energia necessária para o gás transportador, vários tipos de compressores, ventiladores, sopradores e bombas de vácuo são utilizados como motor principal.

b. Mecanismo de alimentação

Para alimentar as partículas sólidas na linha de transporte, utiliza-se um mecanismo de alimentação, como válvulas rotativas, alimentadores parafuso, etc.

c. Linha de transporte

Consiste de todas as tubulações horizontais e verticais, curvas e outros componentes auxiliares, tais como válvulas.

d. Equipamento de separação

No final da linha de transporte, as partículas sólidas têm de ser separadas da corrente de gás na qual foram transportadas. Para isto, utilizam-se ciclones, filtros de manga e precipitadores eletrostáticos.

2.1.1 - Vantagens e Desvantagens de um Sistema de Transporte Pneumático.

2.1.1.1- Vantagens De Um Sistema De Transporte Pneumático

Recentemente, sistemas de transporte pneumático estão sendo usados muito mais frequentemente em diversos setores da indústria de que outros tipos de transporte que eram comumente utilizados, principalmente na área do manuseio e processamento de sólidos a granel. A razão disso é a série de vantagens que o transporte pneumático tem sobre os outros métodos de transporte de material, tais como: os transportadores mecânicos. Devido à flexibilidade de instalação, o transporte pneumático de sólidos a granel é usado especialmente no transporte de materiais secos, granulados ou em pó, através de tubulações para áreas em plantas remotas, que do ponto de vista econômico seriam bem mais caras caso se utilizassem os transportadores mecânicos. Uma vez que os sistemas de transporte pneumático são completamente fechados, a contaminação do produto, a perda de material e emissão de poeira (poluição ambiental) são reduzidos ou eliminados. No caso do transporte de materiais perigosos para a saúde, um sistema de

pressão negativa (vácuo) é a melhor opção. Por outro lado, sistemas de transporte pneumático podem captar o material a granel a ser transportado em fontes múltiplas e / ou distribuí-los a muitos destinos diferentes. Pode-se acrescentar, ainda, como vantagens favoráveis à utilização dos sistemas de transporte pneumático (em relação aos métodos tradicionais de transporte de materiais particulados) as dimensões reduzidas, a redução progressiva do capital e custos de instalação, baixos custos de manutenção (devido ao pequeno número de peças móveis), o uso repetido de tubulações de transporte e a facilidade de controle e automação.

2.1.1.2-Desvantagens de um Sistema de Transporte Pneumático

Recentemente, a utilização de sistemas de transporte pneumático tem aumentado consideravelmente em vários setores da indústria, porém ainda existem muitos problemas importantes dificultando o seu emprego em uma ampla gama de aplicações industriais. No caso do transporte em fase diluída, o alto consumo de energia, a degradação excessiva dos produtos transportados e a erosão do sistema (linhas, curvas, etc.) são alguns dos principais problemas. No transporte em fase densa, é frequentemente observado o fenômeno da instabilidade dos “plugs”, a excessiva vibração e entupimentos da tubulação. Além disso, o complexo fenômeno do escoamento multifásico exige grande habilidade no desenvolvimento do projeto, da operação e manutenção do sistema. Mesmo assim, com o aumento da sofisticação dos sistemas de transporte pneumático, o número de processos industriais nos quais o mesmo se aplica está aumentando com o passar dos anos. Assim, para o transporte de sólidos, o transporte pneumático pode ser considerado como uma primeira opção e depois poderiam ser avaliados outros sistemas de transporte.

2.1.2-Tipos de Transporte Pneumático

Sistemas de transporte pneumático podem ser classificados de diversas formas. Dois aspectos importantes para a classificação são a natureza da pressão do sistema e o modo de transporte. Quando a pressão do sistema está em questão, classificam-se os sistemas de transporte em quatro tipos, que são:

2.1.2.1-Sistemas com pressão positiva

Neste tipo de sistema de transporte pneumático, a pressão absoluta do gás dentro da tubulação é sempre maior que a pressão atmosférica. Esse tipo de configuração é a mais comum em sistemas de transporte pneumático, especialmente em aplicações de múltiplos pontos de descarga, em que o material a ser transportado é captado em um único ponto e entregue em vários pontos de descarga.

Devido a sua operação, sistemas de pressão positiva necessitam de alimentadores que possam introduzir o material que está normalmente à pressão atmosférica dentro de uma linha pressurizada. Dependendo da distância a ser transportado, pressões acima de 1000 kPa podem ser requeridas para tais sistemas de pressão positiva. A necessidade de um alimentador de sólidos capaz de resistir a estas altas pressões é um ponto crítico para a operação de tais sistemas.

2.1.2.2 - Sistemas com Pressão Negativa

Em geral, sistemas com pressão negativa são usados para o transporte de material de vários pontos de alimentação para um ponto de coleta comum. Uma vez que a operação envolve a aplicação de sistemas de exaustão de vários tipos, tais sistemas são limitados em distância e capacidade.

Sistemas de pressão negativa são extensivamente usados no transporte de materiais tóxicos. Estes sistemas permitem uma alimentação livre e oferecem uma adicional segurança futura já que se ocorrer algum vazamento na tubulação não haverá danos ao meio ambiente devido ao escape do material. Com o desenvolvimento da consciência da necessidade de processos produtivos livres de poluição, sistemas de pressão negativa estão sendo mais aceitos em um grande número de indústrias.

Sistemas de pressão negativa variam em tamanho, de pequenas indústrias de operação de limpeza até aquelas que operam no descarregamento de navios que possuem capacidade de centenas de toneladas por hora.

2.1.2.3-Sistemas Combinados

Quando as vantagens dos dois sistemas descritos acima são combinadas, o resultado é um sistema versátil de transporte pneumático, Figura 2.2. Tais sistemas combinados são denominados como sistemas “push – pull” e são usados em muitas indústrias.

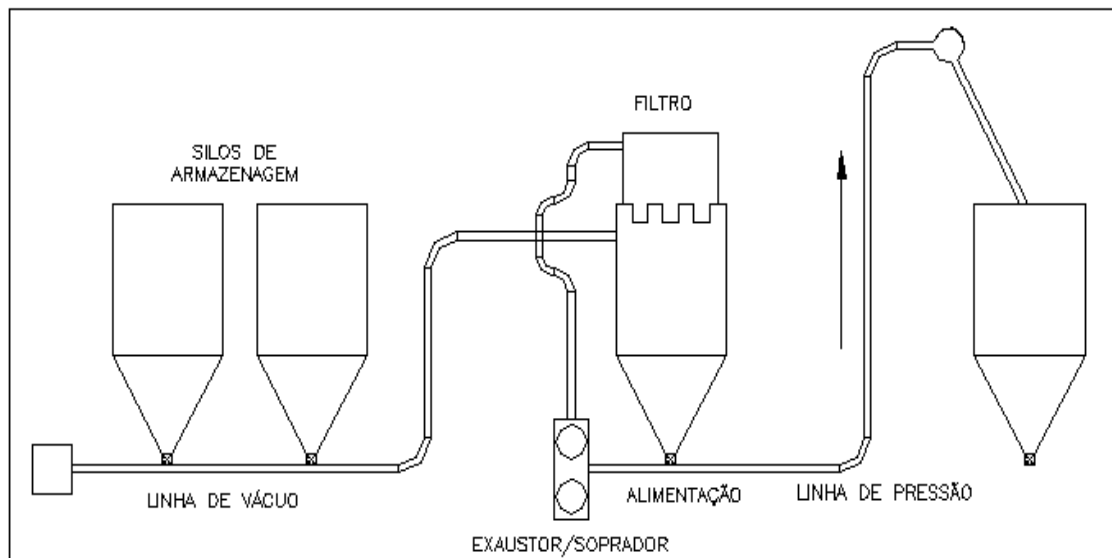


Figura 2.2 – Sistema combinado.

2.1.2.4-Sistemas fechados

Em sistemas fechados, o gás é reciclado. Este tipo de transporte é particularmente adequado para o manuseio de materiais tóxicos e radioativos. Nesses sistemas ocorre a recirculação do gás e são adequados principalmente quando o gás transportador não é o ar.

Como mencionado anteriormente nesta seção, o método de classificação de outros tipos de sistemas de transporte pneumático baseia-se nos modos de transporte, que dependem da velocidade do ar na entrada da tubulação. De acordo com esta metodologia, sistemas de transporte pneumático podem ser classificados em duas categorias diferentes, que são:

- Sistemas de Fase Diluída;
- Sistemas de Fase Densa.

Por simplicidade, cada uma dessas fases ainda é classificada em função do carregamento de sólidos (ζ) que é definido como a razão entre a vazão mássica dos sólidos (W_s) pela vazão mássica do gás (W_g).

$$\zeta = \frac{W_s}{W_g} \quad (2.1)$$

Em termos dessa definição é apresentada a seguir aTabela 2.1.

Tabela 2. 1 – Classificação dos sistemas em função da razão do fluxo de massa.

Fonte: KLIZING et al. (1997).

Fase diluída	0 – 15
Fase densa	> 15

2.1.2.5-Sistemas de Fase Diluída

De modo geral, sistemas de fase diluída utilizam grandes vazões de ar em elevadas velocidades, da ordem de 15 m/s para pós muito finos; de 18 m/s para materiais granulares, também de diâmetros muito pequenos; e valores acima de 18 m/s para partículas maiores. Esse tipo de sistema que é considerado como de baixa pressão utiliza tanto pressão positiva como negativa, para impulsionar ou aspirar os materiais através da tubulação de transporte e apresenta uma elevada relação ar/material. A captura do material pela corrente do gás ocorre devido às forças de sustentação e arrasto que agem sobre as partículas individualmente.

Os sistemas de fase diluída são os mais extensamente utilizados entre todos os sistemas de transporte pneumático.

2.1.2.6-Sistemas de Fase Densa

Se a velocidade do gás for reduzida para um valor abaixo da velocidade "Saltation" na direção horizontal haverá uma distribuição não uniforme de sólidos na sessão transversal do duto. Assim, o transporte do material ocorrerá em um estado de

não-suspensão através de toda a tubulação ou em parte dela. Esse tipo de transporte é definido como transporte em fase densa. Ele utiliza altas pressões positiva ou negativa para impulsionar os materiais sólidos através da tubulação de transporte em velocidades relativamente baixas, de forma semelhante à extrusão. Geralmente os sistemas de fase densa são considerados como sistemas de alta pressão e baixa velocidade, utilizando uma alta relação de material/ar.

O sistema de transporte em fase densa requer controle e equipamentos muito mais sofisticados que o sistema de transporte em fase diluída, mas cada sistema é particularmente adequado para determinadas aplicações e materiais.

A seguir serão apresentados alguns parâmetros básicos que serão úteis para uma melhor abordagem do comportamento dinâmico dos sistemas de transporte pneumático em fase diluída.

2.2-PARÂMETROS BÁSICOS

2.2.1–Esfericidade

O termo esfericidade é aplicado para medir a forma de uma partícula irregular e é definida como:

$$\psi = \frac{\text{área superficial de uma esfera de igual volume da partícula}}{\text{área superficial da partícula}}, \quad 0 < \psi \leq 1 \quad (2.2)$$

2.2.2-Massa Específica da Partícula

A massa específica da partícula sólida é definida como

$$\rho_p = \frac{m_p}{v_p}, \quad (2.3)$$

onde m_p e v_p são a massa e o volume de uma partícula isolada, respectivamente.

A densidade de um pó em um sistema de volume V é chamada de massa específica aparente, ρ_{ap} , e é dada por,

$$\rho_{ap} = \frac{m_s}{V} \quad (2.4)$$

onde m_s é a massa dos sólidos no sistema de volume V .

2.2.3–Porosidade

A porosidade ε ou fração de vazio no escoamento da mistura gás-sólido em um sistema de volume de V é definida como:

$$\varepsilon = \frac{V - V_s}{V} = 1 - \frac{V_s}{V} = 1 - \frac{\rho_{ap}}{\rho_s} \quad (2.5)$$

onde V_s é o volume dos sólidos no sistema de volume V .

2.2.4-Velocidade do fluido

Em um transporte bifásico gás-sólido as fases se movem com velocidades médias diferentes. A velocidade do fluido geralmente é maior que a do sólido. Quando as partículas sólidas são muito finas, a aproximação de que a velocidade do fluido é igual a do sólido é válida (KNOWLTON, 1986 *apud* BENEDITEZ, 1997).

A velocidade do fluido sem a presença de sólidos é definida como velocidade superficial, U_0 , que é dada pela relação:

$$U_0 = \frac{\text{vazão volumétrica do gás}}{\text{Área da seção reta do tubo}} = \frac{Q_g}{A} \quad (2.6)$$

A equação da continuidade para escoamento unidimensional em regime permanente mostra que velocidade média local da fase fluida U_g , é dada por

$$U_g = \frac{U_0}{\varepsilon} \quad (2.7)$$

2.2.5-Velocidade terminal da partícula sólida (Velocidade de Stokes)

A velocidade da partícula sólida recebe o nome de velocidade terminal, U_t , quando a partícula sólida, caindo em um fluido em repouso, atinge uma velocidade uniforme sob a qual a aceleração é nula.

Uma expressão bastante conhecida da literatura é obtida a partir do balanço de forças que atuam sobre uma partícula esférica sedimentando em um fluido em repouso e é descrita como,

$$U_t = \sqrt{\frac{4(\rho_p - \rho_f)g d_p}{3\rho_f C_D}}, \quad (2.8)$$

onde C_D é o coeficiente de atrito, ρ_p é a massa específica da partícula, ρ_f é a massa específica do fluido, d_p é o diâmetro da partícula e g é a aceleração da gravidade.

MCCABE & SMITH (1976) *apud* KLINZING (1997) sugeriram o uso de um fator K para a análise de escoamento quando o número de Reynolds da partícula é desconhecido. Este fator é dado por,

$$K = d_p \left[\frac{g\rho_f(\rho_s - \rho_f)}{\mu^2} \right]^{1/3} \quad (2.9)$$

Para $K < 3,3$ o escoamento é laminar; se $3,3 < K < 43,6$ indica zona de transição e quando $43,6 < K < 2360$ o escoamento será turbulento. Segundo MCCABE & SMITH (1976) *apud* KLINZING (1997) a velocidade terminal para os três regimes de escoamento pode ser calculada por:

$$U_t = \frac{gd_p^2(\rho_s - \rho_f)}{18\mu}, \quad K < 3,3 \quad (2.10)$$

$$U_t = \frac{0,153g^{0,71}d_p^{1,14}(\rho_s - \rho_f)^{0,71}}{\rho_f^{0,29}\mu^{0,43}}, \quad 3,3 < K < 43,6 \quad (2.11)$$

$$U_t = 1,74 \sqrt{\frac{(\rho_s - \rho_f) g d_p}{\rho_f}}, \quad 43,6 < K < 2360 \quad (2.12)$$

nde μ é a viscosidade dinâmica do gás.

2.2.6-Número de Reynolds de partícula

Na literatura de escoamento de gás-sólido encontram-se duas expressões para o número de Reynolds de partícula. A primeira é expressa em termo de velocidade terminal e é descrita como,

$$Re_t = \frac{d_p U_t \rho_f}{\mu}, \quad (2.13)$$

E a segunda em termo da velocidade relativa entre as fases é dada por:

$$Re_p = \frac{d_p (U_g - U_s) \rho_f}{\mu} \quad (2.14)$$

Onde, U_s é a velocidade do sólido.

2.2.7-Região de aceleração e região de escoamento estabelecido

Em transporte pneumático em fase diluída foi observada a existência de uma determinada distância no conduto onde ocorre a aceleração das partículas até atingirem uma velocidade constante na qual serão transportadas. Com isso foram identificadas duas regiões distintas, conhecidas como região de aceleração e região de escoamento estabelecido, onde existe uma variação linear da perda de carga em função do comprimento do duto, como mostrado na Figura 2.3.

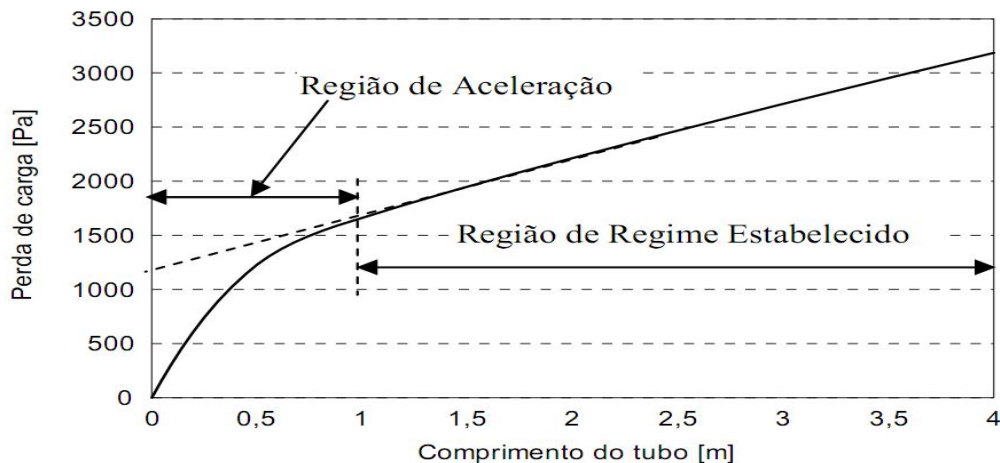


Figura 2.3 - Diagrama básico para o escoamento gás-sólido (BENEDITEZ, 1997).

2.2.8-Classificação de Geldart

GELDART *apud* KLINZING (1997) propôs a divisão dos sólidos em quatro grupos (ver Figura 2.4) dependendo principalmente do diâmetro e densidade das partículas e em segundo plano da densidade e viscosidade do gás.

– Grupo A

São particulados em que o leito se expande consideravelmente quando a velocidade de fluidização aumenta acima da velocidade mínima de fluidização, antes de se iniciar o aparecimento de bolhas. Pertencem ao grupo A materiais como o cimento que possui um tamanho pequeno de partículas ou baixa densidade ($< 1400 \text{ kg/m}^3$) das partículas. Podem ser transportados como uma bolha longa e de fase densa sem muitos problemas de bloqueio.

– Grupo B

Particulados em que a expansão do leito é menor quando a velocidade está acima da velocidade mínima de fluidização. As bolhas se formam desde o início da fluidização. São partículas de diâmetro médio entre $40 \text{ }\mu\text{m}$ e $500 \text{ }\mu\text{m}$ e de densidade entre 1400 kg/m^3 e 4000 kg/m^3 . Portanto, pós que fluem livremente e que podem ser transportados com razões de vazões mássicas (ζ) de até 100 vezes.

– **Grupo C**

São particulados de baixa granulometria (finos), coesivos, para os quais as forças interpartículas são comparáveis ou maior do que a força de arrasto exercida pelo gás de fluidização. São difíceis de fluidização, e se fluidizados em uma coluna, a coluna inteira tende a cair em bloco quando o escoamento cessa. Pertencem ao grupo C os chamados pós-coesivos de diâmetro muito pequeno. Neste caso o material tende a se aglomerar levando a bloqueio do tubo se o sistema for convencional. Para evitar este fenômeno é necessário utilização de tubos flexíveis.

– **Grupo D**

São partículas de diâmetros grandes e/ou alta densidade que exigem velocidade relativamente alta do gás ou uma baixa vazão mássica de transporte. Distinguem-se por sua habilidade de produzir leitos jorro.

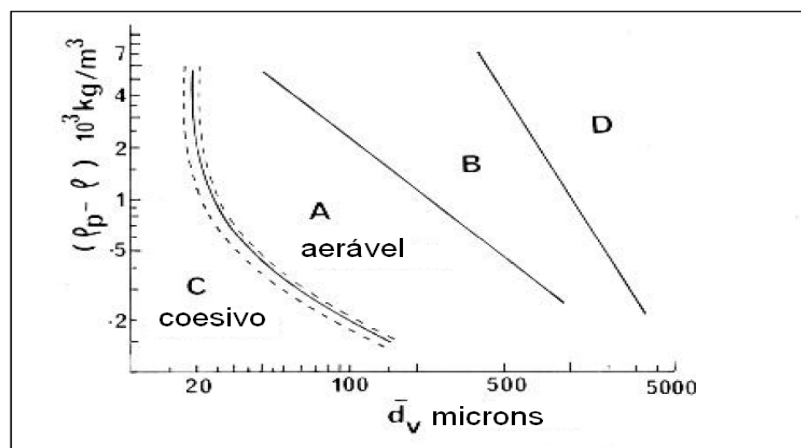


Figura 2.4 - Diagrama de Geldart.

2.3-VELOCIDADES CRÍTICAS

No transporte pneumático de partículas sólidas em tubulações, é importante que a velocidade do ar seja tão baixa quanto possível, de modo que o consumo de energia seja reduzido, bem como a erosão das paredes da tubulação (principalmente nas curvas) e a degradação das partículas. Segundo CABREJOS *et al* (1992) a velocidade mínima

de transporte é um dos parâmetros mais importantes no projeto de sistemas de transporte pneumático em sólidos. Uma velocidade acima da mínima necessária para o transporte estável das partículas sólidas leva a um maior consumo de energia devido a maior queda de pressão do sistema, além da degradação dos sólidos e a erosão da tubulação. Por outro lado, uma velocidade abaixo deste limite, certamente levará à deposição das partículas sólidas no fundo da tubulação e seu respectivo entupimento. Se a velocidade do gás é ajustada no início da tubulação (no ponto de alimentação das partículas sólidas), o restante da tubulação operará a uma velocidade acima deste valor limite, pois esta irá aumentar devido aos efeitos de compressão. Mantendo a velocidade do gás acima da velocidade mínima de transporte em todas as secções horizontais da tubulação, certamente não haverá nenhuma deposição de partículas sólidas na tubulação e o transporte será contínuo e estável.

Pode-se definir a velocidade mínima de transporte como sendo a menor velocidade na qual as partículas podem ser transportadas no interior de uma tubulação de modo estável sem que haja deposição no fundo da tubulação. A velocidade de captura (“Pickup”) pode ser definida como a velocidade do gás necessária para suspender as partículas inicialmente em repouso no fundo de uma tubulação horizontal e a velocidade de deposição (“Saltation”) é a velocidade do gás em um tubo horizontal na qual as partículas começam a cair de seu estado de suspensão e se depositam no fundo da tubulação.

ZENZ (1964) experimentalmente determinou as velocidades de deposição (“Saltation”) de partículas individuais para diversos tipos de materiais. Ele propôs uma representação gráfica baseada nos parâmetros adimensionais $\sqrt[3]{Re_p/C_D}$ e $\sqrt[3]{Re_p^2 C_D}$. Suas medições (apud KLINZING, 1997; CABREJOS e KLINZING., 1992) mostram que a velocidade de captura pode ser de 2 a 2,5 vezes maior que a velocidade mínima necessária para transportar uma única partícula injetada sem ocorrer o fenômeno “saltation”. CABREJOS e KLINZING (1992) verificaram que isso é válido para carregamentos de sólidos (ζ) menores que 0,5.

Para o fluxo em fase diluída é necessário utilizar uma velocidade acima da velocidade de deposição. Entretanto, se as partículas são depositadas no fundo do duto,

devido a um repentino corte na operação, a velocidade de captura será necessária para inicializar o transporte.

A seguir, serão estudadas as velocidades críticas em sistemas de transporte pneumático em fase diluída.

2.3.1-Velocidade de Deposição.

Várias definições para a velocidade de deposição (fig. 2.5) têm sido sugeridas na literatura. A seguir são apresentadas algumas delas.

- Velocidade na qual o gradiente de pressão torna-se um mínimo (determinado através das medidas da queda de pressão) (OCHI, 1991 *apud* RABINOVICH e KALMAN, 2008);
- A velocidade mínima do gás necessária para transportar partículas sólidas sem que haja sua deposição no fundo da tubulação (sem que haja a rotação e o repique das partículas) (ZENZ, 1964 *apud* RABINOVICH e KALMAN, 2008);
- A velocidade mínima na qual as partículas podem ser transportadas por um comprimento de tubulação infinito (HUBERT e KALMAN, 2003).

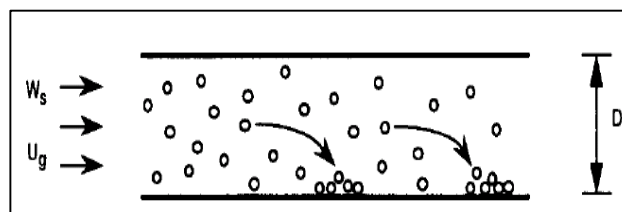


Figura 2.5 - Representação esquemática do mecanismo de “Saltation”, (CABREJOS e KLINZING, 1994).

A velocidade de deposição pode ser estudada a partir da evolução da queda de pressão no escoamento em função das velocidades do gás. A seguir será discutida esta metodologia.

2.3.1.1- Queda de pressão no escoamento em função das velocidades do gás

A relação geral entre a velocidade média superficial do gás e perda de carga $\Delta P/L$ para o transporte horizontal em fase diluída é mostrada na Figura 2.6. Esta relação é similar àquela da linha de transporte vertical em fase diluída. A curva AB representa a perda de carga por atrito devido ao escoamento do gás somente na linha de transporte; a curva CDEF corresponde para um fluxo de massa de sólidos $G_s = G_1$ e a curva GH é para um fluxo de massa de sólidos G_2 , o qual é maior que G_1 .

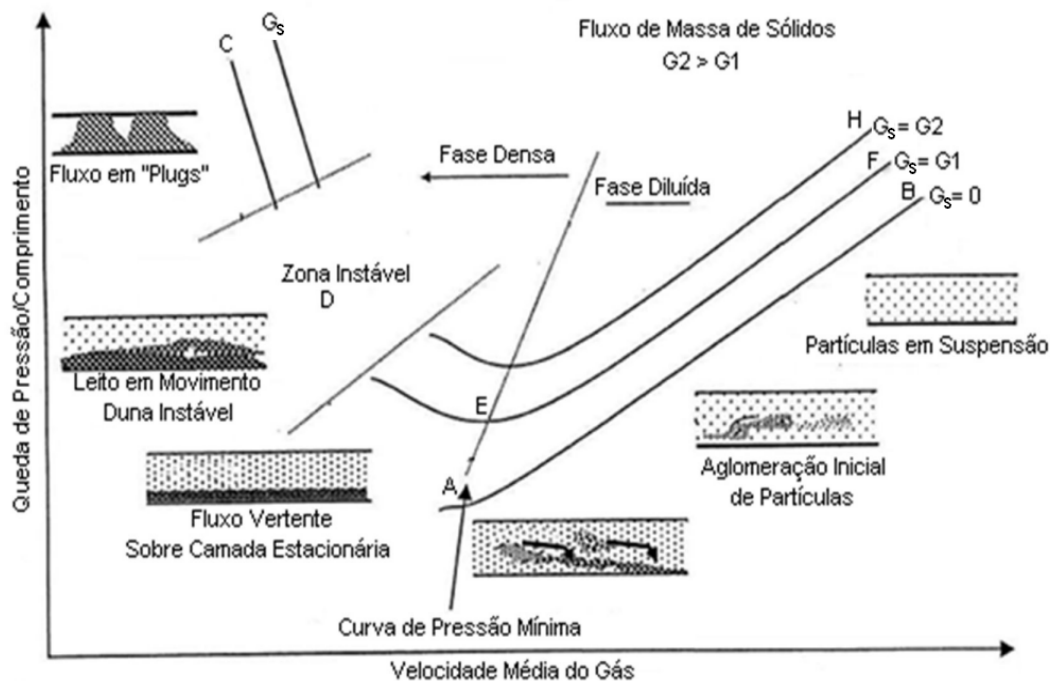


Figura 2. 6 - Diagrama geral para o transporte pneumático horizontal em fase diluída (Fonte: KNOWLTON, 1986).

No ponto E da Figura 2.6, a velocidade do gás é insuficiente para manter em suspensão os sólidos em sua totalidade, sendo que parte dos mesmos começa a se depositar na parte inferior da parede do tubo. A velocidade no ponto E é chamada de velocidade crítica em transporte horizontal em fase diluída, U_{Salt} (velocidade de “Saltation”). A velocidade crítica define o limite inferior da velocidade para qualquer sistema de transporte pneumático horizontal em fase diluída.

Diversas correlações teóricas e empíricas para a predição da mínima velocidade de transporte têm sido desenvolvidas em décadas passadas. Essas correlações têm sido

desenvolvidas por diversos pesquisadores no mundo todo e baseadas em diferentes sólidos a granel, diferentes tubulações, condições de transporte, técnicas e princípios de medição também diferentes (YI *et al*, 1998). Essas correlações quando aplicadas aos diversos sistemas industriais ou em bancadas de testes em larga escala, têm apresentado erros e limitações e, também, apresentado resultados inesperados e contraditórios, especialmente para grandes fluxos de massa de sólidos (G_s) e diâmetros de tubulação (D_T), e/ou diâmetros de partículas (d_p) muito pequenos.

2.3.2-Velocidade de Captura

A velocidade de captura é definida como sendo a velocidade do gás necessária para suspender as partículas inicialmente em repouso no fundo do tubo (ver Figuras 2.7 e 2.8), ou ainda, pode ser definida como sendo a velocidade do fluido requerida para iniciar um movimento de deslizamento, rolamento e suspensão das partículas. Em adição a essas definições, muitos projetistas de sistemas de transporte pneumático utilizam o termo "Pickup" para se referir à velocidade necessária para manter partículas em suspensão no ponto de alimentação.

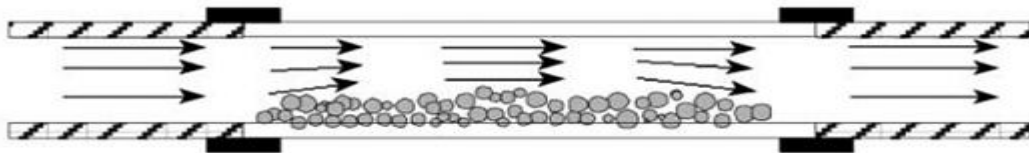


Figura 2. 7 – Partículas em repouso no fundo do tubo. Velocidade do ar menor que a velocidade de captura.

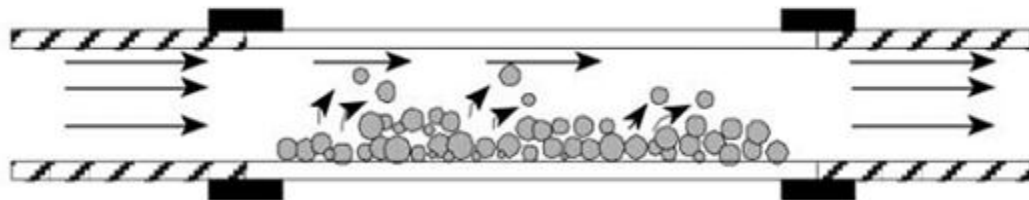


Figura 2. 8– Partículas sendo capturadas pela corrente de ar. Velocidade do ar igual ou maior que a velocidade de captura.

2.3.3 - Velocidade “Chocking”

No transporte pneumático a velocidade de “chocking” é definida como a velocidade mínima de transporte na direção vertical, sendo, portanto um parâmetro chave no projeto de sistemas de transporte pneumático em fase diluída.

A relação entre a velocidade do gás e a perda de carga por unidade de comprimento $\Delta P/L$ em um transporte vertical em fase diluída é mostrada esquematicamente no diagrama da Figura 2.9.

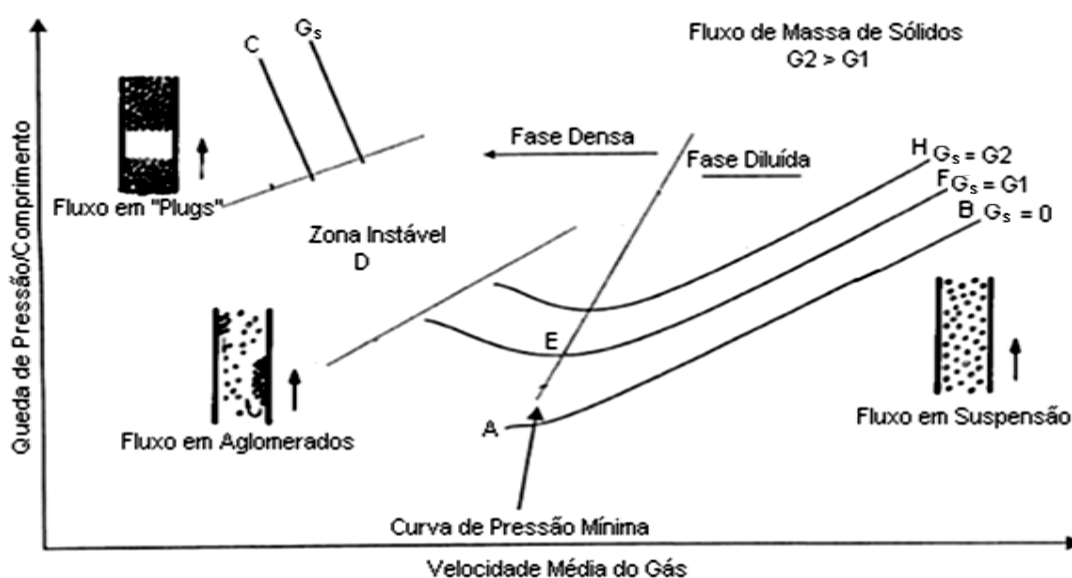


Figura 2.9 - Diagrama geral para o transporte pneumático vertical em fase diluída (Fonte: KLINZING et al., 1997).

A curva AB da Figura 2.9 é a relação perda de carga-velocidade para o escoamento somente de gás. A curva CDEF é para um fluxo de massa de sólidos G_1 , e a curva GH é para um fluxo de massa de sólidos G_2 o qual é maior que G_1 . Em F, a velocidade do gás é muito alta e o escoamento é bastante diluído. Na região entre D e E, o decréscimo da velocidade resulta em um aumento rápido da perda de carga. No ponto C há a saturação da capacidade de carga, ou seja, a velocidade do gás neste ponto corresponde a mínima velocidade de transporte para os sólidos a um fluxo de massa de sólidos G_1 . A velocidade superficial do gás no ponto E na figura 2.9 é chamada de velocidade crítica U_{ch} no transporte de sólidos em fase diluída.

2.4-REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

YI *et al.* (1998) analisaram onze correlações encontradas na literatura para a determinação da velocidade de deposição e verificaram que essas correlações apresentam grandes erros e incoerências. Destacaram que modo de fluxo pode afetar significativamente o projeto, a escolha e o modo de operação de sistemas de transporte pneumático. As propriedades dos materiais usados, também, podem afetar grandemente a eficiência do sistema. Verificaram ainda, que a velocidade mínima de transporte obtida com o uso das onze correlações avaliadas apresentou uma faixa de resultados bastante ampla, quando avaliada em função do fluxo de massa de sólidos e do diâmetro da tubulação.

Os autores fizeram sua análise sobre a velocidade de deposição utilizando dados discretos e não fizeram comparações com dados experimentais. Nesse sentido, a análise desenvolvida neste capítulo vem complementar a pesquisa de YI *et al.* (1998) já que aqui foram analisadas não só correlações sobre velocidade de deposição mas também correlações sobre as velocidades de captura e chocking. Nas análises foram utilizados dados contínuos, ou seja, foram obtidas velocidades em função de intervalos de tamanhos, de massas específicas e vazões mássicas de partículas sólidas e também faixas de diâmetros de tubulação. As correlações também foram comparadas com dados experimentais da literatura.

2.4.1-Velocidade de deposição. Correlações

RISK (1976) *apud* YI *et al.* (1998) realizaram experimentos sobre a velocidade mínima de transporte utilizando tubulações de 50, 100, 200 e 400 mm de diâmetro. os materiais utilizados nos testes foram Polistreno e Styropor (poliestireno expansível). A curva de queda mínima de pressão foi considerada como o limite entre o estado estável seguro e uma região de partículas estacionárias. A correlação para a velocidade mínima de transporte apresentada por ele foi:

$$\zeta = \frac{W_s}{\rho_f U_{Salt} A} = \left(\frac{1}{10^d} \right) \cdot Fr_{Salt}^x \quad (2.15)$$

onde:

$Fr_{Salt} = \frac{U_{Salt}}{\sqrt{gD_T}}$ é o número de Froude (razão entre forças inerciais e gravitacionais) na velocidade mínima de transporte; ζ é o carregamento de sólidos e W_s é a vazão mássica dos sólidos; $d = 1,44d_p + 1,96$ e $x = 1,1d_p + 2,5$, sendo d e x dados em mm.

MATSUMOTO *et al.* (1977) investigaram a velocidade mínima de transporte em tubulações de 26 mm e 49 mm de diâmetro, utilizando esferas de vidro, cobre e poliestireno. A velocidade com que a queda de pressão atingiu um valor mínimo foi definida como a velocidade de deposição (MATSUMOTO *et al.*, 1974), enquanto a velocidade mínima de transporte foi definida como sendo a velocidade na qual as partículas começaram a se depositar no fundo da tubulação e um leito estacionário foi formado.

A velocidade de deposição foi obtida por meio da relação:

$$\zeta = 0,448 \cdot \left(\frac{\rho_p}{\rho_f} \right)^{0,50} \cdot \left(\frac{U_t}{10\sqrt{g \cdot d_p}} \right)^{-1,75} \cdot \left(\frac{U_{Salt}}{10\sqrt{g \cdot D_T}} \right)^{3,0} \quad (2.16)$$

A velocidade mínima de transporte é:

$$\zeta = 0,373 \cdot \left(\frac{\rho_p}{\rho_f} \right)^{1,06} \cdot \left(\frac{U_t}{10\sqrt{g \cdot d_p}} \right)^{-3,7} \cdot \left(\frac{U_{min}}{10\sqrt{g \cdot D_T}} \right)^{3,61} \quad (2.17)$$

onde U_t , U_{min} e U_{Salt} são respectivamente, as velocidades terminal, mínima e de deposição. Todas elas são dadas em m/s.

Segundo os pesquisadores estas correlações (eqs. 2.16-2.17) apresentaram erros de ± 40 e 50% respectivamente, para os dados experimentais utilizados por eles. Essas equações podem ser utilizadas para o transporte pneumático horizontal de materiais granulares nos intervalos $0,29 \leq d_p \leq 2,6$ mm, $1000 \leq \rho_p \leq 8700$ kg/m³ e $5 \leq Fr \leq 30$.

Em outro artigo (MATSUMOTO *et al.*, 1977), foi investigada a influência do tamanho das partículas na velocidade mínima de transporte (definida por eles como a velocidade do gás no ponto da queda de pressão mínima) onde expressões diferentes para materiais sólidos a granel finos e grossos foram obtidas:

Para:

$$d_p > 1,39 \cdot D_T \left(\frac{\rho_p}{\rho_f} \right)^{-0,74}$$

$$\zeta = 0,373 \cdot \left(\frac{\rho_p}{\rho_f} \right)^{1,06} \cdot \left(\frac{U_t}{10\sqrt{g \cdot d_p}} \right)^{-3,7} \cdot \left(\frac{U_{\min}}{10\sqrt{g \cdot D_T}} \right)^{3,61} \quad (2.18)$$

$$d_p < 1,39 \cdot D_T \left(\frac{\rho_p}{\rho_f} \right)^{-0,74}$$

$$\zeta = 5560 \cdot \left(\frac{d_p}{D_T} \right)^{1,43} \cdot \left(\frac{U_{\min}}{10\sqrt{g \cdot D_T}} \right)^{3,61} \quad (2.19)$$

A partir da observação da Figura 2.10, onde foi feito o gráfico da velocidade mínima e da velocidade de deposição (“Saltation”) em função do diâmetro das partículas para partículas de areia de massa específica de 2636 kg/m³, sendo a vazão mássica de sólidos de 360 kg/h e o diâmetro da tubulação de 50 mm, verifica-se que a velocidade mínima de transporte é um pouco menor que a velocidade de deposição (nesse caso aproximadamente 1 m/s).

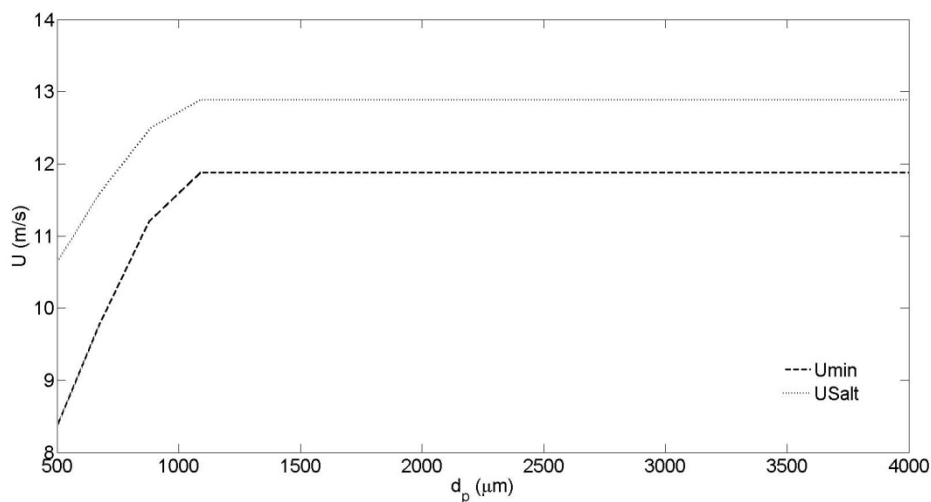


Figura 2.10 – Comparações entre as velocidades de deposição e mínima.

SCHADE (1987) *apud* Yi *et al* (1998) investigaram a velocidade mínima de transporte pneumático em tubulações com diâmetros de 50, 60,80, 100, 120 e 150 mm, sendo que os materiais utilizados nesses experimentos foram grânulo, areia, styropor, borracha e polistireno. A definição da velocidade mínima de transporte no trabalho de Schade é a velocidade do gás na qual a velocidade das partículas é igual à zero. Então, o valor da velocidade crítica segundo a definição de Schade é menor que a velocidade mínima de transporte convencional (isto é, se a deposição das partículas é nula). A correlação de Schade é dada por meio da relação:

$$\frac{U_{\text{Salt}}}{\sqrt{g \cdot D_T}} = \zeta^{0,11} \cdot \left(\frac{D_T}{d_p} \right)^{0,025} \cdot \left(\frac{\rho_p}{\rho_f} \right)^{0,34} \quad (2.20)$$

A correlação de WEBER (1981) para velocidade mínima de transporte foi apresentada sem nenhuma verificação relacionada aos materiais utilizados e ao diâmetro da tubulação:

$$U_t \leq 3 \text{ m/s}$$

$$Fr_{\text{Salt}} = \left(7 + \frac{8}{3} \cdot U_t \right) \cdot \zeta^{0,25} \cdot \left(\frac{d_p}{D_T} \right)^{0,1} \quad (2.21)$$

onde, Fr_{Salt} é o número de Froude (adimensional) na velocidade mínima (dada em m/s) de transporte, U_t (dada em m/s) é a velocidade terminal e ζ (adimensional) é o carregamento de sólidos.

$$U_t \geq 3,0 \text{ m/s}$$

$$Fr_{\text{Salt}} = 15 \cdot \zeta^{0,25} \cdot \left(\frac{d_p}{D_T} \right)^{0,1} \quad (2.22)$$

GELDART e LING (1992) realizaram experimentos sobre a velocidade mínima de transporte com gás em elevadas pressões (até 82,5 bar) e tubulações de 9,19 e 12,52 mm de diâmetro. Os materiais utilizados foram carvão em pó com tamanhos médios de

partículas de 8, 18 e 26 µm. A velocidade mínima de transporte foi obtida a partir da medida da pressão diferencial (obtida entre o alimentador e o receptor) e medidas da vazão de sólidos em diferentes velocidades do gás. A velocidade correspondente ao máximo da taxa de fluxo de massa foi utilizada como a mínima velocidade transporte. As expressões obtidas foram:

$$\frac{G_s}{D_T} > 47000$$

$$U_{\min} = 1,5 \cdot G_s^{0,465} \cdot D_T^{-0,01} \cdot \mu^{0,55} \cdot \rho_f^{-0,42} \quad (2.23)$$

$$\frac{G_s}{D_T} < 47000$$

$$U_{\min} = 8,7 \cdot G_s^{0,302} \cdot D_T^{0,153} \cdot \mu^{0,55} \cdot \rho_f^{-0,42} \quad (2.24)$$

onde, μ (dada em Kg/m.s) é a viscosidade dinâmica do gás, G_s (dado kg/m².s) é o fluxo de massa de sólidos e D_T é o diâmetro da tubulação (m).

OCHI (1991) realizou experimentos sobre a velocidade de deposição com tubulações de 40, 50 e 60 mm de diâmetro. Os materiais utilizados nos experimentos foram trigo, colza, e petecas de polietileno. De acordo com o autor a velocidade de deposição depende do diâmetro da partícula, da velocidade terminal, do atrito entre as partículas e a parede da tubulação e do carregamento dos sólidos. Ele considerou a velocidade de deposição como sendo a velocidade no ponto onde a queda de pressão total por unidade de comprimento do fluxo gás-sólido se torna um mínimo. Em seus experimentos foi utilizado um sistema de transporte pneumático de pressão negativa. A expressão para velocidade deposição obtida por ele foi:

$$\frac{U_{\text{Salt}}}{\sqrt{g \cdot d_p}} = 1,05 \cdot f_s^{0,47} \cdot \left(\frac{U_t}{\sqrt{g \cdot d_p}} \right)^{0,82} \cdot \zeta^{0,25} \quad (2.25)$$

Onde, f_s é o coeficiente de atrito das partículas com a parede da tubulação.

TACHIRO *et al.* (1997), através de simulação numérica, puderam determinar a velocidade de deposição no qual a queda de pressão total por unidade de comprimento em um duto horizontal torna-se mínima para partículas grandes relativa à velocidade do gás para uma dada taxa de fluxo de massa de partículas.

CABREJOS *et al.* (1994) investigaram a velocidade mínima de transporte, utilizando uma tubulação de 50 mm de diâmetro. Os materiais utilizados nos experimentos foram alumina, partículas de vidro e polímeros de poliéster. Eles sugeriram uma correlação onde a velocidade de deposição (a velocidade na qual as partículas começam a formar dunas) é função da velocidade de deposição de uma única partícula, das massas específicas do ar e das partículas sólidas e do carregamento dos sólidos. Quando o carregamento de sólidos é zero (ou seja, quando o fluxo é muito diluído) a velocidade de deposição de um conjunto de partículas é igual a velocidade de uma única partícula. Os autores, no entanto, não desenvolveram uma correlação para determinar a velocidade de deposição de uma única partícula, mas preferiram utilizar os resultados de ZENZ (1964). Este apresentou a velocidade de deposição de uma única partícula na forma de gráficos. A velocidade de deposição foi definida como a velocidade necessária para transportar uma partícula injetada se rolar e ricocheteiar. A expressão para velocidade mínima de transporte obtida por CABREJOS *et al.* (1994) foi:

$$\frac{U_{Salt}}{\sqrt{g \cdot d_p}} = \frac{U_{Salt0}}{\sqrt{g \cdot d_p}} + 0,00224 \cdot \left(\frac{\rho_p}{\sqrt{\rho_f}} \right)^{1,25} \cdot \zeta^{0,5} \quad (2.26)$$

onde U_{Salt0} é a velocidade de deposição de uma única partícula e foi obtida experimentalmente tendo como o valor 2,5 m/s para a alumina, 2,8 m/s para partículas de vidro e 3,2 m/s para polímeros de poliéster.

YI *et al.* (1998), determinaram a influência das propriedades da partícula, da tubulação e as condições de transporte na velocidade de deposição através da comparação de onze correlações recomendadas na literatura. Eles verificaram que essas correlações apresentam tendências totalmente diferentes para variações no diâmetro da partícula, na massa específica da partícula e do gás, na viscosidade e temperatura. Embora as tendências para as variações na taxa de massa de fluxo de sólidos e diâmetro

do duto fossem similares, a dispersão nos valores preditos foi tão significativa que eles não puderam recomendar uma correlação confiável que fosse utilizada em aplicações industriais.

KALMAN e RABINOVICH (2007), utilizando um túnel de vento de pequeno porte e um fluxo bastante diluído, obtiveram a velocidade de disposição de partículas esféricas e não esféricas. A partir de uma correlação do número de Reynolds em função do número de Arquimedes, ambos modificados por eles, puderam obter para partículas grandes,

$$Re^* = 1,1 \cdot Ar^{*3,7} \quad (2.27)$$

onde:

$$Re^* = \frac{\rho_d U_{S_{alt}}}{\mu \left(2,7 - 3,1 e^{-D_T/D_{T50}/1,5} \right)} \quad (2.28)$$

Para partículas esféricas, o número de Arquimedes modificado leva em conta o coeficiente de atrito (f) e é dado por,

$$Ar^* = Ar \cdot f^{0,66} \quad (2.29)$$

onde, $Ar = \frac{\rho(\rho_p - \rho)gd_p^3}{\mu^2}$ é o número de Arquimedes.

O coeficiente de atrito pode ser obtido pela equação de Darcy-Weisbach que é utilizada para determinar a perda de carga em tubulações e é dada por,

$$\Delta P = f \frac{L}{D_T} \frac{U_g^2}{2g} \quad (2.30)$$

onde,

ΔP = queda de pressão ao longo do comprimento do tubo (Pa)

f = fator de atrito de Darcy-Weisbach (adimensional)

L = comprimento do tubo (m)

U_g = velocidade do gás no interior do tubo (m / s)

D_T = diâmetro interno do tubo (m)

Para partículas não esféricas o número de Arquimedes modificado leva em conta o coeficiente de restituição (e) e é dado por,

$$Ar^* = Ar \cdot \left(\frac{1-e}{e} \right)^{0,233} \quad (2.31)$$

O coeficiente de restituição (e) de um objeto é dado pela razão das velocidades antes e após o impacto. Um objeto com $e = 1$ colide elasticamente, enquanto um objeto com $e = 0$ colide inelasticamente.

A eq. (2.31) é válida para $Ar^* > 2450$.

Para partículas pequenas, os pesquisadores KALMAN e RABINOVICH (2007) obtiveram a relação,

$$Re^* = 3 \cdot Ar^{*0,3} \quad (2.32)$$

Considerando que para pequenas partículas nem o coeficiente de atrito f e nem o coeficiente de restituição foram medidos, então determinaram o número de Arquimedes modificado como,

$$Ar^* = Ar \quad (2.33)$$

A eq.(2.33) é válida para $Ar^* < 2450$.

Eles obtiveram, ainda, as correlações para a velocidade no ponto de pressão mínima (U_{mp}), que leva em conta a concentração volumétrica das partículas sólidas. Essas correlações são dadas por:

$$\frac{\rho_d U_{mp}}{\mu} = 14,3 \left(\left(1 + 30 C_V^{0,35} \right)^{2,33} \cdot Ar \right)^{0,1} \quad (2.34)$$

que é válida para,

$$\left(1 + 30 C_V^{0,35}\right)^{2,33} \cdot Ar < 2450 \quad (2.35)$$

e pela relação,

$$\frac{\rho_d U_{mp}}{\mu} = 1,1 \left(\left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \right)^{0,1} + 30 C_V^{0,35} \right)^{2,33} \cdot Ar \quad (2.36)$$

válida para a condição,

$$\left(\left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \right)^{0,1} + 30 C_V^{0,35} \right)^{2,33} \cdot Ar > 2450 \quad (2.37)$$

onde, C_V é a concentração volumétrica dos sólidos (adimensional) e é dada por,

$$C_V = \frac{W_s}{W_s + W_g} = \frac{\zeta \rho}{\rho_p + \zeta \rho} \quad (2.38)$$

onde ζ é a razão entre as vazões mássicas do sólido e do fluido.

2.4.1.1-Comparação entre Correlações para as Velocidades de Deposição.

A seguir serão analisadas diversas correlações da literatura em sua precisão na previsão das velocidades de deposição de partículas no interior de tubulações horizontais. Utilizou-se em todas as simulações como gás transporte o ar ($\rho = 1,18 \text{ kg/m}^3$) em condições ambiente. Essas análises têm por objetivo avaliar a influência dos parâmetros diâmetro médio das partículas, do diâmetro da tubulação e da vazão mássica dos sólidos na velocidade de deposição. O estudo de tais relações fornece informações qualitativas sobre a concordância ou não destas correlações com a fenomenologia física observada, fornecendo, assim, elementos para a indicação das melhores correlações em específicas situações de projeto.

2.4.1.1.1-Influência do diâmetro médio das partículas.

A Figura 2.11 mostra a velocidade de deposição em função do diâmetro médio das partículas. Utilizou-se nas simulações dados que estavam dentro da faixa das aplicações industriais do transporte pneumático e, que também, coincidiam com aqueles utilizados em experimentos realizados neste trabalho.

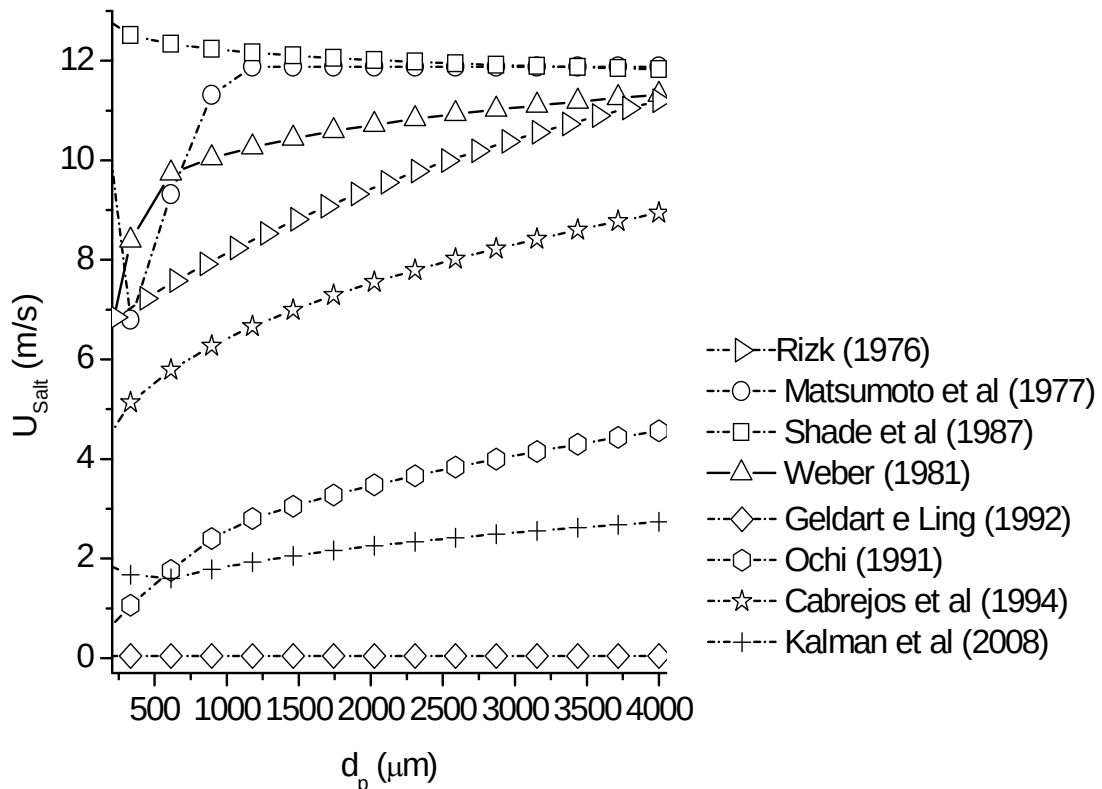


Figura 2.11 – Velocidade de deposição em função do diâmetro médio das partículas. Faixa de tamanho: 200 – 4000 μm .

A vazão mássica dos sólidos $W_s = 350$ kg/h foi mantida constante e utilizou-se uma tubulação horizontal de diâmetro interno de 50,4 mm. O diâmetro médio das partículas foi variado entre 200 e 4000 μm . Foram utilizadas partículas de areia ($\rho_p = 2636$ kg/m³) em todas as simulações. Verificou-se que algumas curvas mantiveram-se praticamente constantes (correlações de GELDART e LING, 1992 e KALMAN *et al.*, 2008), sendo que algumas inclusive, apresentando valores da velocidade de deposição muito baixos (entre 0 e 2,5 m/s aproximadamente). Outras curvas (RIZK, 1976,

MATSUMOTO *et al.*, 1977, WEBER, 1981, OCHI, 1991 e CABREJOS *et al.*, 1994) apresentaram aumento na velocidade de deposição à medida que se aumentou o diâmetro médio das partículas e ainda, outra curva (SHADE *et al.*, 1987), apresentou diminuição da velocidade de deposição com o aumento do diâmetro médio das partículas. A comparação entre o menor e o maior valor da velocidade de deposição para um dado diâmetro médio das partículas resulta em um valor aproximadamente igual a 13 m/s. Verifica-se a partir da análise qualitativa do gráfico, que a correlação de SHADE *et al.*, (1987) não apresenta correspondência com o fenômeno físico ocorrido, uma vez que a velocidade de captura deve aumentar com o diâmetro médio das partículas e não o contrário, fato este que ocorre na referida correlação.

A Figura 2.12 mostra a velocidade de deposição em função do diâmetro médio de partículas finas (0 a 200 μm). A vazão mássica dos sólidos ($W_s = 350 \text{ kg/h}$) foi mantida constante em todas as simulações. Um diâmetro interno de 50,4 mm para a tubulação horizontal foi usado. Foram utilizadas partículas de areia ($\rho_p = 2636 \text{ kg/m}^3$) em todas as simulações.

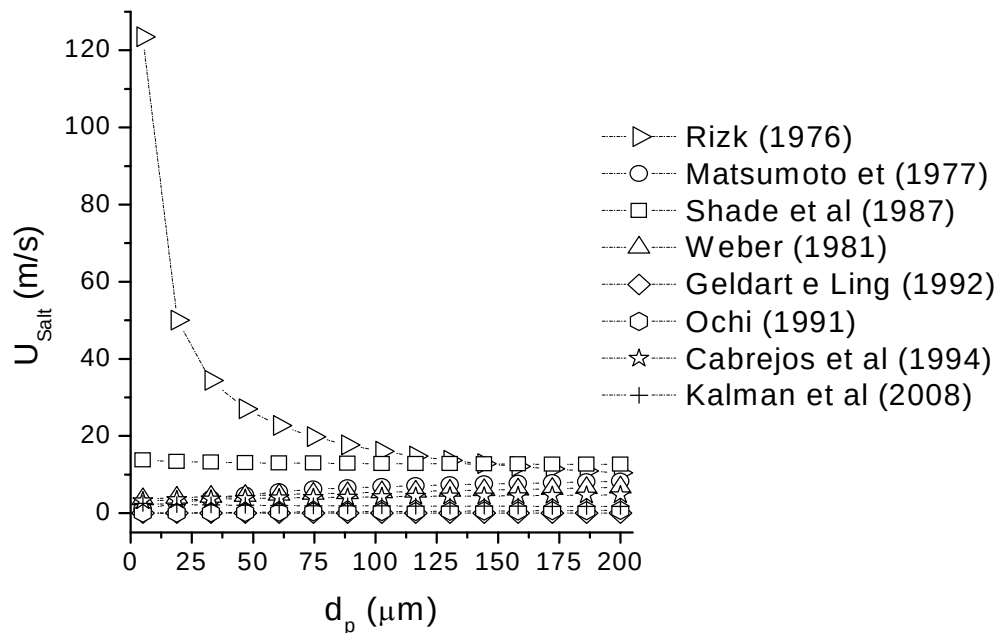


Figura 2.12 – Velocidade de deposição em função do diâmetro médio das partículas.

Verificou-se que apenas a correlação de RIZK (1976) apresentou variação com o aumento do diâmetro médio das partículas, o que indica que todas as demais correlações não são adequadas para a previsão da velocidade de captura em toda a faixa de diâmetros médios das partículas. Observa-se ainda, que a correlação de RIZK (1976) representa bem o fenômeno físico que ocorre nesta faixa de tamanho de partículas, já que para pequenos tamanhos de partícula as velocidades tendem a ser elevadas, devido o efeito das forças de coesão (CABREJOS *et al.*, 1994; HAYDEN *et al.*, 2003; KALMAN e RABINOVICH, 2009).

2.4.1.1.2-Influência do diâmetro da tubulação

A Figura 2.13 mostra a velocidade de deposição em função do diâmetro da tubulação. As simulações foram feitas com partículas de areia ($\rho_p = 2636 \text{ kg/m}^3$) com diâmetro de partícula $d_p = 200 \text{ }\mu\text{m}$ em uma vazão mássica de sólidos de 350 kg/s .

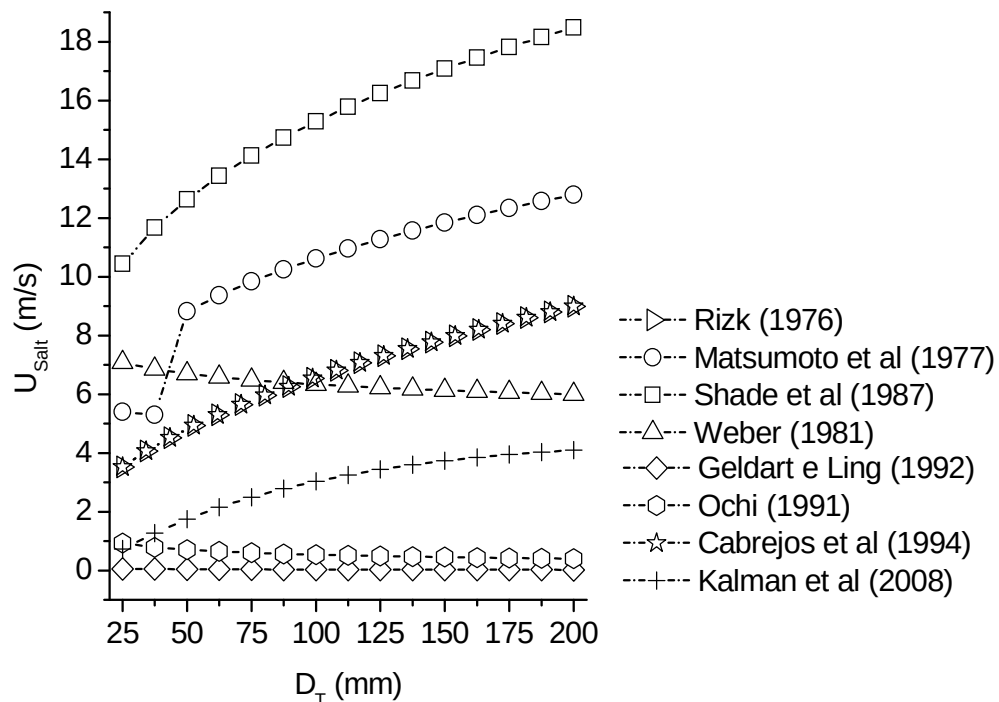


Figura 2. 13 – Velocidade de deposição em função do diâmetro da tubulação.

Verificou-se que há uma grande discrepância nos resultados obtidos. Algumas curvas mantiveram-se praticamente constante (GELDART e LING, 1992, OCHI, 1991), apresentando inclusive valores extremamente baixos para velocidade de deposição (na faixa de 0 a 1 m/s). Outras curvas (RIZK, 1976; SHADE *et al.*, 1987; MATSUMOTO *et al.*, 1977; CABREJOS *et al.*, 1994; KALMAN *et al.*, 2005) apresentam crescimento à medida que é aumentado o diâmetro da tubulação fato este que demonstra que tais curvas estão em concordância com o fenômeno físico. Outras curvas ainda (WEBER, 1981) apresentam uma diminuição na velocidade de deposição com o respectivo aumento do diâmetro da tubulação. A diferença entre o maior e o menor valor da velocidade de deposição para um diâmetro de tubulação de 200 mm é de aproximadamente 19 m/s.

2.4.1.1.3-Influência da vazão mássica dos sólidos.

A Figura 2.14 mostra a velocidade de deposição em função da vazão mássica dos sólidos de partículas de areia ($\rho_p = 2636 \text{ kg/m}^3$). As simulações foram feitas para diâmetro de partícula $d_p = 200 \text{ }\mu\text{m}$ e diâmetro da tubulação $D_T = 50,4\text{mm}$. A faixa de vazão mássica de sólidos usada foi de 0 a 1000 kg/s. Algumas curvas (GELDART e LING, 1992; OCHI, 1991 e KALMAN *et al.*, 2008) se mantêm constantes com valores de velocidade de deposição muito baixos (entre 0 e 2 m/s) e as outras curvas apresentam crescimento com aumento da vazão mássica dos sólidos, fato que concorda com o fenômeno físico observado. Tem-se, ainda, outro agravante, já que os valores das velocidades de deposição obtidos são muito divergentes, a diferença entre o maior e o menor valor da velocidade de deposição para a vazão mássica dos sólidos de 1000 kg/s é de aproximadamente 14 m/s.

A seguir serão apresentadas comparações de dados experimentais obtidos na literatura com as correlações para a determinação da velocidade de deposição apresentadas neste trabalho. Essa análise quantitativa (e qualitativa) mostrou a concordância ou não, das correlações com os dados experimentais, fornecendo assim, subsídios para a escolha das melhores correlações.

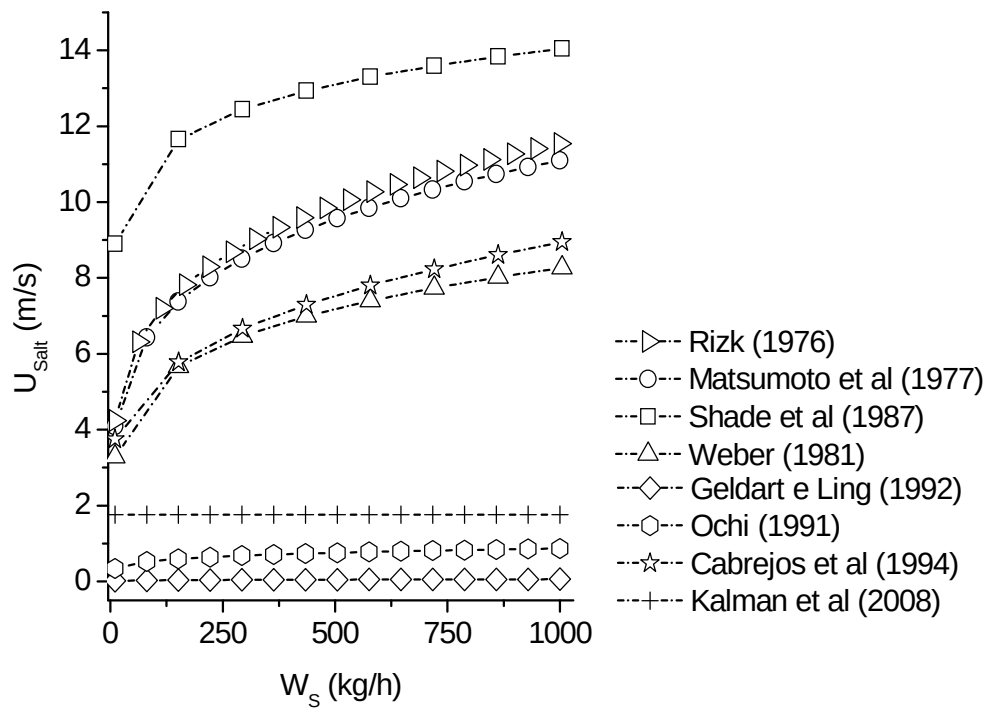


Figura 2. 14 – Velocidade de deposição em função da vazão mássica dos sólidos.

2.4.1.2- Comparação com dados experimentais

As Figuras 2.15-2.16 apresentam os gráficos log-log do número de Reynolds da partícula $\left(Re_p = \frac{\text{Força inercial}}{\text{Força Viscosa}} \right)$ em função dos números de Arquimedes

$$\left(Ar = \frac{\text{Força inercial} \cdot \text{Força de empuxo}}{(\text{Força Viscosa})^2} \right) \text{ e Froude } \left(Fr = \frac{\text{Força inercial}}{\text{Força Gravitacional}} \right) \text{ para o}$$

intervalo de diâmetro de partícula de 20 a 4000 μm . Uma verificação atenta dos gráficos demonstra que as correlações de MATSUMOTO *et al.* (1977), SHADE *et al.* (1987) e WEBER (1991) apresentam uma semelhança significativa entre si nos três gráficos, indicando que seus resultados para as velocidades de captura apresentam concordância razoável entre si. Entretanto, conforme já verificado a correlação de SHADE *et al.*, (1987) apresenta inconsistência com o fenômeno físico quando se faz o gráfico da

velocidade de deposição em função do diâmetro médio das partículas (Figura 2.9).

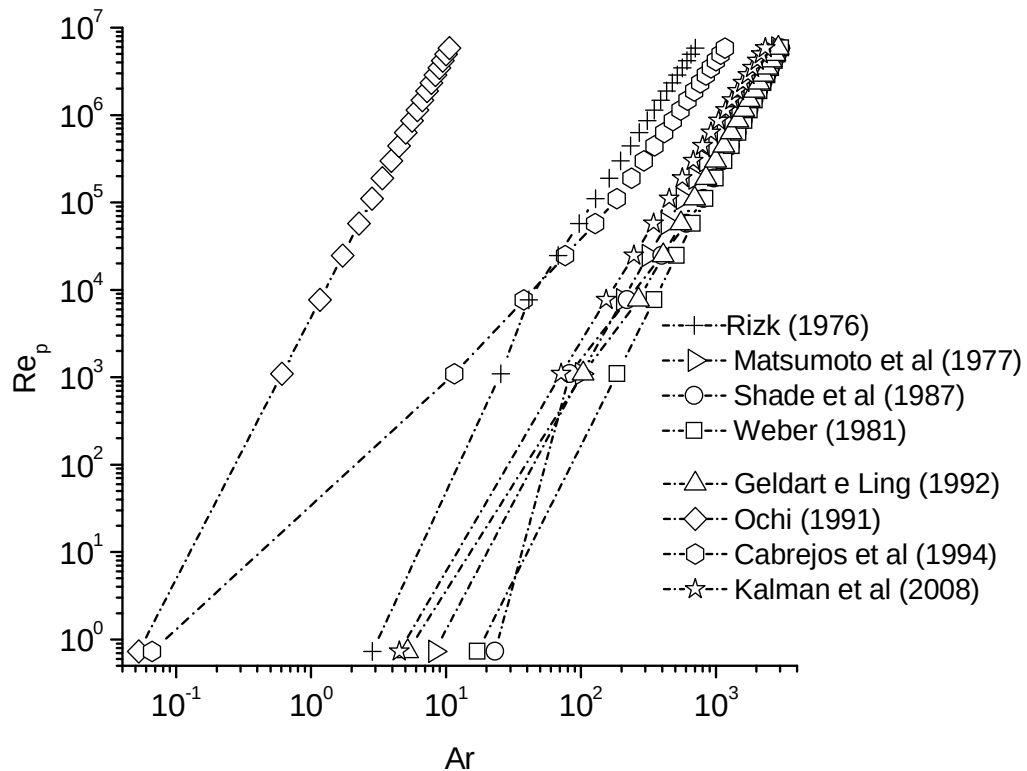


Figura 2. 15 – Número de Reynolds da partícula versus o número de Arquimedes .
Faixa de tamanho: 20 – 4000 μm .

A Figura 2.16 mostra o numero de Reynolds da partícula versus o numero de Foude. Pode-se verificar a grande dispersão das correlações apresentadas quando o parâmetro em questão é o diâmetro da tubulação. Os símbolos preenchidos são dados experimentais de Kalman e Rabinovith (2008) de areia irregular.

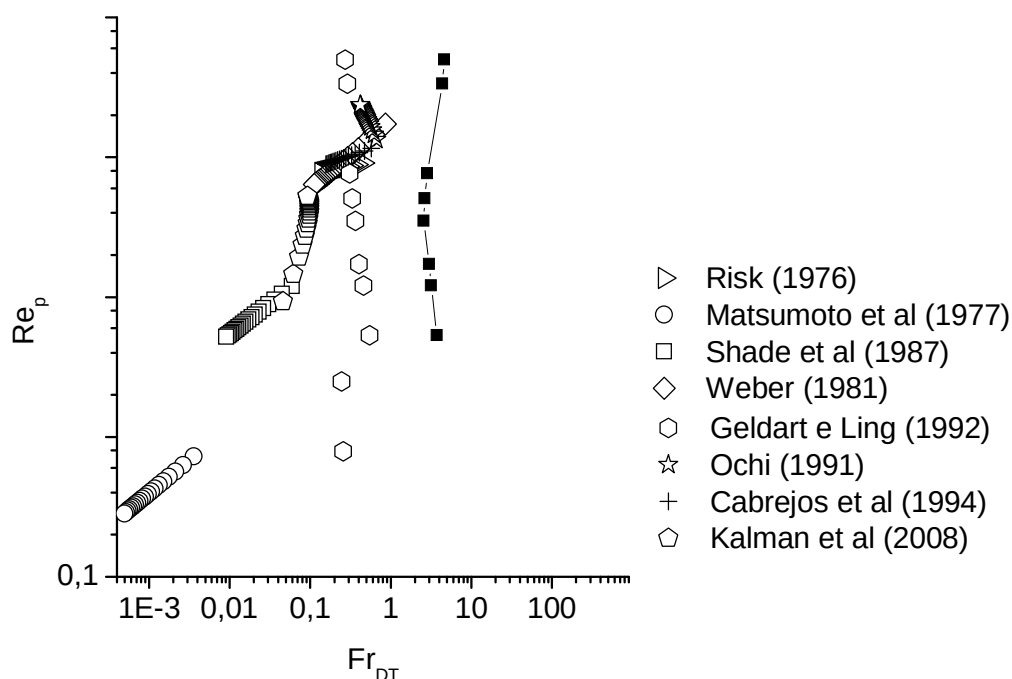


Figura 2. 16 – Número de Reynolds da partícula versus o número de Froude. Faixa de tamanho: 20 – 4000 μm .

A Figura 2.17 mostra um gráfico da velocidade de deposição em função do diâmetro médio das partículas de diversos materiais obtidos com o uso das correlações de RIZK (1976), MATSUMOTO *et al.* (1977), SHADE *et al.*, (1987), OCHI (1991) e CABREJOS *et al.*, (1994). Os materiais utilizados foram vidro ($\rho_p = 2500 \text{ kg/m}^3$), esferas de metal ($\rho_p = 7795 \text{ kg/m}^3$), areia ($\rho_p = 2700 \text{ kg/m}^3$), carbonato de potássio ($\rho_p = 2015 \text{ kg/m}^3$), alumina ($\rho_p = 3750 \text{ kg/m}^3$) e sulfato de potássio ($\rho_p = 2670 \text{ kg/m}^3$). Os dados experimentais são de KALMAN *et al* (2008). A vazão mássica dos sólidos usada foi extremamente baixa de modo a ser desprezada a influência deste parâmetro. A partir da análise deste gráfico, pôde-se verificar que as equações de OCHI (1991) e SHADE *et al.*, (1987) apresentaram um melhor desempenho na previsão das velocidades de deposição. É importante destacar que OCHI (1991) utilizou um sistema de pressão negativa em seus experimentos. Ressalta-se, novamente, que os dados experimentais utilizados para comparação foram obtidos em vazões mássicas de sólidos muito baixas, portanto, está análise nada diz respeito a vazões mássicas mais elevadas.

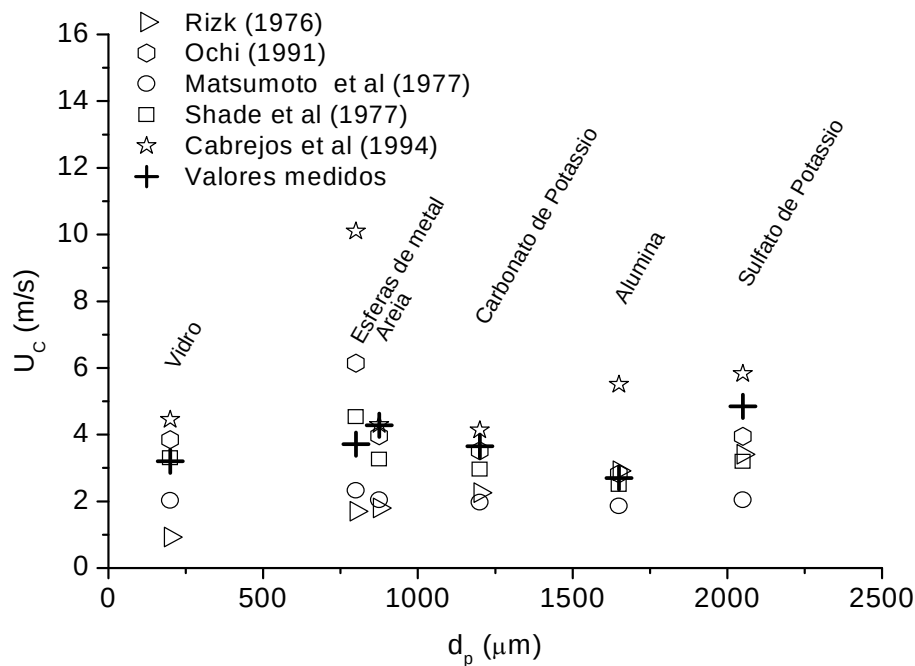


Figura 2. 17 – Velocidade de deposição em função do diâmetro médio das partículas. Diversos materiais.

As Figuras 2.18-21 apresentam gráficos comparativos de dados experimentais (obtidos por MATSUMOTO *et al.*, 1977) de partículas polistireno ($\rho_p = 1000 \text{ kg/m}^3$), de vidro ($\rho_p = 2500 \text{ kg/m}^3$) e de cobre ($\rho_p = 7950 \text{ kg/m}^3$) com resultados de velocidade de deposição obtidas pelas correlações de RIZK (1976), MATSUMOTO *et al.* (1977), WEBER (1981), SHADE *et al.*, (1987), OCHI (1991) e CABREJOS *et al.*, (1994). O diâmetro de tubulação utilizado nas simulações foi de 26 mm. O carregamento variou de 1 a 10.

Na Figura 2.18 nota-se que os resultados obtidos com as correlações de MATSUMOTO *et al.*, (1977), SHADE *et al.*, (1987), WEBER (1991) e CABREJOS *et al.*, (1994) foram os que apresentaram uma concordância razoável com os valores experimentais. Ainda assim, verifica-se que elas são imprecisas na obtenção das velocidades de deposição correspondentes aos diâmetros médios das partículas (1000 μm) dos experimentos de MATSUMOTO *et al.* 1977. Daí, conclui-se que tais correlações não são eficientes em obter velocidade de deposição com significativa precisão.

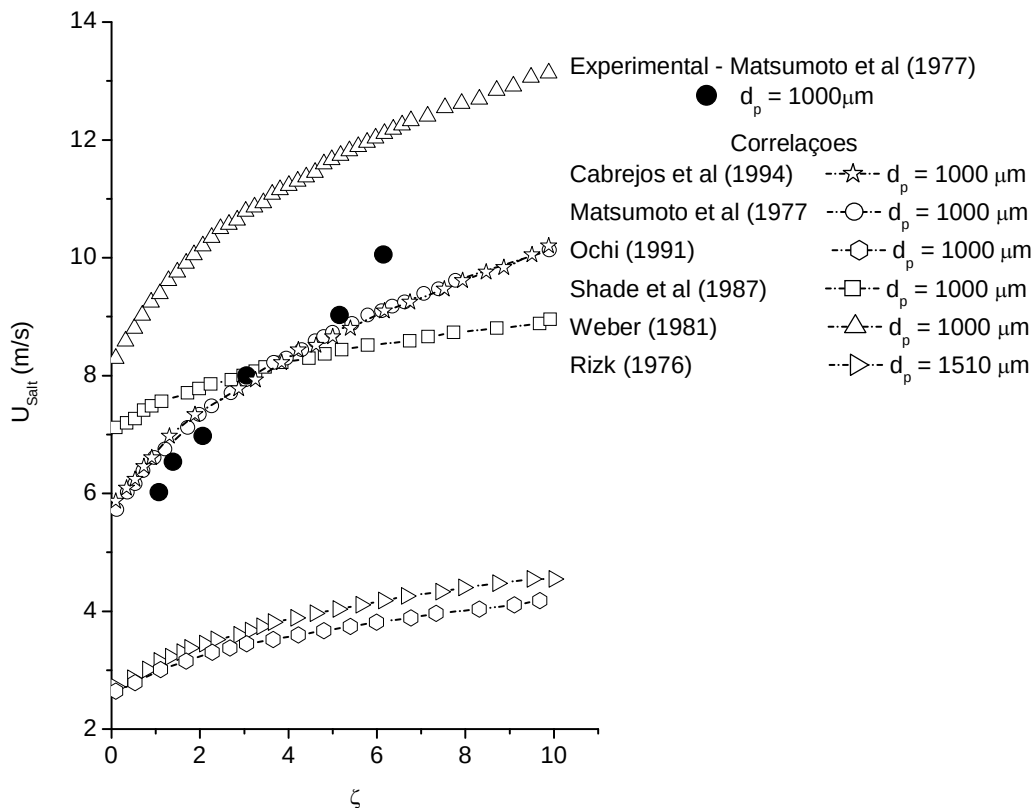


Figura 2.18 – Velocidade de deposição em função do carregamento de sólidos. Comparação de dados experimentais com resultados obtidos com diversas correlações. Partículas de vidro.

A Figura 2.19 mostra o gráfico da velocidade de deposição de partículas de cobre. São feitas comparações de velocidades de deposição de partículas de diâmetro médio de 290 μm obtidos experimentalmente por MATSUMOTO *et al.* (1977) com resultados calculados com o uso das correlações de RIZK (1976), MATSUMOTO *et al.* (1977), WEBER (1981), SHADE *et al.*, (1987), OCHI (1991) e CABREJOS *et al.*, (1994). A tubulação usada nos experimentos de MATSUMOTO *et al.* (1977) apresentava diâmetro de 26 mm.

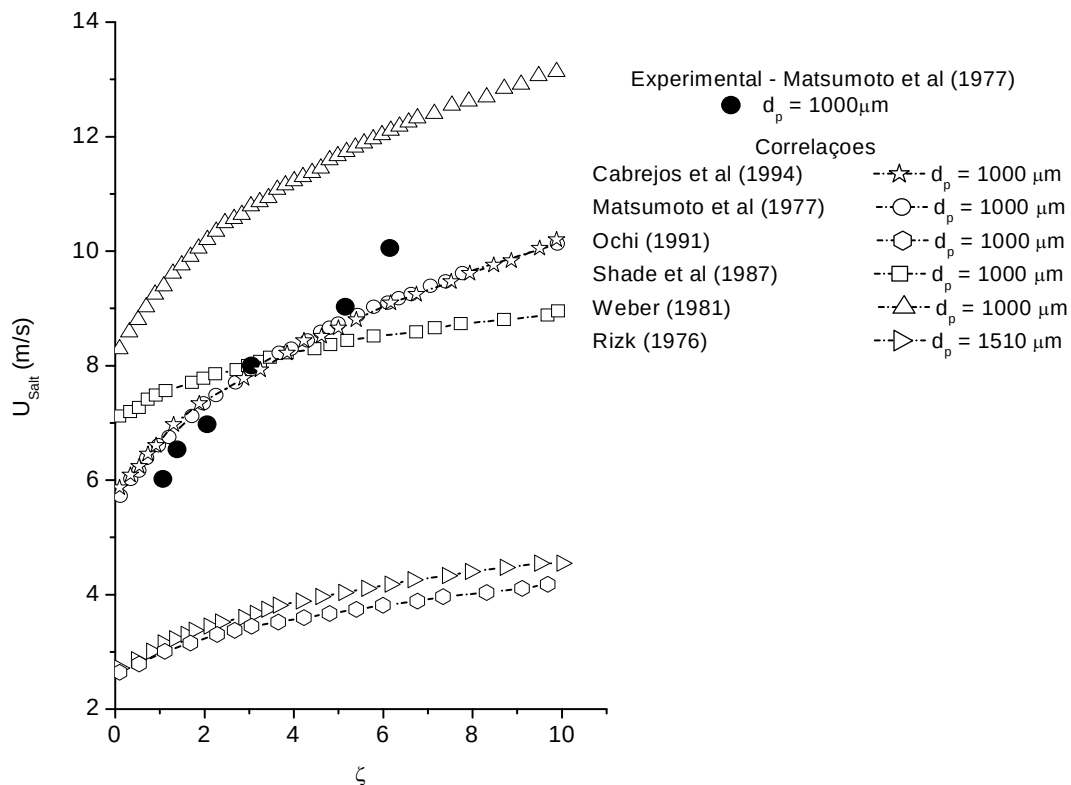


Figura 2. 19– Velocidade de deposição em função do carregamento de sólidos. Comparação de dados experimentais com resultados obtidos com diversas correlações. Partículas de cobre.

As correlações de MATSUMOTO *et al.* (1977), WEBER (1981), RIZK (1976), CABREJOS *et al.* (1994) e SHADE *et al.* (1987) apresentam uma razoável concordância com os dados experimentais. As correlações de CABREJOS *et al.* (1994) e SHADE *et al.*, (1987) de um modo geral, superestimam os valores experimentais. A que mais se aproxima dos resultados experimentais é a correlação de MATSUMOTO *et al.* (1977). Entretanto, ressalta-se que os dados experimentais foram obtidos por esses pesquisadores.

No caso das partículas de polistireno (Figura 2.20), os melhores resultados ainda são de MATSUMOTO *et al.*, (1977). As correlações de SHADE *et al.*, (1987) e CABREJOS *et al.*, (1994) subestimam os resultados experimentais e a correlação de WEBER (1981) superestima os referidos resultados experimentais.

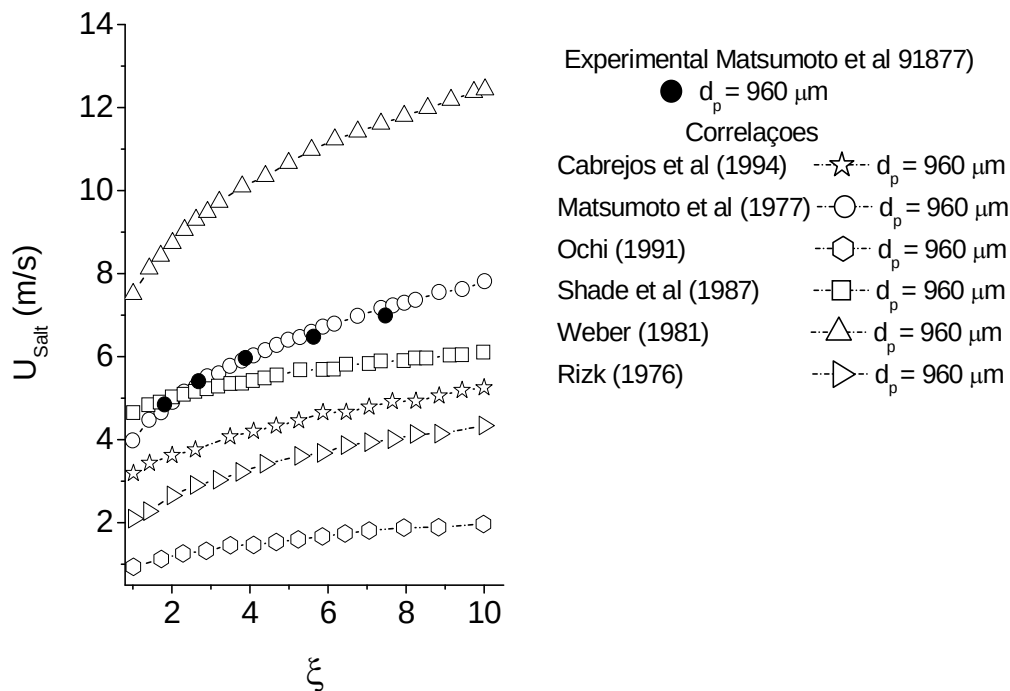


Figura 2. 20–Velocidade de deposição em função do carregamento de sólidos. Comparação de dados experimentais com resultados obtidos com diversas correlações. Partículas de polistireno.

2.4.2 Velocidade de Captura

CABREJOS *et al.* (1992) desenvolveram uma técnica para determinar a velocidade de captura de partículas sólidas no transporte pneumático em uma linha horizontal. Ela é baseada em observações visuais das partículas em repouso no fundo da tubulação transparente quando a velocidade da corrente do ar é gradualmente aumentada. Usando uma estrutura que consiste de um longo tubo com 6 m de comprimento e 50 mm de diâmetro, com um tubo de vidro removível de 1 m de comprimento acoplado ao meio, um compressor com pressão do ar regulável, e um coletor de sólidos, eles puderam determinar a velocidade de captura experimentalmente. O procedimento dos autores consiste em colocar as partículas no tubo de vidro de modo que ocupem metade da área da seção transversal deste e estejam distribuídas uniformemente.

Após a criação da camada inicial de partículas, uma vazão constante de ar (Q_g) é mantida na tubulação de modo que a camada erode lentamente com a captura das partículas localizadas no topo da camada pelo ar. Como a área da seção transversal livre (A_{livre}) aumenta, a velocidade do ar sobre a camada diminui, mesmo assim, o processo de captura de partículas pela corrente do ar ainda continua. Sendo que o fenômeno descrito ocorre continuamente, o equilíbrio final será naturalmente alcançado, quando não ocorrer mais erosão. Nesta condição, a velocidade local do ar corresponde a velocidade mínima de captura das partículas (U_C). Esta pode ser calculada usando-se a seguinte equação:

$$U_C = \frac{Q_g}{A_{\text{livre}}} \quad (2.39)$$

CABREJOS *et al.* (1992) desenvolveram um modelo para o movimento inicial de uma única partícula inicialmente em repouso no fundo de uma tubulação horizontal e sujeita a um fluxo de ar turbulento, permanente e totalmente desenvolvido. Consideraram no modelo desenvolvido por eles, que o movimento inicial da partícula ocorre na direção horizontal. Estabeleceram ainda, a distinção entre partículas grandes e pequenas, utilizando como referência a espessura da subcamada laminar (δ).

A subcamada laminar é a região mais próxima da parede do tubo, onde o escoamento permanece laminar e, de acordo com a lei da parede, ocorre para,

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu} \leq 5 \quad (2.40)$$

onde, $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho_g}}$ é a velocidade de atrito e τ_0 é a tensão de cisalhamento na parede e y é a distância à parede. A região de transição é a região seguinte à sub-camada laminar, onde, apesar de haver turbulência, os efeitos viscosos ainda são importantes e ocorrem até $y^+ = 30$.

Segundo o critério adotado, uma pequena partícula totalmente imersa na sub-camada laminar ($d_p < \delta$) (Figura 2.21), estaria exposta a menores velocidades do gás devido a proximidade da parede do tubo e, também, estariam sujeitas a um perfil linear

de velocidade. Partículas grandes estariam sujeitas a perfis de velocidades curvos e a velocidades maiores. Para o caso de uma grande partícula encontraram a relação:

$$U_{C0} = \frac{\pi}{8} \left[1 - \left(\frac{d_p}{D_T} \right)^{1,5} \right] \sqrt{\frac{4}{3} \frac{f_s g d_p}{C_D} \left(\frac{\rho_p - \rho_g}{\rho_g} \right)} \quad (2.41)$$

onde U_{C0} é a velocidade de captura de uma única partícula, ρ_p é a massa específica do sólido, f_s é o fator de atrito das partículas sólidas com a parede do tubo, C_D é o coeficiente de arrasto de uma partícula sólida isolada e g é a aceleração da gravidade no local.

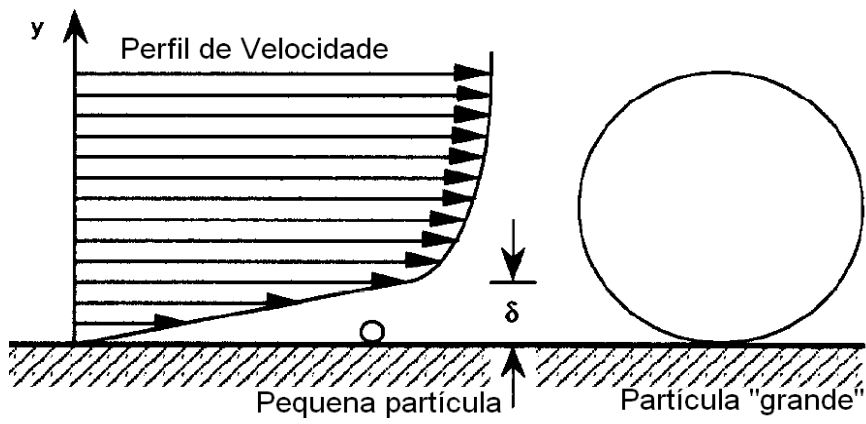


Figura 2. 21– Representação esquemática do perfil de velocidade de duas partículas de diferentes tamanhos no fundo de uma tubulação mostrando a espessura da sub-camada laminar (Fonte: CABREJOS et al., 1992).

No caso de pequenas esferas, obtiveram:

$$1,54 \cdot 10^{-4} \left[1 - \left(\frac{d_p}{D_T} \right)^{1,5} \right]^{-2} C_D \rho_g d_p^4 \left(\frac{U_{C0}^7}{v^3 D_T} \right)^{\frac{1}{2}} \\ = f_s \left[\frac{\pi}{6} g d_p^3 (\rho_s - \rho_g) + 1,302 \cdot 10^{-6} d_p - 6,35 \cdot 10^{-3} \rho_g d_p^3 \left(\frac{U_{C0}^{21}}{v^5 D_T^3} \right)^{\frac{1}{8}} \right] \quad (2.42)$$

onde v é a viscosidade cinemática do fluido.

CABREJOS *et al.* (1992) desenvolveram uma correlação semi - empírica baseada em um modelo desenvolvido para determinar a velocidade mínima de um gás que inicia o movimento de uma única partícula, na espessura da camada limite e no número de Arquimedes (Ar) que possibilitava o cálculo da velocidade de captura de um conjunto de partículas. Essa correlação é válida para partículas com tamanhos compreendidos de 10 a 1000 μm e é expressa pela relação:

$$U_C = [1,27 \text{ Ar}^{-1/3} + 0,036 \text{ Ar}^{1/3} + 0,45][0,70 \text{ Ar}^{-1/5} + 1].U_{C0} \quad (2.43)$$

onde U_C é a velocidade de captura das partículas e,

$$\text{Ar} = \frac{g}{v^2} \frac{(\rho_p - \rho_g)}{\rho_g} d_p^3, \text{ número de Arquimedes.} \quad (2.44)$$

CABREJOS *et al.* (1992) verificaram que a velocidade de captura de partículas esféricas de vidro é menor que a velocidade de captura do vidro moído, fato este que levou-os a explicar tal fenômeno a partir da consideração de que as partículas moídas apresentam uma área de contato maior que as partículas esféricas, tendo aquelas, portanto, uma maior atração entre si como consequência da maior intensidade das forças eletrostáticas, resultando por isso em uma maior resistência à captura das partículas, havendo então a necessidade de uma velocidade maior. Verificaram ainda a influência da massa específica na velocidade de captura, já que materiais mais densos necessitam de maiores velocidades de captura, indicando o efeito inercial maior para estes materiais.

CABREJOS *et al.* (1994) utilizando uma grande diversidade de partículas sólidas (tais como, óxidos de ferro, alumina, partículas de vidro, poliéster) estudaram o mecanismo da velocidade de captura para essas partículas, cujos diâmetros eram maiores que 100 μm . Utilizando as regras da análise dimensional, eles verificaram que o grupo adimensional abaixo pode descrever o mecanismo da captura de partículas sólidas em tubos na direção vertical:

$$f\left(\frac{U_g}{\sqrt{g d_p}}, \frac{\rho_p}{\rho_g}, \psi, \frac{D_T}{d_p}, \frac{d_p U_g \rho_s}{\mu_g}\right) = 0 \quad (2.45)$$

onde Ψ é a esfericidade das partículas.

Eles também verificaram o efeito de vários parâmetros que afetam a velocidade de captura pela variação de um deles, enquanto mantinham os demais invariáveis. Obtiveram, por exemplo, que a velocidade de captura é diretamente proporcional a raiz quadrada do diâmetro da partícula, diretamente proporcional a massa específica da partícula elevada a três quartos, inversamente proporcional a raiz quadrada da massa específica do gás e diretamente proporcional a raiz quarta do diâmetro do tubo. Concluíram ainda, que a influência da viscosidade do gás de transporte é mínima. Eles postularam a seguinte relação para calcular a velocidade de captura:

$$\frac{U_c}{\sqrt{g d_p}} = 0,0428 Re_p^{0,175} \left(\frac{D_T}{d_p} \right)^{0,25} \left(\frac{\rho_p}{\rho_g} \right)^{0,75} \quad (2.46)$$

sendo Re_p o número de Reynolds da partícula.

Esta relação é válida para $25 < Re_p < 5000$, $8 < (D_T/d_p) < 1340$ e $700 < (\rho_p/\rho_g) < 4240$.

HAIDEN *et al.* (2003) realizando experimentos sobre a velocidade de captura verificaram que a técnica para medir a velocidade de captura de CABREJOS *et al.* (1992) poderia levar a erros quando se manuseasse partículas de diâmetros muito pequenos devidos a efeitos de compressão na parte frontal da camada de partículas. A solução encontrada foi colocar a camada de partículas em forma de rampa (Figura 2.22).

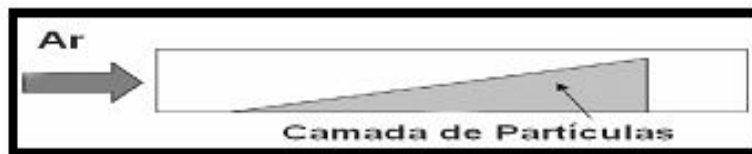


Figura 2. 22 – Forma da camada de partícula usada para medir a velocidade de captura (Fonte: HYDEN et al., 2003).

Eles verificaram que para os diâmetros de partículas entre 5 e 20 μm as forças eletrostáticas são dominantes, sendo necessária uma grande velocidade da corrente de ar para que ocorresse a captura das partículas. Já para diâmetros acima de 200 μm são as

forças inerciais que se tornam dominantes, fato que também justifica o aumento da velocidade mínima para que possa ocorrer a captura. Concluíram que a menor velocidade de captura deve ocorrer em um diâmetro de partícula compreendido entre 20 μm e 200 μm .

HAIDEN *et al.* (2003) observaram que para diâmetros de partículas menores que 20 μm a velocidade de captura não é afetada por variações no diâmetro, na forma ou na massa específica (compreendida entre 0,7 e 0,8 g/cm^3). Eles atribuíram esse fenômeno ao fato das forças de aderência predominantes serem do tipo Van der Waals, dadas pela relação:

$$F_a = \frac{A_H d_p}{12S^2} \quad (2.47)$$

onde, A_H é a constante de Hamaker (que é dependente das propriedades óticas dos materiais. Para a maioria dos sólidos, seu valor varia entre $0,4 \times 10^{-19}$ e 4×10^{-19} Joules. Quanto maior seu valor, maior será a atração entre dois corpos de mesma natureza por forças de London-van der Waals.), e S é o espaçamento entre partículas.

Como a força de aderência, F_a é proporcional ao diâmetro da partícula e inversamente proporcional ao quadrado do espaçamento da partícula, tem-se que, em geral, as interações desta força não mudam. Só para ilustrar, uma redução no espaçamento entre partículas vai resultar na redução de seus diâmetros, devido aos efeitos de compressão. Assim, a força de Van der Waals se mantém praticamente constante. Verificaram ainda que o intervalo de diâmetro de partícula onde a velocidade mínima se mantém constante é maior para partículas não esféricas que para esféricas.

Esses autores determinaram uma correlação para o cálculo da velocidade de captura com validade para diâmetros de partículas menores que 35 μm . Segundo eles, a velocidade de captura é considerada como sendo a velocidade no qual as partículas entram no fluido em movimento, que implica no movimento vertical. Eles obtiveram para a velocidade de captura das partículas a relação:

$$U_{C0} = \frac{2,62 v^{\frac{13}{21}} D_T^{\frac{3}{21}}}{\mu^{\frac{8}{21}}} \left(\frac{\pi}{6} g (\rho_p - \rho_g) + \frac{1,302 \cdot 10^{-6}}{d_p^2} \right)^{\frac{8}{21}} \quad (2.48)$$

onde μ e v são a viscosidade dinâmica e a viscosidade cinemática do fluido, respectivamente.

KALMAN *et al.* (2005) utilizaram um túnel de vento de seção transversal retangular para determinar a velocidade de captura de partículas dispostas no fundo de um duto em uma região cuja área da base inferior era um pouco menor que a área da base do duto e cuja cota da base inferior dessa região estava abaixo do nível inferior (fundo) do respectivo duto. As partículas foram colocadas nessa superfície de modo que o topo da camada das partículas coincidissem aproximadamente com o nível inferior do duto (fig. 2.23). Com isso eles estariam evitando que a captura das partículas ocorresse inicialmente pela parte frontal da camada, mas sim pela parte superior.

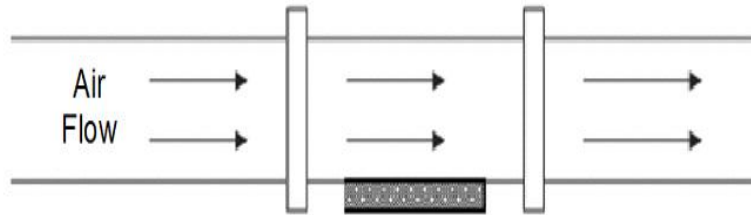


Figura 2. 23 – Esquema da instalação experimental KALMAN et al. (2005).

CABREJOS *et al.* (1992; 1994), com o mesmo fim de medir a velocidade mínima de captura das partículas, utilizaram dutos circulares onde aproximadamente no meio de cada um desses dutos havia um tubo circular transparente com 1 m de comprimento onde as partículas foram colocadas ocupando aproximadamente a metade do volume interno do tubo. Quando ocorria a incidência do ar transportador a uma vazão constante dava-se início a captura das partículas o que ocorria pela parte frontal da camada. Com o aparato utilizado por KALMAN *et al.* (2005) esse problema foi evitado, porém nesse caso verifica-se que a erosão das partículas ocorrerá de uma forma não muito uniforme, já que a corrente do ar estará passando acima das partículas e a medida que essas forem sendo capturadas as camadas inferiores de material se

encontrarão mais distante da região onde o ar escoar. Supõe-se que a altura da região onde as partículas se encontram é muito pequena, do contrário, as medidas estariam comprometidas.

KALMAN *et al.* (2005) obtiveram a curva da massa de partículas capturadas em função da velocidade de operação do gás. Com isso, puderam obter a velocidade mínima de captura, determinada pela intersecção da curva extrapolada com o eixo das abscissas. Assim sendo, segundo eles, a extrapolação da curva com o eixo das abscissas daria a condição onde ocorreria a captura da primeira partícula. Esses pesquisadores verificaram também que quando as partículas apresentam formas irregulares há a necessidade de velocidades de captura mais elevadas para que se possa ocorrer o arraste das referidas partículas. Eles também atribuíram isso ao alto grau de ligação existente entre elas, já que nesse caso, a área de contato é maior. Verificaram também, que existe um diâmetro de partícula onde se pode transportar estavelmente a uma menor velocidade possível, ou seja, o diâmetro ideal para que ocorra o transporte das partículas a um menor custo possível. Eles determinaram uma relação com base nos números de Reynolds e Arquimedes para encontrar a velocidade de captura de partículas cujo diâmetro estava acima de 100 µm, dada por:

$$Re_p = 2,66.Ar^{0,474} \quad (2.49)$$

onde o número de Reynolds é definido por:

$$Re_p = \frac{\rho_p U_c d_p}{\mu} \quad (2.50)$$

KALMAN *et al.* (2005) por meio de experimentos verificaram, também, a influência do diâmetro da tubulação na velocidade de captura. Determinaram então uma correlação onde a velocidade de captura medida em qualquer diâmetro foi dividida pela velocidade de captura (U_{c50}) do mesmo material medida em uma tubulação de 50 mm (D_{T50}). A correlação obtida por eles tem a seguinte forma:

$$\frac{U_c}{U_{c50}} = \left(\frac{D_T}{D_{T50}} \right)^{0,25} \quad (2.51)$$

Devido ao fato da equação acima não se mostrar adequada para o caso de um fluxo livre sobre dunas de areia no deserto ou sobre sedimentos no leito de um rio, os autores reescrevem a equação para a velocidade captura em função do diâmetro da tubulação como uma função exponencial:

$$\frac{U_C}{U_{C50}} = 1,4 - 0,8.e^{-\frac{D_T/D_{T50}}{1,5}} \quad (2.52)$$

KALMAN *et al.* (2005) verificaram as equações (2.51) e (2.52) concordam bem com as medidas realizadas para diâmetros da tubulação compreendidos entre 1 e 6 polegadas, entretanto na equação (2.52), se o diâmetro D_T tender ao infinito, $U_C/U_{C50} = 1,4$, situação que ocorre em um leito livre, por exemplo, o que mostra que a velocidade para o fluxo de um gás capturar partículas em uma camada em um leito livre é 1,4 vezes maior que a velocidade para capturar as mesmas partículas se estas estiverem em uma tubulação com diâmetro de 50 mm.

Assim, eles puderam converter todas as velocidades de captura medidas encontradas na literatura para a velocidade de captura em um tubo de 50 mm para posterior análise. Para poder comparar os resultados apresentados em vários estudos eles reescreveram o número de Reynolds como:

$$Re_p^* = \frac{\rho U_C d_p}{\mu \left(1,4 - 0,8.e^{-\frac{D_T/D_{T50}}{1,5}} \right)} \quad (2.53)$$

Eles determinaram, a partir de seus dados experimentais e de muitos outros dados encontrados na literatura, um modelo onde estabeleceram três correlações relacionadas à três zonas. O modelo das três zonas mostrou-se estar em razoável concordância com a classificação dos Grupos de Geldart.

A primeira zona se aplica a grandes partículas onde o número de Arquimedes é maior que 16,5. A correlação aplicada a esta zona é dada por:

$$Re_p^* = 5 Ar^{\frac{3}{7}}, \text{ para } Ar > 16,5 \quad (2.54)$$

Para partículas não esféricas eles obtiveram a relação,

$$Re_p^* = 5 Ar^{\frac{3}{7}}, \text{ para } Ar^* > 16,5 \quad (2.55)$$

Sendo Ar^* o número de Arquimedes modificado pelos pesquisadores é dado pela relação:

$$Ar^* = Ar(0,03e^{3,5\psi}) \quad (2.56)$$

Na segunda zona, as forças de coesão começam afetar a velocidade de captura de modo que o número de Reynolds se mantém constante:

$$Re_p^* = 16,7, \text{ para } 0,45 < Ar < 16,5 \quad (2.57)$$

A terceira zona apresenta validade para partículas pequenas e pós muito coesivos. A correlação é dada por meio da relação:

$$Re_p^* = 21,8.Ar^{\frac{1}{3}}, \text{ para } Ar < 0,45 \quad (2.58)$$

As relações acima são validas para:

$0,5 < Re_p^* < 5400$, $2.10^{-5} < Ar < 8,7.10^7$, $0,53 < d_p < 3675 \mu m$, $1119 < \rho_s < 8785 \text{ Kg/m}^3$ e $1,18 < \rho_g < 2,04 \text{ kg/m}^3$.

KALMAN e RABINOVICH (2009) apresentaram uma análise teórica dos balanços de força e de momento, durante o movimento incipiente de uma única partícula. A análise deles mostrou que as partículas grandes esféricas iniciam seu movimento por rolamento e no caso de partículas grandes não esféricas por deslizamento. A análise teórica mostra ainda, que o movimento inicial de partículas

individuais pode ser expresso como relações de potências entre os números de Reynolds e de Arquimedes.

A análise teórica dos balanços de força e momento angular para uma partícula grande e não esférica em repouso em uma tubulação horizontal, considerando que seu movimento inicial ocorre por deslizamento, resultou na seguinte relação analítica,

$$\frac{n}{8} \pi C_D Re_p^2 + 0.1f \left(\frac{d_p}{D_T} \right)^{0.29} Re^{2.02} - \frac{1}{6} \pi f Ar = 0 \quad (2.59)$$

Para uma partícula grande e esférica, considerando seu movimento inicial por rolamento, eles obtiveram,

$$\frac{n}{8} \pi C_D Re_p^2 \frac{d_p}{2} + 0.1f \left(\frac{d_p}{D_T} \right)^{0.29} Re^{2.02} \frac{d_p}{2} - \frac{1}{6} \pi f Ar \frac{d_p}{2} = 0 \quad (2.60)$$

Verificaram ainda, que as equações (2.59) e (2.60) são idênticas, ou seja, a diferença existente entre as duas análises era apenas o fato de os coeficientes de atrito para partículas grandes esféricas e não esféricas serem diferentes.

Já no caso de pequenas partículas, obtiveram a seguinte relação,

$$0,0277nRe_{50}^{1.96} + 0,00635 \left(\frac{d_p}{D_T} \right)^{0.375} Re^{2.625} = \frac{\pi}{6} Ar + \frac{1}{12} \frac{A_h \rho d_p}{s^2 \mu^2} \quad (2.61)$$

2.4.2.1-Comparação entre Correlações para as Velocidades de Captura.

Neste item serão avaliadas quatro importantes correlações para a determinação da velocidade de captura encontradas na literatura. Em todas as simulações foi utilizado o ar ($\rho = 1,18 \text{ kg/m}^3$) como gás transportador. O objetivo das simulações desenvolvidas é analisar a influência dos parâmetros diâmetro médio das partículas, diâmetro da

tubulação e massa específica das partículas. Isso foi feito variando-se o parâmetro em análise e mantendo constantes os demais.

2.4.2.1.1- Influência do Diâmetro Médio das Partículas.

A Figura 2.24 mostra o gráfico da velocidade de captura em função do diâmetro médio das partículas. Utilizou-se nas simulações um diâmetro de tubulação de 50,4 mm e a faixa para o diâmetro das partículas foi de 200 a 3500 μm . São comparados dados experimentais de esferas de vidro ($\rho_p = 2834 \text{ kg/m}^3$) e sal irregular ($\rho_p = 2234 \text{ kg/m}^3$) com velocidades de captura de partículas de areia ($\rho_p = 2636 \text{ kg/m}^3$) obtidas com as correlações de CABREJOS *et al*, (1992), CABREJOS *et al*, (1994), KALMAN *et al*. (2005) e KALMAN *et al*. (2009).

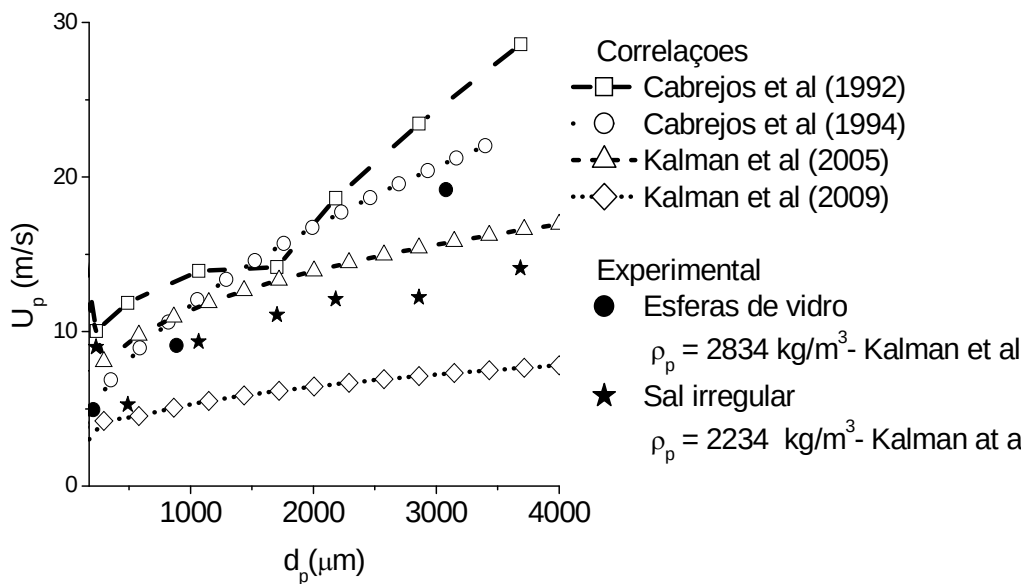


Figura 2.24 – Velocidade de captura em função do diâmetro médio das partículas. Faixa de tamanho: 20 – 3500 μm .

A partir da análise das curvas obtidas com o uso das correlações citadas, verifica-se que todas elas apresentam de um modo geral, aumento da velocidade de captura à medida que o diâmetro médio das partículas é aumentado. Entretanto, há uma grande divergência entre os valores das velocidades de captura obtidos com o uso das correlações para um determinado diâmetro médio das partículas. Isso mostra que tais

correlações apresentam dificuldades em prever valores confiáveis de velocidades de captura, o que torna sua utilização de forma descuidada bastante perigosa. Pode-se observar que três de tais correlações apresentam concordância razoável entre si na predição da velocidade de captura até aproximadamente o diâmetro médio de partículas de 1500 μm , sendo que a partir daí, os resultados começam a divergir bastante. Os valores obtidos com as correlações de KALMAN *et al.* (2009) são de um modo geral muito baixos e aqueles obtidos com a correlação de CABREJOS *et al.* (1992) para diâmetro médio de partículas acima de 1500 μm crescem muito rapidamente. Destaca-se aqui o fato de a correlação de CABREJOS *et al.* (1992) ter sido obtida a partir de um modelo teórico onde alguns parâmetros foram ajustados empiricamente. Já a correlação de CABREJOS *et al.*, (1994) é totalmente empírica. Nota-se, ainda, que as correlações de CABREJOS *et al.*, (1994) e KALMAN *et al.* (2005) concordam razoavelmente entre si. Verifica-se na comparação com os dados experimentais que todas as correlações apresentaram concordância razoável, entretanto as correlações de CABREJOS *et al.*, (1994) e KALMAN *et al.* (2005) foram melhores quando se considera toda a faixa de diâmetro de partículas.

Para uma melhor análise destes resultados fez-se, também, o gráfico log-log (fig. 2.25) do número de Reynolds da partícula versus o número de Arquimedes para partículas de areia de diâmetros compreendidos entre 20 e 3500 μm . Assim algumas relações de “semelhança” entre as correlações poderão ser exploradas.

Destaca-se certa semelhança de comportamento físico entre as correlações de CABREJOS *et al.*, 1994, KALMAN *et al.* (2005) e KALMAN *et al.* (2009), ainda que haja uma diferença significativa nos valores. O problema da correlação de KALMAN *et al.* (2009) é que ela subestima os resultados (ainda que tenha uma concordância significativa com os dados de areia, subestima muito os demais dados que apresentem massas específicas muito próximas a da areia).

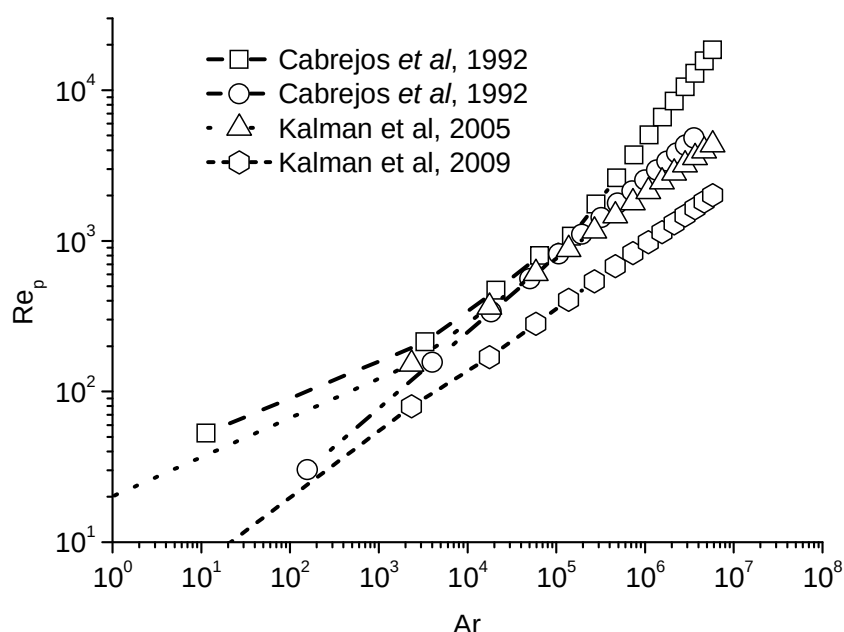


Figura 2.25 – Número de Reynolds da partícula versus o número de Arquimedes. Faixa de tamanho: 20 – 3500 μm .

A Figura 2.26 apresenta o gráfico da velocidade de captura em função do diâmetro médio das partículas para partículas finas. As simulações foram feitas com dados de partículas de areia ($\rho_p = 2636 \text{ kg/m}^3$) e os resultados comparados com dados experimentais de vidro não esférico ($\rho_p = 2834 \text{ kg/m}^3$), sal irregular ($\rho_p = 2234 \text{ kg/m}^3$) e esferas de vidro ($\rho_p = 2834 \text{ kg/m}^3$). O diâmetro de tubulação usado nas simulações foi de 50,4 mm. Verifica-se que a correlação de KALMAN *et al* (2009) não apresenta concordância com o fenômeno físico uma vez que para os menores diâmetros de partícula a velocidade de captura deveria aumentar a medida que se diminui o diâmetro médio das partículas, fato que não ocorre. A correlação que apresenta uma melhor concordância com os dados experimentais (que compreende a faixa de diâmetro médio das partículas de 0 a 200 μm) é a correlação de KALMAN *et al*. (2005). Ressalta-se que para o diâmetro médio de 22 μm o erro desta correlação é de aproximadamente 100 %. A correlação de CABREJOS *et al* (1992) superestima muito os resultados.

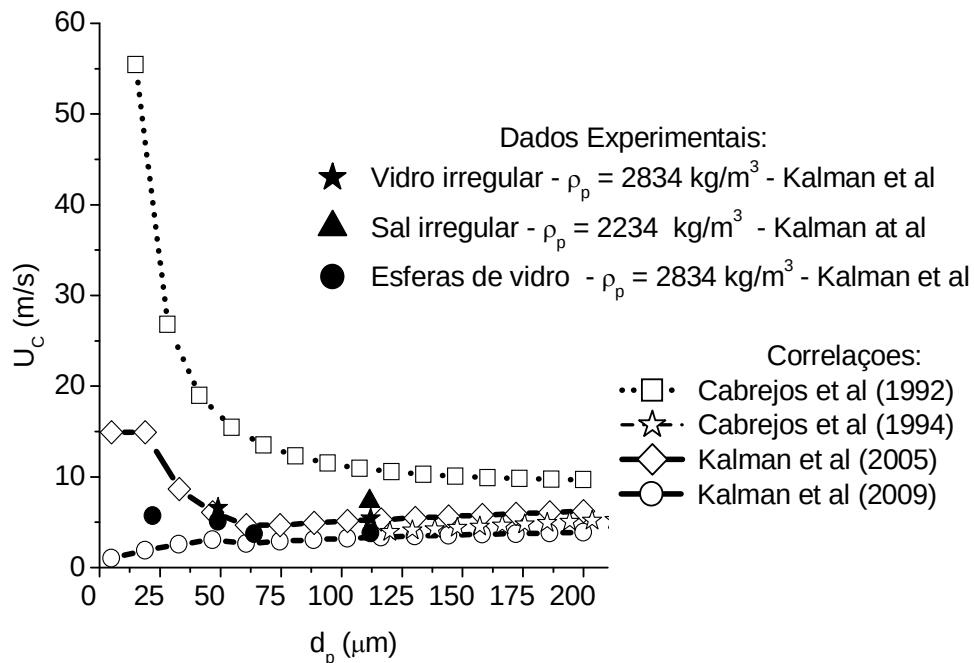


Figura 2. 26 –Velocidade de captura em função do diâmetro médio das partículas. Faixa de tamanho: 0 – 200 μm .

2.4.2.1.2- Influência do Diâmetro da Tubulação

A Figura 2.27 mostra o gráfico das velocidades de captura de partículas de poliéster irregular ($\rho_p = 1400 \text{ kg/m}^3$ e $d_p = 3 \text{ mm}$), esferas de vidro ($\rho_p = 2480 \text{ kg/m}^3$ e $d_p = 0,45 \text{ mm}$) e alumina não esférica ($\rho_p = 3750 \text{ kg/m}^3$ e $d_p = 0,45 \text{ mm}$), em função do diâmetro da tubulação obtidas com o uso das correlações de CABREJOS *et al.*, (1992), CABREJOS *et al.*, (1994), KALMAN *et al.* (2005) e KALMAN *et al.* (2009). Os resultados são comparados com dados experimentais de CABREJOS *et al.*, (1994). Verifica-se que a correlação de KALMAN *et al.* (2009) apresenta um comportamento totalmente diferente das demais correlações, ou seja, a velocidade de captura diminui com o aumento do diâmetro da tubulação. Os valores obtidos com essa correlação, também, são extremamente baixos. Os valores obtidos com a correlação de CABREJOS *et al.* (1992) para as partículas de poliéster irregular está muitíssimo acima dos

resultados experimentais. Os resultados para as esferas de vidro e alumina não esférica apresentam concordância razoável. As correlações de CABREJOS *et al.* (1994) e de KALMAN *et al.* (2005) apresentam uma melhor aproximação com os dados experimentais.

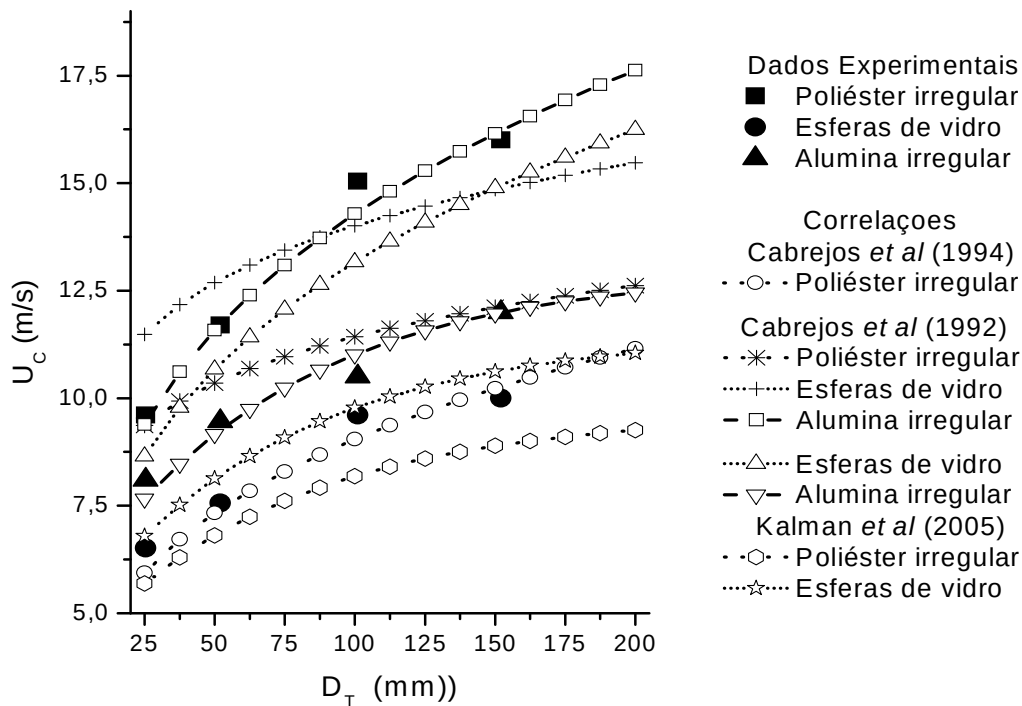


Figura 2. 27 – Velocidade de captura em função do diâmetro da tubulação.

2.4.2.1.3-Influência da Massa Específica das Partículas.

A Figura 2.28 mostra o gráfico da velocidade de captura em função da massa específica de partículas de areia de diâmetro médio de 1 mm. Considerou-se nas simulações o diâmetro da tubulação igual a 50,4 mm. As correlações de CABREJOS *et al.* (1992) e KALMAN *et al.* (2009) apresentam os maiores e menores valores de velocidade de captura, respectivamente. Para a massa específica igual a 5000 kg/m³ a diferença entre o maior e o menor valor da velocidade de captura é de aproximadamente 16 m/s. A correlação de CABREJOS *et al.* (1994) apresenta um aumento na velocidade de captura mais acentuado que a correlação de KALMAN *et al.* (2005).

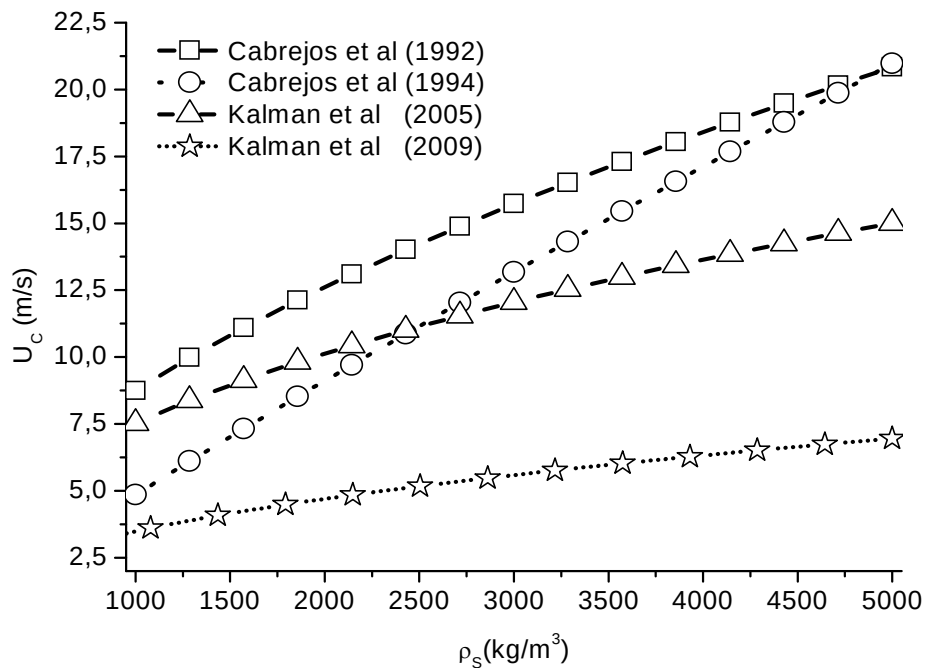


Figura 2. 28– Velocidade de captura em função da massa específica das partículas.

A Figura 2.29 mostra um gráfico da velocidade de captura dos materiais pasta ($\rho_p = 1200 \text{ kg/m}^3$), espaguete ($\rho_p = 1500 \text{ kg/m}^3$), lentilha ($\rho_p = 1644 \text{ kg/m}^3$), arroz ($\rho_p = 1590 \text{ kg/m}^3$) e bakelite ($\rho_p = 930 \text{ kg/m}^3$) (ver fig. 2.29) em função da esfericidade. A análise foi feita apenas para a correlação de KALMAN *et al* (2005) já que na referida correlação a velocidade de captura apresenta dependência da esfericidade. É importante ressaltar aqui que os dados são, também, de KALMAN *et al*. (2005). Na obtenção dos dados experimentais foi utilizada uma tubulação de 100 mm de diâmetro. Verifica-se que a correlação apresenta resultados em razoável concordância com os dados experimentais. Entretanto, uma análise da referida correlação demonstra que a velocidade de captura diminui com a diminuição da esfericidade (mantendo-se os demais parâmetros constantes) o que está em contradição com o fenômeno físico envolvido, uma vez que a velocidade de captura deve aumentar com a redução da esfericidade (CABREJOS *et al.*, 1992; CABREJOS *et al.*, 1994; HAYDEN *et al*, 2003) e não o contrário, como é o caso da referida correlação (ver Figura 2.30).

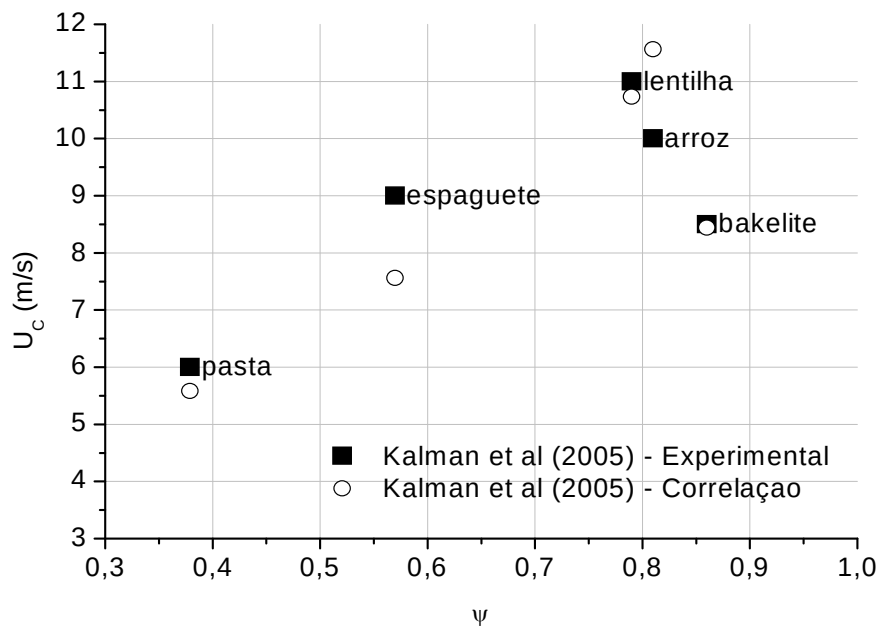


Figura 2. 29 – Velocidade de captura em função da esfericidade das partículas.

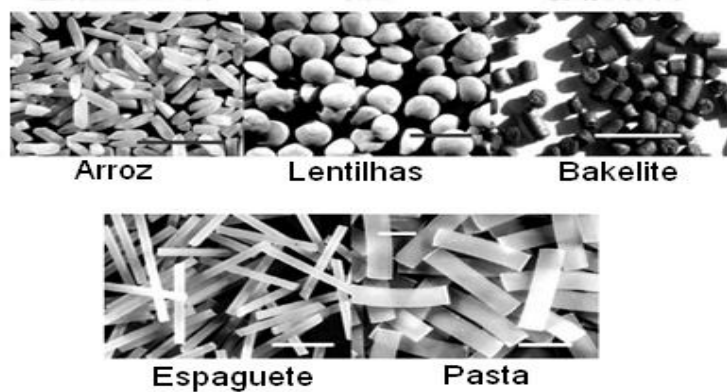


Figura 2. 30 – Materiais de forma irregular. Fonte: KALMAN et al (2005).

A Figura 2.31 mostra um gráfico da velocidade de captura em função do diâmetro das partículas para diâmetros de tubulação de 25 e 52 mm. Os materiais utilizados foram vidro esférico e não esférico. Os dados experimentais são dos pesquisadores CABREJOS *et al.*, (1994), HAYDEN *et al.* (2003) e KALMAN *et al* (2005). As massas específicas obtidas por eles são 2480, 2500 e 2834 kg/m³, respectivamente. A esfericidade das partículas de vidro não esférico (moído) é 0,7 (CABREJOS *et al*, 1994). Nota-se que as partículas de vidro não esférico apresentam

velocidades maiores que as esferas de vidro, sejam em diâmetros de tubulação de 25 ou de 52 mm. Isso ocorre devido ao fato de no caso das partículas não esféricas a área de contato ser maior, daí há uma maior ação das forças de coesão (CABREJOS *et al*, 1994; HAYDEN *et al.*, 2003; KALMAN *et al*, 2005). Verifica-se que na correlação de KALMAN as velocidades de captura para partículas esféricas são sempre maiores que aquelas para partículas não esféricas, evidenciando então que a concordância razoável obtida na velocidade de captura de seus dados experimentais com sua correlação estava relacionada com outros parâmetros e não necessariamente com a esfericidade.

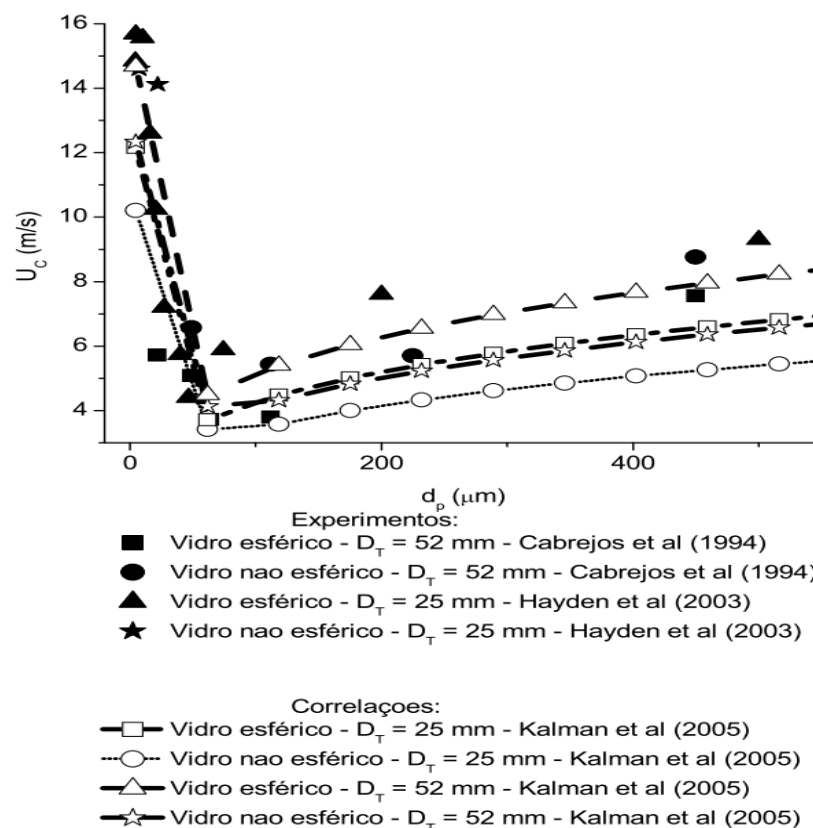


Figura 2.31 – Velocidade de captura em função do diâmetro das partículas para diâmetro de tubulação de 25 e 52 mm.

2.4.3-Velocidade de Chocking

O termo “choking” foi utilizado inicialmente por Zenz em 1949 (DU e FAN, 2004; 2006), visando descrever a transição de um fluxo em fase diluída para o fluxo em “slugs” no transporte pneumático na direção vertical. A transição em “slugs” com instabilidades (grandes flutuações de pressão) do fluxo no leito foi associada por ele ao fenômeno do “choking”.

BI *et al* (1993), classificou o fenômeno do “chocking” em três diferentes tipos (A, B e C). O tipo B é o chamado “chocking” induzido pelo fornecedor de gás para a tubulação vertical (um compressor, soprador, ou ventilador) ou ainda pela tubulação vertical. Esse tipo está associado a deficiências no equipamento e projeto. Os tipos A e C foram definidos como “chocking” decorrente do fluxo gás-sólido. O “chocking” tipo A (ou “chocking” acumulativo) ocorre com acúmulo de partículas no fundo de um leito fluidizado circulante caracterizado por uma mudança abrupta na porosidade (ou queda de pressão). O “chocking” tipo C (“chocking” clássico, definido por ZENZ, 1949) é representado pela formação de “slugs”. Os “chockings” tipo A e C são atribuídos ao fenômeno hidrodinâmico (WANG *et al.*, 2007). O fenômeno do “chocking” tem sido utilizado para demarcar os limites entre os regimes de fluxo de gás-sólidos em sistemas de leitos fluidizados circulantes (DU e FAN, 2004). Nesse trabalho foi discutido apenas o fenômeno do “chocking” clássico.

Embora o mecanismo do “chocking” ainda não seja totalmente compreendido, na literatura, existe um grande número de correlações empíricas para a estimativa da velocidade de “chocking”. A Tabela (2.2) a seguir apresenta algumas correlações bastante conhecidas na literatura para velocidade de “chocking”.

Tabela 2. 2 – Correlações para a predição da velocidade de “chocking”.

- ZENZ e OTHMER (1960)

$$U_{CH}^2 / gD\rho_p^2 = \begin{cases} 0,04(G_S / A\rho U_{CH})^{0,624}; & G_S / A\rho U_{CH} \leq 5 \\ 0,029(G_S / A\rho U_{CH})^{0,806}; & 5 < G_S / A\rho U_{CH} < 20 \\ 0,015G_S / A\rho U_{CH}; & 20 < G_S / A\rho U_{CH} < 60 \end{cases} \quad \begin{matrix} (2.62a) \\ (2.62b) \\ (2.62c) \end{matrix}$$

onde ρ_p está em $\frac{lb}{ft^3}$

- DOIG e ROPER (1963a)

$$\log[U_{CH} / (gD_T)^{0,5}] = (U_{t0} - 2) / 28 + 0,25 \log \zeta \quad (2.63a)$$

para $40 > U_{t0} > 10$

Tabela 2. 2 – Continuação

$$\log[U_{CH} / (gD_T)^{0,5}] = 0,03U_{t0} + 0,25\log\zeta \quad (2.63b)$$

para $10 > U_{t0} > 0,4$

onde U_{t0} está em ft/s

- ROSE e DUCKWORTH (1969)

$$U_{CH} / U_{t0} = 3,2 (G_S / A\tau_{CH}\rho_f)^{0,2} (D_T / d_p)^{0,6} (\rho_p / \rho_f)^{-0,7} \quad (2.64)$$

$$(\tau_{CH}^2 / gD_T)^{0,25}$$

6. LEUNG *et al.* (1971)

$$U_{CH} = 32,3U_{pCH} + 0,97U_{t0} \quad (2.65a)$$

$$U_{pSup}\varepsilon_{piAl} = 0,03\varepsilon_{piT}[U_{CH} / (0,97 - U_{t0i})] \quad (2.65b)$$

$$\Sigma\varepsilon_{piAl} = \Sigma\varepsilon_{piT} = 1 \quad (2.65c)$$

para partículas de tamanho misto, onde ε_{piAl} e ε_{piT} são as frações de volume da i-ésima partícula na alimentação e no tubo respectivamente com velocidade terminal U_{t0} .

7. YOUSFI e GAU (1974)

$$U_{CH} / (gD_T)^{0,5} / Re_{pt}^{0,06} = 32[G_S / (A\rho_f\tau_{CH})]^{0,28} \quad (2.66)$$

8. KNOWLTON e BACHOTCHIN (1976)

$$U_{CH} / (gD_T)^{0,5} = 9,07(\rho_p / \rho_f)^{0,347} (G_S d_p / A\mu)^{0,214} (d_p / D_T)^{0,25} \quad (2.67)$$

9. YANG (1975)

$$2gD_T(\varepsilon_{CH}^{-4,7} - 1) / (U_{CH} - U_{t0})^2 = 0,01 \quad (2.68a)$$

$$U_{pCH} = (U_{CH} - U_{t0})(1 - \varepsilon_{CH}) \quad (2.68b)$$

10. PUNWANI *et al.* (1976)

$$2gD_T(\varepsilon_{CH}^{-4,7} - 1) / (U_{CH} - U_{t0})^2 = 0,074\rho_f^{0,77} \quad (2.69)$$

$$U_{pCH}\varepsilon_{piAl}(1 - \varepsilon_{CH})\varepsilon_{piT}(U_{CH} - U_{t0}) \quad (2.70)$$

2.4.3.1- Comparação entre Correlações para as Velocidades De “chocking”.

PUNWANI *et al* (1976) (*apud* KLINZING *et al*, 1997) comparam as diversas correlações através do desvio quadrático médio definido por meio da relação:

$$\left([1/(n-1)] \sum_{i=1}^n \{ [(U_{CH})_{\text{calc}} - (U_{CH})_{\text{medido}}] / (U_{CH})_{\text{medido}} \}^2 \right)^{0,5} \quad (2.71)$$

onde n é o número de observações experimentais comparadas. Seus cálculos das várias correlações são apresentados na Tabela 2.3.

Tabela 2. 3 – Desvios entre as velocidades de “chocking” medidas e as calculadas com o uso de diversas correlações da literatura (PUNWANI *et al.*, 1976 *apud* KLINZING *et al*, 1997).

Investigadores						
Correlação	Dados de baixa pressão			Dados de alta pressão		
	Zenz	Lewis	Ormiston	Capes e Nakamura	Knowlton e Bachovehin	Todos os dados
	Desvio Relativo (%)					
Zenz and Othmer (1960)	21	39	55	47	41	41
Rose and Duckworth (1969)	59	69	43	69	219	140
Leung et al. (1971)	20	39	27	18	67	39
Yousfi and Gau (1974)	27	14	12	68	31	40
Knowlton and Bachovchin (1976)	522	143	200	215	6	257
Yang (1975)	36	34	31	15	76	44
Punwani et al.(1976)	36	34	31	15	8	25

ZENZ e OTHMER (1960) *apud* LEUNG *et al.*(1970) apresentaram uma correlação gráfica de resultados experimentais para o fenômeno do "chocking" e, também, o fenômeno do "saltation" (neste caso, a deposição de partículas de tamanho uniforme no fundo da tubulação). Esta correlação pode se representada pela equação (2.62) dada na tabela (2.2). A aplicabilidade geral da equação (2.62) tem sido questionada (LEUNG *et al*, 1970), uma vez que os parâmetros não podem ser agrupados dimensionalmente e o parâmetro U_{t0} , que é a velocidade de queda livre da partícula não ter sido incluído na correlação. Por essas razões, é a utilização da equação (2.62) não é recomendada apesar de apresentar uma ligeira concordância entre seus resultados e as medidas publicadas (**tabela 2.3**).

DOIG e ROPER (1963a) *apud* LEUNG *et al*, (1971) reconheceram a importância do parâmetro U_{t0} (velocidade terminal da partícula) e portanto, correlacionaram os resultados publicados para as velocidade de "chocking" e de deposição até o ano de 1960. A equação desenvolvida por eles (eq. (2.63) contem o parâmetro U_{t0} , o qual não foi agrupado com outros parâmetros para formar um grupo adimensional. Essa equação apresentou uma pobre concordância com os resultados observados e não foi utilizada por PUNWANI *et al* (1976) *apud* KLINZING *et al.*, 1997). Portanto, a utilização da equação de DOIG e ROPER para a predição da velocidade de "chocking" não é recomendada.

ROSE e DUKEWORTH (1969) *apud* KLINZING *et al*, (1997) desenvolveram uma análise dimensional e correlacionaram seus próprios dados em termo de uma equação adimensional (equação (2.64) na tabela (2.2)). A concordância entre os resultados preditos pela equação é insatisfatóriae a utilização desta equação portanto, não é recomendada. Mais recentemente, DUKEWORTH (1977) apresentou a equação a seguir para predição da velocidade mínima de transporte, U_{min} , para o transporte de partículas sólidas em tubulações verticais:

$$\frac{U_{min}}{U_{t0}} = \zeta^{0.3} \phi \left(\frac{d_p}{D_T} \right) \quad (2.72)$$

A função $\phi\left(\frac{d_p}{D_T}\right)$ é apresentada na Figura 2.32. A concordância entre as velocidades de "chocking" observadas e a velocidade mínima predita pela equação (2.72) é pobre. Então a utilização da equação (2.64) ou da equação (2.72) não é recomendada.

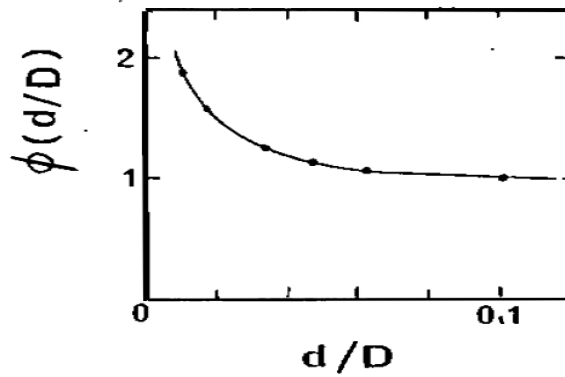


Figura 2. 32 – Função para a equação (2.70) (DUCKWORTH, 1977 apud KLINZING et al, 1997).

LEUNG *et al.* (1971) derivaram a seguinte equação para o cálculo da velocidade de "chocking" adotando os seguintes procedimentos:

- Assumiram que a velocidade relativa entre o sólido e o gás de é igual a U_{t0} na condição do "chocking";
- Usaram o valor médio de 0,97 para a porosidade na condição do "chocking":

$$U_{CH} = 32,3U_{pCH} + 0,97U_{t0} \quad (2.65a)$$

Para sistemas de partículas mistas, eles sugeriram que a equação (2.65a) pode ser escrita na forma:

$$U_{pSup} \varepsilon_{piAl} = 0,03 \varepsilon_{piT} [U_{CH} / (0,97 - U_{t0i})] \quad (2.65b)$$

$$\Sigma \varepsilon_{piAl} = \Sigma \varepsilon_{piT} = 1 \quad (2.65c)$$

onde:

ε_{piAl} = fração de volume de partículas na alimentação com velocidade de queda livre U_{t0i} ;

ε_{piT} = a fração de volume de partículas no tubo com velocidade de queda livre U_{t0i} .

As equações (2.65b) e (2.65c) permitem estimar a velocidade de “chocking” para partículas de tamanhos mistos.

O maior erro da equação de LEUNG *et al* é devido ao fato de que ela não leva em consideração o efeito do tamanho do tubo na condição do "chocking".

YOUSFI e GAU (1974) *apud* KLINZING *et al*,(1997) correlacionaram seus resultados experimentais e obtiveram uma equação adimensional para a predição da velocidade de “chocking” ((2.66) na tabela 2.2). Como as predições da equação são inconsistentes com os resultados experimentais de CAPES e NAKAMURA (1973) obtidos em um duto de 80 mm (tabela 2.3), sua utilização também não é recomendada.

KNOWLTON e BACHOVCHIN (1976) *apud* KLINZING *et al*. (1997) estudando o fenômeno do “chocking” em um tubo com diâmetro de 75 mm, com pressões de gás de até 4700 kPa, apresentaram uma correlação empírica ((2.67) na Tabela 2.2) para correlacionar seus próprios resultados. Sua equação apresenta um número de Reynolds de partícula duvidoso, uma vez que foi baseado na velocidade relativa da massa de sólidos para um ponto estacionário. A equação (2.67), apesar de prever bem os resultados experimentais dos autores, apresenta resultados pobres quando inseridas outras condições de operação. Por essas razões de sua utilização não é recomendada. É importante ressaltar que os resultados experimentais de KNOWLTON e BACHOVCHIN representam únicos dados da velocidade de “chocking” em altas pressões, existentes na literatura.

YANG (1975) assumiu que no “chocking” o fator de atrito sólidos-parede (f_{ws}) é constante e igual a 0,01 e que a velocidade relativa entre o gás e as partículas sólidas é igual a U_{t0} (a velocidade de queda livre). A partir de um balanço de força aplicado às partículas sólidas, assumindo que $C_{D\varepsilon} = C_{D\infty}\varepsilon^{-4,7}$ (aqui, $C_{D\varepsilon}$ é o coeficiente de arrasto de uma partícula em uma porosidade ε e $C_{D\infty}$ é o coeficiente de arrasto de uma partícula em uma porosidade igual a 1, ou seja, em uma suspensão altamente diluída) , ele derivou as

duas equações que podem ser resolvidas simultaneamente de modo a se obter a velocidade de “chocking” e a porosidade de “chocking”.

$$2gD_T(\epsilon_{CH}^{-4,7} - 1)/(U_{CH} - U_{t0})^2 = 0,074\rho_f^{0,77} \quad (2.68a)$$

$$U_{pCH} = (U_{CH} - U_{t0})(1 - \epsilon_{CH}) \quad (2.68b)$$

A relação $C_{D\epsilon} = C_{D\infty}\epsilon^{-4,7}$ foi obtida por WEN e YU (1966) *apud* KLINZING *et al.* (1997) assumindo que $CD\epsilon / CD\infty$ depende apenas da porosidade. Eles correlacionaram seus dados obtidos empiricamente em fluidização e sedimentação e propuseram a relação $C_{D\epsilon} = C_{D\infty}\epsilon^{-4,7}$ para a estimação do efeito da porosidade no coeficiente de arrasto de partículas em movimento.

A Tabela 2.3 sugere que as predições das equações de Yang estão em boa concordância com os dados publicados na literatura. Para partículas de tamanhos variados, U_{t0} na equação (2.68) pode ser substituído pela velocidade terminal média determinada a partir da relação abaixo:

$$\overline{U_{t0}} = \sum \epsilon_{pi} A_i U_{t0} \quad (2.73)$$

Não é possível obter a aplicabilidade da equação estendida para partículas de tamanho diversos, devido à falta de dados experimentais suficientes na literatura. Observa-se que U_{CH} , em vez de U_{CH} / ϵ_{CH} é utilizado na equação (2.68) por uma questão de conveniência como uma aproximação, quando a porosidade no “chocking” tende a 1.

PUNWANI *et al.* (1976) questionaram a constante do fator de atrito sólido de Yang e obtiveram uma relação empírica para a variação do fator de atrito na condição do “chocking” com a densidade do gás baseada nos resultados de alta pressão de KNOWLTON e BACHOCHIN (1976). Eles então modificaram a equações de Yang e obtiveram a equação (2.69). Esta equação pode ser combinada com a equação (2.70) para prever a porosidade e a velocidade de “chocking”.

$$2gD_T(\epsilon_{CH}^{-4,7} - 1)/(U_{CH} - U_{t0})^2 = 0,074\rho_f^{0,77} \quad (2.74)$$

onde ρ está em lb/ft^3 .

Para partículas de tamanho variados, PUNWANI *et al*(1976) sugerem que equação (2.68) possa ser reescrita como:

$$U_{pSup} \varepsilon_{piAl}^{(1-\varepsilon_{CH})} \varepsilon_{piAl} (U_{CH} - U_{t0}) \quad (2.75)$$

$$\Sigma \varepsilon_{piAl} = \Sigma \varepsilon_{piT} = 1 \quad (2.76)$$

A seguir, é feita uma breve discursão sobre os resultados obtidos nas análises feitas sobre as correlações.

2.5 -DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

2.5.1-Velocidade de Deposição

Com base nas análises feitas sobre os parâmetros que influenciam a velocidade de deposição verificou-se que as correlações estudadas neste trabalho de um modo geral mostraram-se ineficientes na previsão das velocidades de deposição. Nesse sentido ficou evidente a grande dispersão dos resultados obtidos pelas correlações evidenciando a necessidade de mais pesquisa sobre o tema.

Apesar das dificuldades citadas, algumas correlações conseguem prever com uma razoável concordância com os dados experimentais velocidades de deposição para uma limitada faixa de diâmetro médio das partículas, de massas específicas ou mesmo de diâmetro de tubulação.

Verificou-se, ainda, que as velocidades de deposição obtidas com as diversas correlações apresentam resultados bastante divergentes, deixando claro que o risco de se obter resultados totalmente equivocados e diferentes daqueles esperados é muito grande.

As recomendações feitas aqui são baseadas nas análises qualitativa e quantitativas conjuntas, de modo que se considerou tanto a concordância com dados experimentais (quantitativa) como a concordância com o fenômeno físico observado (qualitativa).

Para a determinação da velocidade de deposição de partículas com diâmetros médios de partícula acima de 200 µm recomenda-se o uso das correlações de RIZK (1976), MATSUMOTO *et al* (1977) e CABREJOS *et al*, (1994)) já que estas

apresentaram um melhor desempenho nas análises feitas. Deve ser considerada, ainda, na utilização destas correlações a faixa de diâmetro de tubulação de 25 a 200 mm. Elas não são recomendadas para a determinação da velocidade de deposição de sólidos com massas específicas muito baixas (inferior a 1000 kg/m^3) ou muito elevadas (acima de 7000 kg/m^3). No caso de partículas finas a única correlação recomendada é a de RIZK (1976), já que as demais não cumpriram o requisito de apresentarem concordância com o fenômeno físico em questão.

2.5.2-Velocidade de Captura

Das análises (qualitativas e quantitativas) feitas sobre os parâmetros que influenciam a velocidade de captura em sistemas de transporte pneumático verificou-se que as correlações analisadas apresentam elevado grau de dispersão dos resultados obtidos, fato que demonstra que elas não são seguras e devem, portanto ser utilizadas com bastante cautela.

Verificou-se que as correlações que apresentaram um desempenho razoável nas previsões das velocidades de captura foram as correlações de CABREJOS et al (1994) e KALMAN et al. (2005), sendo que estas ainda se apresentaram limitadas em algumas análises.

Assim, recomenda-se correlação de KALMAN et al. (2005) para previsão da velocidade de captura, uma vez que ela, obteve razoável sucesso em todas as análises, exceto em correlacionar a influência da esfericidade, onde mostrou-se ineficiente. Neste trabalho, no capítulo 4 foi desenvolvido um modelo para a determinação da velocidade de captura onde a influência da esfericidade é considerada.

A correlação de CABREJOS et al. (1994) prevê as velocidades de captura para valores diâmetros médios de partícula acima de $120 \text{ }\mu\text{m}$, entretanto ela superestima consideravelmente velocidades de captura de partículas para partículas com diâmetros acima de 3 mm.

2.5.3- Velocidade de Chocking

A Tabela 2.3 obtida por PUNWANI et al (1976), mostra que sua própria correlação (2.67) apresenta o menor desvio entre as velocidades de “chocking” medidas.

Recomenda-se o uso das correlações de PUNWANI *et al.*(1976), LEUNG *et al* (1971) e YANG (1975). Estas correlações podem ser aplicadas tanto para partículas de tamanho uniforme, bem como para aquelas de tamanho misto. A comparação entre os resultados obtidos com essas correlações e dados experimentais demonstram que a velocidade de “chocking” pode ser predita dentro de uma margem de erro de mais ou menos cinquenta por cento. Assim um fator de segurança de 1,5 deve ser aplicado para o cálculo da velocidade de “chocking” para que se possa determinar a velocidade mínima de transporte no transporte pneumático em fase diluída na direção vertical. Isso ainda deve ser feito com bastante cuidado, uma vez que os resultados experimentais utilizados para as comparações foram obtidos em tubulações com diâmetros menores que 80 mm, tendo ainda um significativo número destes resultados experimentais sido obtidos em tubos com diâmetros menores que 40 mm. Daí, conclui-se que a aplicabilidade de tais correlações para tubulações maiores que 80 mm é totalmente incertas.

O capítulo a seguir trata da análise experimental da velocidade de captura.

CAPÍTULO 3

ANÁLISE EXPERIMENTAL SOBRE VELOCIDADE DE CAPTURA

Devido às grandes dispersões dos resultados encontrados pelas correlações analisadas no capítulo anterior, sobre a velocidade de captura, e a incompatibilidade de algumas destas correlações em reproduzir o fenômeno físico evidenciado, constatou-se a necessidade da realização de experimentos que possibilitassem a obtenção de mais dados sobre a referida velocidade de captura.

Foram feitas diversas medições da velocidade de captura, utilizando-se partículas de areia e alumina. Estes experimentos foram realizados de modo que se pudesse então ter mais dados experimentais que servissem de base para as referidas análises. Eles também serão posteriormente utilizados na obtenção de parâmetros relacionados à força de arrasto, que por sua vez, será utilizada no balanço de forças e momento (no capítulo seguinte). Este balanço será a base para o desenvolvimento de novas equações para a previsão da velocidade de captura.

O objetivo deste capítulo é, portanto, fazer uma análise experimental sobre a velocidade de captura. Para este fim, desenvolveu-se metodologia (baseada nos trabalhos de Cabrejos *et al*, 1992 e Kalman *et al*, 2005) para a obtenção dos dados da velocidade de captura. Os experimentos foram realizados no Laboratório de Transporte Pneumático do Grupo de Energia e Engenharia de Processos da Amazônia (GEPAM) da Universidade Federal do Pará (UFPA).

Esse capítulo descreve a metodologia utilizada para a realização de tais medições da velocidade de captura e a bancada experimental utilizada nas medições. É feito ainda a descrição das propriedades das referidas partículas e também uma análise de erros das medições.

3.1-METODOLOGIA EXPERIMENTAL PARA A MEDIÇÃO DA VELOCIDADE DE CAPTURA

A medida da velocidade de captura das partículas no fundo da tubulação de vidro é realizada indiretamente através da observação visual (CABREJOS e KLINZING, 1992; HAYDEN *et al*, 2003; KALMAN *et al*, 2005) e da análise quantitativa da perda de massa em função da velocidade de operação do ar (KALMAN *et al*, 2005). Inicialmente, uma quantidade de massa do material conhecida é distribuída uniformemente no tubo de vidro de modo que este ocupe aproximadamente metade da área da secção transversal no ponto médio da distribuição das partículas no tubo transparente horizontal (a Figura 3.1 mostra a disposição de partículas de areia no fundo de um tubo de vidro). O soprador é acionado a uma rotação pré-estabelecida através do inversor. A partir de então, observa-se o fenômeno da captura das partículas pela corrente do ar que sopra a uma vazão constante sobre a superfície da camada de material (ver Figura 3.2). À medida que as partículas são capturadas, a área da secção transversal livre aumenta de modo que pelo princípio da continuidade, a velocidade do ar na superfície da camada diminui, até que não seja mais possível ocorrer o fenômeno da captura. Neste momento, uma condição de equilíbrio é alcançada. Nesta condição mede-se o Δp , desliga-se o soprador e mede-se a massa do material retida no tubo para obter a massa de material capturada. Obtém-se, então, a velocidade de operação do gás. Esse procedimento é repetido até que praticamente 95% do material tenha sido capturado. Obtém-se, então, o gráfico da perda de massa em função da velocidade de operação do gás. Mediante a extrapolação da curva obtém-se a velocidade mínima de captura, que é a intersecção da curva com o eixo das abscissas (Figura 3.3).

A metodologia descrita acima é a utilizada por KALMAN *et al* (2005). Entretanto, diferente desses pesquisadores que desenvolveram sua metodologia utilizando um túnel de vento retangular, neste trabalho utilizaram-se tubulações circulares.



Figura 3. 1–Partículas de areia no fundo de um tubo de vidro. Fonte: GEPAM.

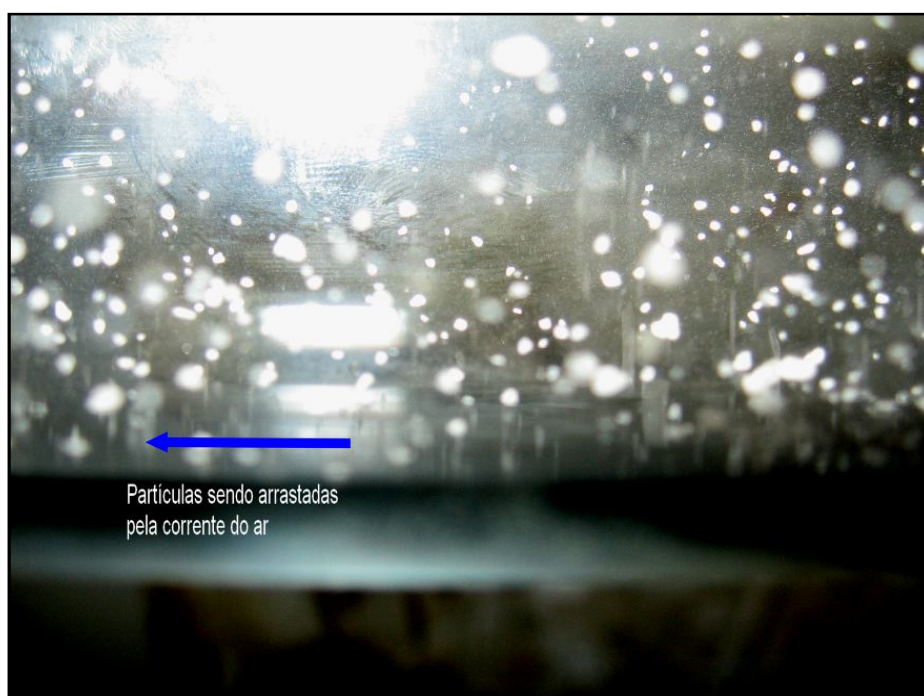


Figura 3. 2–Partículas de areia em suspensão na corrente do ar. Fonte: GEPAM.

Assim, o ponto $y = 0$ corresponde a $x = U_C$, ou seja, é o instante em que as partículas estavam na eminência de serem capturadas (perda de massa igual a zero) e, portanto corresponde a condição que equivale a velocidade de captura, que por definição é a velocidade média da corrente do ar no instante em que as partículas em repouso no fundo de uma tubulação horizontal começam a serem capturadas. A seguir será feito a descrição da bancada experimental utilizada para a medição da velocidade de captura das partículas utilizadas nos experimentos.

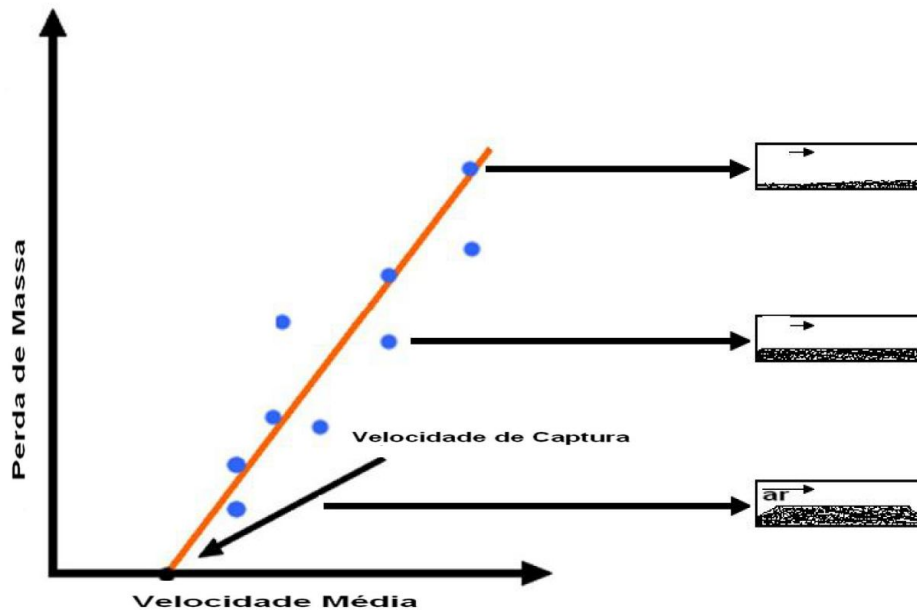


Figura 3. 3–Perda de massa em função da velocidade média do ar. Gráfico ilustrativo.

3.2. - A BANCADA EXPERIMENTAL

Uma bancada experimental (ver esquema na Figura 3.4) para determinação da velocidade mínima de captura de partículas na direção horizontal foi construída no Laboratório de Transporte Pneumático do GEPAM - UFPA. O fluido utilizado é o ar nas condições atmosféricas. Ela é composta de um duto de aço galvanizado com diâmetro nominal de 2 polegadas (onde foram feitas as medições da velocidade do ar com o uso de um tubo de pitot), de três tubos de PVC com 2, 3 e 4 pol. de diâmetro e 6m de comprimento cada e um coletor de partículas. Próximo à extremidade de descarga do duto de aço, existe uma seção por onde são realizadas as medições da pressão estática e da pressão total para a medida da velocidade do ar. A obtenção dos dados de pressão foi feita mediante o uso de um micromanômetro.

Ligado à extremidade do duto de medição da velocidade do ar, encontra-se um soprador cujo acionamento foi feito mediante um inversor de frequência. Na outra extremidade do duto de medição, instalou-se um distribuidor para três tubos de PVC, cada um contendo uma válvula borboleta com acionamento tipo gatilho. A válvula borboleta liberava o ar para que este pudesse fluir apenas no duto cuja válvula estava aberta. Aproximadamente no meio da tubulação de PVC, foram instalados três tubos de vidro, com 1 m de comprimento cada e cujos diâmetros eram de 2, 3 e 4 pol.

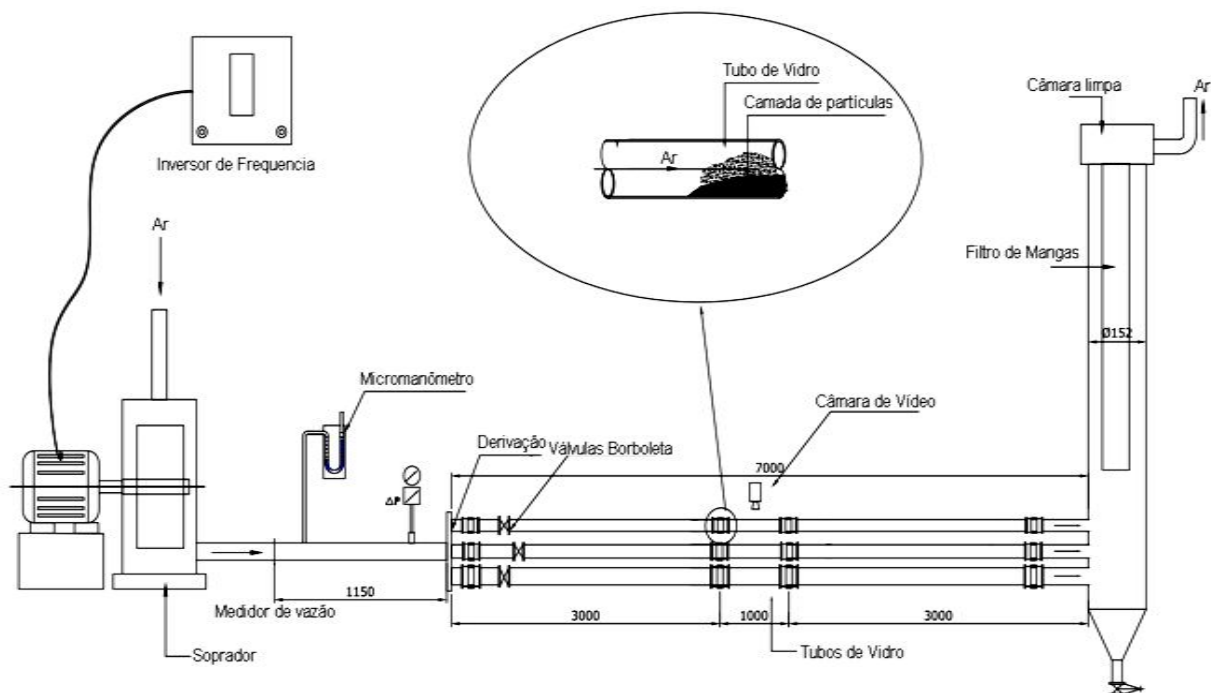


Figura 3. 4–Esquema da Bancada Experimental, mostrando detalhe no tubo de vidro Fonte: GEPAM-UFPA.

A Figura 3.5 mostra os três tubos de vidros. Nesses dutos transparentes foi visualizada a captura das partículas e obtida experimentalmente a velocidade de captura, através das medições desenvolvida nesse trabalho. A jusante dos tubos de PVC tem-se o coletor de partículas com um filtro de mangas instalado acima deste.



Figura 3. 5–Vista dos tubos de vidro. A jusante aparece os tubos de PVC, coletor de partículas e filtro. Fonte: GEPAM-UFPA.

A seguir serão apresentadas as características dos materiais utilizados na bancada experimental.

3.3 - CARACTERÍSTICAS DOS MATERIAIS UTILIZADOS

Nesse trabalho, foram determinadas experimentalmente as velocidades mínimas de partículas de areia e alumina. Essas medições foram realizadas com o fim de determinar a influência do diâmetro médio e massa específica dessas partículas na velocidade de captura. A Tabela 3.1 apresenta as características (massa específica, distribuição de tamanho, diâmetro médio e forma) das partículas de areia e alumina utilizadas nas medições das velocidades de captura.

Tabela 3. 1–Características das partículas de areia e alumina utilizadas nos experimentos.

Partícula	Massa específica (kg/m ³)	Distribuição de tamanho (μm)	Diâmetro Médio (μm)	esfericidade
Areia	2636	50-90	70	$\psi = 0,7$
		90-150	120	
		150-250	200	
		250-430	340	
		600-430	510	
		600-850	730	
		850-1000	930	
		1000-2360	1680	
		2360-3350	2860	
		3350-4360	3860	
Alumina	3750	53-90	71,5	$\Psi = 0,9$
		90-125	107,5	
		125-150	137,5	
		150-205	177,5	

Os diâmetros médios das partículas utilizados nos ensaios foram obtidos mediante o método de separação em peneiras. Sua determinação ocorreu a partir da média aritmética de diâmetros de peneiras adjacentes. O processo de separação foi bastante exaustivo, já que a quantidade de material obtido para os tamanhos de menor frequência era ínfima (ver curvas granulométricas no Apêndice E), portanto a repetição do peneiramento daquela faixa de tamanho ocorreu em um número muito grande de vezes. Destaca-se, ainda, que a partir de análises feitas com estes dados experimentais (e outros obtidos na literatura) foram produzidos os trabalhos “A methodology to determine the pickup velocity in pneumatic conveying systems” e “Experimental study of parameters which influence the pickup velocity in pneumatic conveying systems” publicados nos anais dos Encit 2008 e Cobem 2009, respectivamente. Ambos os trabalhos fazem parte do desenvolvimento desta tese de doutorado. As medições existentes foram acrescentadas ainda outras.

As Figuras. 3.6 e 3.7 mostram partículas de alumina e areia. Ambas as partículas apresentam forma não esférica.

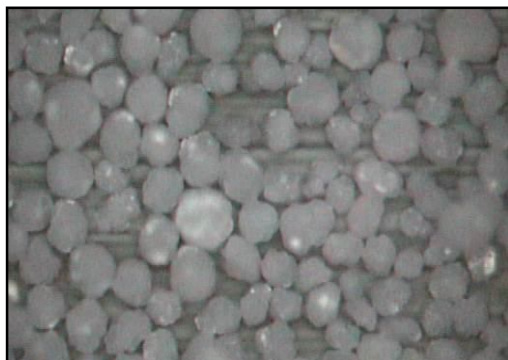


Figura 3. 6–Partículas de alumina com diâmetro médio de 149 μm .

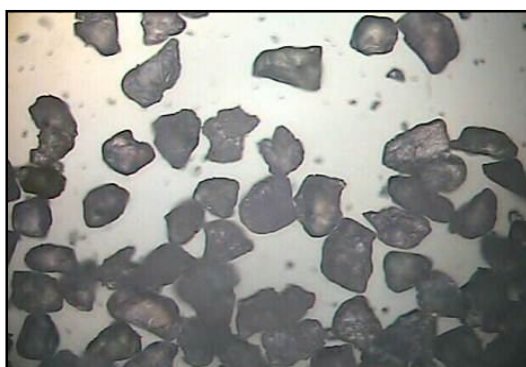


Figura 3. 7–Forma das partículas de areia de diâmetro médio de 179,5 μm

A seguir será demonstrado o procedimento para a análise granulométrica das partículas utilizadas.

3.4 - ANÁLISE GRANULOMÉTRICA

Existem diferentes técnicas para se determinar o tamanho de uma amostra de partículas com formas irregulares. Por exemplo, são utilizados diâmetros esféricos equivalentes para representar propriedades tri-dimensionais das partículas reais (RAWLE, A., 1992). Abaixo são enumerados alguns desses critérios de classificação.

- Diâmetro de Arrasto (d_d) – diâmetro de uma esfera que tem a mesma resistência ao movimento estando em um mesmo fluido (com mesma viscosidade), e se movendo com a mesma velocidade das partículas;
- Diâmetro de queda livre (d_f) – diâmetro de uma esfera tendo a mesma massa específica e a mesma velocidade de queda livre da partícula e estando no mesmo fluido que esta;
- Diâmetro de Superfície (d_s) - diâmetro de uma esfera tendo a mesma área superficial que a partícula;
- Diâmetro de Stokes (d_s) - diâmetro de uma esfera em queda livre na região de fluxo laminar, ou seja, uma partícula que alcançou a velocidade de Stokes;
- Diâmetro de volume (d_v) - diâmetro de uma esfera tendo o mesmo volume da partícula.
- Tamanho médio representativo de uma amostra das partículas (d_{pm}): é obtido a partir da relação (YANG, 1998):

$$d_{pm} = \frac{\sum(\Delta M)}{\sum\left(\frac{\Delta M}{d_p}\right)} \quad (3.1)$$

sendo:

ΔM percentual de massa retida entre duas peneiras adjacentes;

d_p é a média aritmética da abertura de duas peneiras adjacentes onde partículas estão retidas.

Nesse trabalho, para fazer a caracterização do diâmetro médio das partículas utilizou-se a técnica de peneiração, onde se fez a amostra passar por diversas peneiras com abertura de malha diferentes. O procedimento consistiu em arrumar as peneiras em ordem decrescente, de modo que a que apresenta o maior diâmetro de abertura ficou no topo e a peneira “cega” na base. O agitador das peneiras foi ligado e a amostra foi despejada na peneira do topo. À medida que o material caía, partes deste (cujos diâmetros de partícula eram maiores que os diâmetros de abertura das peneiras) ficavam retidas. Deu-se assim a separação do material a partir dos diâmetros de abertura das peneiras. Os diâmetros médios das partículas foram obtidos a partir da média aritmética de cada par de peneiras adjacentes.

Destaca-se no item seguinte a metodologia utilizada para a determinação das massas específicas das partículas de areia e alumina utilizadas nos experimentos.

3.5 - MEDIDAS DAS MASSAS ESPECÍFICA DAS PARTÍCULAS DE AREIA E ALUMINA.

Para determinar a massa específica da areia e alumina utilizou-se uma proveta graduada de 50 ml com subdivisão de 1 ml. Para a pesagem do produto foi utilizada uma balança de precisão 0,01 grama. O procedimento de medição ocorreu da seguinte maneira:

Colocou-se 18,5 g de areia na proveta graduada contendo 28 ml de água. Leu-se o volume deslocado igual a 7 ml, calculou-se a massa específica real através da relação:

$$\rho_p = \frac{m_p}{V_d} \quad (3.2)$$

onde, ρ_p é a massa específica real e V_d é o volume deslocado.

Determinou-se a análise de incerteza (Anexo 6) e obteve-se:

$$\rho = (2,68 \pm 0,20) \text{ g/ml}$$

Utilizando-se o mesmo procedimento para alumina:

$$\rho = (3,71 \pm 0,26) \text{ g/ml}$$

O item a seguir trata da descrição dos procedimentos realizados para se efetuar a medição da velocidade média de operação do gás.

3.6 - CORRELAÇÃO PARA DETERMINAR A VELOCIDADE MÉDIA DE OPERAÇÃO DO GÁS.

A determinação da velocidade média de operação do gás foi feita com a utilização de um tubo de pitot e um micromanômetro. Os procedimentos de medição estão descritos detalhadamente em GOMES (2006).

Para não ter que fazer um número extremamente grande de medidas da pressão dinâmica (já que o procedimento para obter a velocidade média de operação do gás utilizando um tubo de pitot exigia a obtenção das velocidades locais na linha vertical em pontos equidistantes passando por $R=0$), obteve-se uma correlação para determinar a velocidade média em função da pressão dinâmica medida no centro do tubo ($R=0$). A Figura 3.8 mostra os valores da velocidade média do ar em função da referida pressão dinâmica em $R=0$.

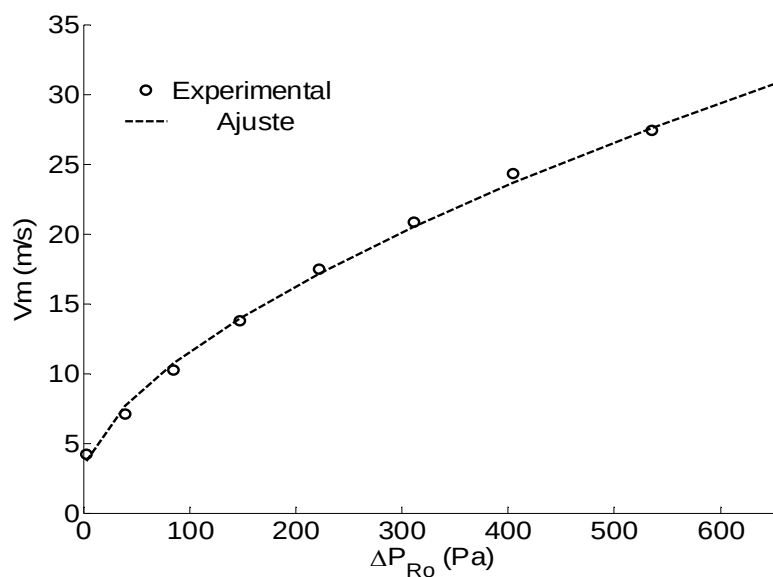


Figura 3. 8—Velocidade média do ar em função da pressão dinâmica medida no centro do tubo.

A relação obtida foi:

$$V_m = 2,7350 + 0,5135 \Delta P_{Ro}^{0,6174} \quad (3.3)$$

O r^2 ajustado desta correlação é de 0,9975.

A Figura 3.9 mostra um gráfico onde se obtém a velocidade de captura utilizando a metodologia utilizada neste trabalho. Para obter a velocidade de captura determina-se as velocidades médias do ar que correspondem as perdas de massa mostradas na figura 3.10. Obteve-se através da técnica dos mínimos quadrados a melhor reta que intercepta os pontos. Calculou-se o tamanho da amostra e verificou-se que o experimento deveria ser repetido sete vezes para a obtenção da precisão desejada. Assim, obteve-se uma reta que corresponde à média aritmética destas medições, tendo-se, então para esta reta um ponto de intercepção do eixo das abcissas. Este ponto corresponde à velocidade de captura.

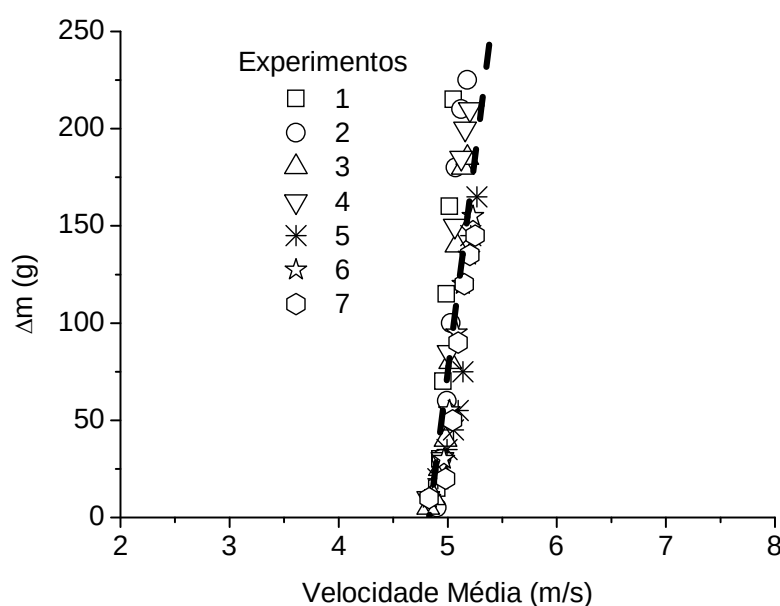


Figura 3. 9—Perda de massa em função da velocidade média do ar. Dados experimentais. $d_p = 179,5 \mu m$.

Um tratamento estatístico envolvendo todo o conjunto de dados dos sete experimentos torna-se inviável, uma vez que os valores perda de massa e velocidade média do ar de um experimento não tem equivalente no outro experimento, podendo-se ter em um experimento sete medições, no outro nove, uma vez que esse número é determinado pela quantidade de vezes que a condição de equilíbrio é alcançada. Acrescenta-se a isso o fato de que a

velocidade de captura final independe das condições iniciais (CABREJOS E KLINZING,1992).

Assim, fez-se a análise de incerteza, porém com os valores das velocidades de captura obtidas nos sete experimentos e não com todo o conjunto de medições e obteve-se para esta análise uma velocidade de captura igual a $(4\text{m},836 \pm 0,026)$ m/s, o que representa uma incerteza muito pequena. O coeficiente de variação (desvio padrão/média) obtido foi de 0,00677.

A seguir serão apresentados alguns resultados obtidos através dos procedimentos apresentados neste capítulo.

3.7 - RESULTADOS OBTIDOS

A Figura 3.10 apresenta os valores de perda de massa (de partículas de areia) em função da velocidade de operação do gás. Cada reta inclinada (cuja intersecção com o eixo das abscissas representa a velocidade de captura) foi obtida através da média aritmética de seis outras retas que por sua vez foram obtidas mediante o ajuste (mínimos quadrados) de seus dados de perda de massa em função da velocidade do ar (uma média de oito medições para cada reta). Na metodologia adotada aqui a velocidade de captura das partículas é obtida extrapolando-se a curva de perda de massa até interceptar o eixo das abscissas.

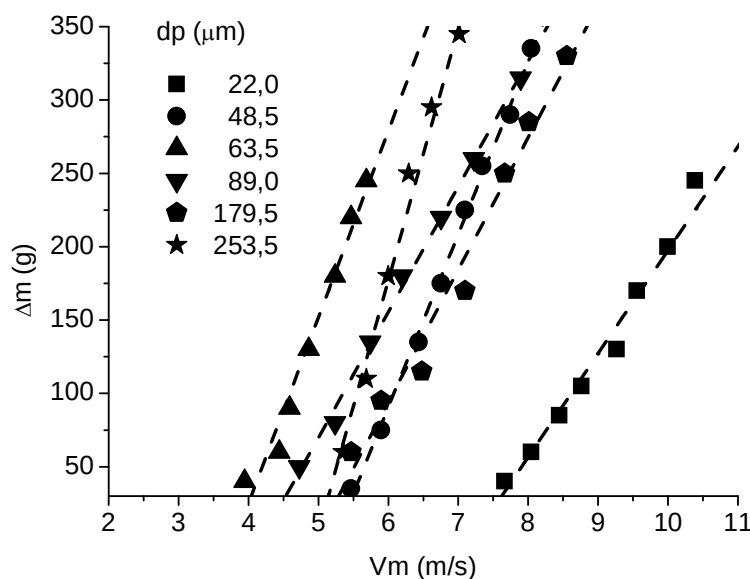


Figura 3. 10 – Perda de massa em função da velocidade média do ar- DT = 2 pol.

O fato das curvas não apresentarem a mesma inclinação está relacionado às forças determinantes agindo nas partículas de diâmetros médios específicos. Assim, em partículas de tamanhos pequenos (22 μm , por exemplo) as forças eletrostáticas são mais relevantes do que em partículas maiores, onde as forças inercias predominam. Cita-se ainda os diâmetros médios de partícula que são obtidos a partir da média aritmética dos diâmetros das peneiras adjacentes, ou seja, as partículas menores de um determinado diâmetro médio de partículas tendem a se depositar no fundo da tubulação, sendo que as maiores acabam ficando na parte superior da camada. A curvatura da tubulação também Influência.

As linhas tracejadas foram obtidas através da técnica dos mínimos quadrados em um ajuste linear ($y = ax + b$). A Tabela 3.5 apresenta os parâmetros a e b, o desvio padrão e o R^2 ajustado.

Tabela 3. 2–Parâmetros a e b, desvio padrão e R^2 ajustado da equação $y = ax + b$ obtidos para os diversos diâmetros médios de partícula.

dp (μm)	parâmetros	Valor	desvio padrão	R^2
22,0	b	-0,333	0,018	0,988
	a	0,052	0,002	
48,5	b	-0,488	0,046	0,966
	a	0,116	0,008	
63,5	b	-0,453	0,032	0,983
	a	0,133	0,007	
89,0	b	-0,354	0,021	0,992
	a	0,112	0,004	
179,5	b	-0,755	0,098	0,939
	a	0,186	0,019	
253,5	b	-0,757	0,035	0,992
	a	0,163	0,006	

Na Figura 3.11, o efeito do diâmetro das partículas é ilustrado mantendo-se os outros parâmetros constantes (a massa específica das partículas, a densidade do ar, a viscosidade e diâmetro da tubulação). Foram realizadas medições com grãos de areia ($\rho_p = 2640 \text{ kg/m}^3$) em tubulações de 50 mm de diâmetro. Os diâmetros médios de partículas de areia utilizados nas medições foram de 22, 48,5, 63,5, 89,5, 179,5 e 253,5 μm . Fez-se três medições de velocidade de captura para cada diâmetro de partícula (cada medição foi obtida a partir da média aritmética de seis resultados de retas obtidas via técnica de mínimos quadrados aplicada em um conjunto de oito pontos (aproximadamente) de perda de massa de partículas em função da velocidade de operação do gás). Um importante resultado obtido a partir desses resultados foi a constatação da existência de um ponto de mínimo na curva da velocidade de captura em função do diâmetro das partículas, fato que havia sido também verificado por CABREJOS *et al.* (1992), HAYDEN *et al.* (2003) e KALMAN *et al.* (2005). Este ponto de mínimo aparece no diâmetro de partícula de 63,5 μm (linha vertical tracejada). Como esperado, partículas de tamanhos maiores exigem velocidades de captura também maiores, devido ao fato do efeito de inércia ser dominante nessa região. Para as partículas menores, a velocidade de captura também é alta, só que nesse caso isso ocorre devido às interações do tipo partícula-partícula (forças do tipo London Van der Waals) serem bastante significativas nessa região.

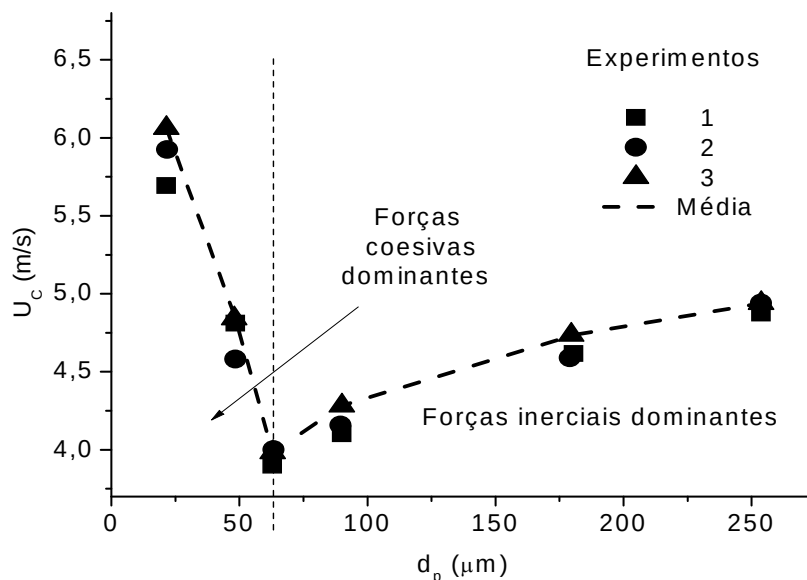


Figura 3. 11—Velocidade de captura em função dos diâmetros médios das partículas. Partículas finas.

A Figura 3.12 mostra a velocidade de captura de partículas de areia ($\rho_p = 2640 \text{ kg/m}^3$) obtida em tubulações de 50 mm de diâmetro em função do diâmetro médio das partículas. Cada ponto na figura foi obtido a partir da média aritmética de três retas obtidas via ajuste linear (mínimos quadrados) de um conjunto de oito pontos (perda de massa de partículas em função da velocidade média do ar). As medições cobrem uma faixa de diâmetros de partículas compreendida entre 300 e 2200 μm .

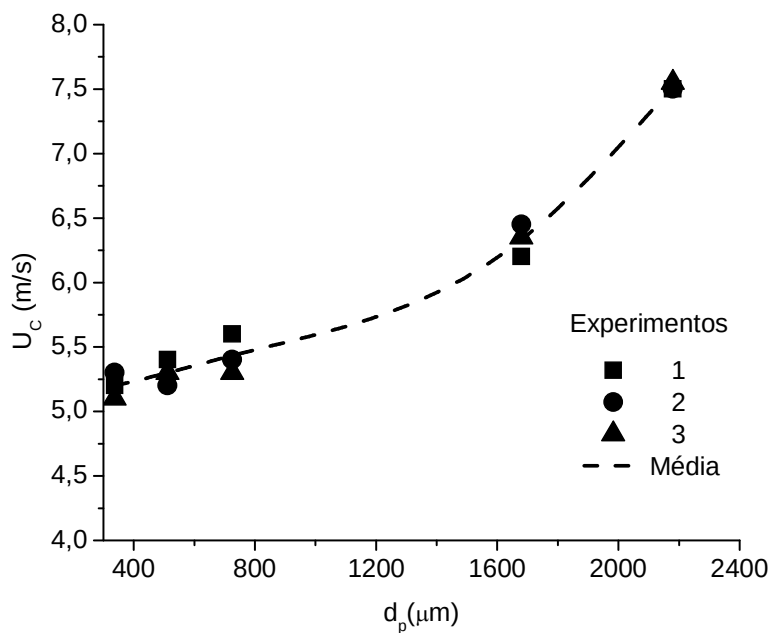


Figura 3. 12–Velocidade de captura em função do diâmetro médio das partículas. Partículas grossas.

Na Figura 3.13, novamente o efeito do diâmetro das partículas (areia) na velocidade de captura de partículas é mostrada, agora considerando diâmetro de tubulação de 2, 3 e 4 pol. Os resultados são apresentados em um gráfico tipo log-log. As medições realizadas com grãos de areia cobrem uma faixa de diâmetros de partículas variando de 100 a 2800 μm (essas verificações de tendências não foram feitas com alumina, uma vez que o intervalo de tamanho das partículas é bem menor). Pode-se verificar a influência do diâmetro da tubulação na velocidade de captura, isto é, as velocidades de capturas são mais elevadas em maiores diâmetros. Cabrejos e Klinzing, (1992), Cabrejos e Klinzing, (1994), Hayden *et al* (2003), Kalman *et al* (2005), Kalman e Rabinovich, (2009), entre outros, também verificaram essa tendência.

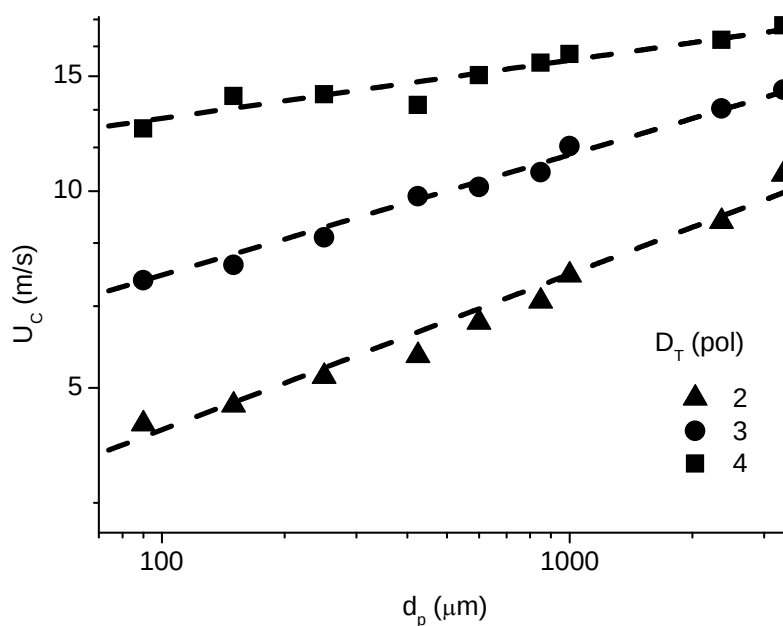


Figura 3. 13–Velocidade de captura em função do diâmetro das partículas. Diâmetros de tubulação: 2, 3 e 4 polegadas.

Para ilustrar o efeito massa específica das partículas, foi feito um gráfico (Figura 3.14) da velocidade de captura das partículas em função do diâmetro das partículas de alumina e areia. As massas específicas são 3750 e 2640 kg/m³, respectivamente. Como visto, a velocidade de captura das partículas de alumina é maior, fato que corrobora CABREJOS *et al.* (1994). Isto é porque o efeito dominante da inércia exige maiores taxas de fluxo ar para arrastar as partículas com maior massa específica.

Verifica-se que a metodologia desenvolvida neste trabalho é uma ferramenta útil para a medição da velocidade de captura dentro das condições estabelecidas aqui. Assim, recomenda-se sua utilização por engenheiros, projetistas e pesquisadores para a determinação da referida velocidade.

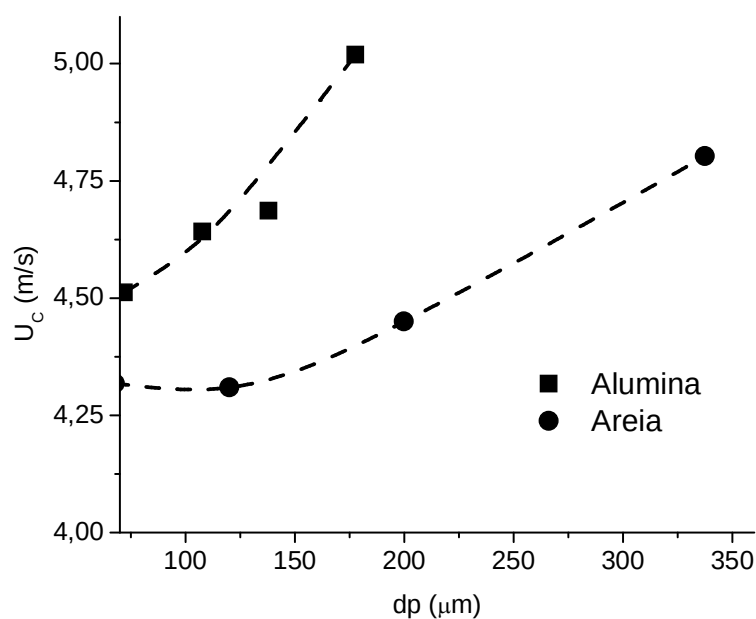


Figura 3. 14—Velocidade de captura em função do diâmetro das partículas. Partículas de alumina e areia.

No capítulo seguinte serão desenvolvidas novas equações com base nos balanços de força e momento, para a determinação da velocidade de captura em sistemas de transporte pneumático. Nos referidos desenvolvimentos serão inseridas da forma analítica a influência da esfericidade na velocidade de captura.

CAPÍTULO 4

MODELO PARA O MOVIMENTO INICIAL DE UMA PARTÍCULA

4.1 - INTRODUÇÃO

As forças agindo em uma única partícula em repouso no fundo de uma tubulação sob a ação de uma dada vazão de ar podem ser divididas em dois grupos. O primeiro grupo está relacionado àquelas que vão colocar a partícula em movimento (forças de arrasto e sustentação) e o segundo grupo está relacionado às forças resistivas (forças da gravidade, coesão e atrito), ou seja, as forças que vão se opor ao movimento da partícula. O movimento da partícula irá ocorrer quando forças do primeiro grupo forem maiores que as do segundo grupo.

Em adição a classificação anterior de grupos de forças, pode-se, ainda, classificar essas forças em grupos de forças paralelas e perpendiculares à direção do fluxo de ar.

O movimento pode iniciar por deslizamento, rotação ou a partícula sendo levantada da superfície pela corrente de ar. A forma como esse movimento inicial irá ocorrer vai depender das propriedades do fluxo de ar, da partícula e do sistema. A Figura 4.1a mostra todas as principais possíveis forças, as quais são o arrasto (F_D), o atrito (F_f), a sustentação (F_S), o peso (F_g), a normal (F_N) e a adesão (F_a), agindo em uma partícula que se encontra totalmente imersa na subcamada laminar.

A Figura 4.1b apresenta uma partícula esférica ligeiramente deformada. Esse esquema tem sido utilizado em alguns modelos teóricos para explicar por que a partícula não inicia seu movimento de rolamento com uma força de arrasto infinitesimalmente pequena, ou com um ângulo de inclinação (no plano horizontal que a partícula se encontra) muito pequeno. Uma ligeira deformação habilitaria a força normal (F_N) a mudar do centro da partícula no sentido de desenvolver um momento oposto à força de arrasto. Segundo KALMAN e RABINOVICH (2009) o mecanismo de

rolamento começa quando os momentos causados pelas forças de arrasto e sustentação superam os momentos resistentes das forças peso, normal e aderência em torno do ponto de contato à extrema esquerda entre a partícula e a superfície. O mecanismo de deslizamento começa quando a força de arrasto torna-se igual à força de atrito, fazendo a partícula iniciar seu movimento por deslizamento. O mecanismo do movimento inicial na direção vertical ocorre quando a força de sustentação é igual à soma das forças de aderência e gravitacional fazendo a partícula iniciar seu movimento na direção vertical. O mecanismo que controla o movimento inicial da partícula é aquele onde a resultante das forças que estimula seu movimento é igual a resultante das forças resistivas na mais baixa velocidade do fluido.

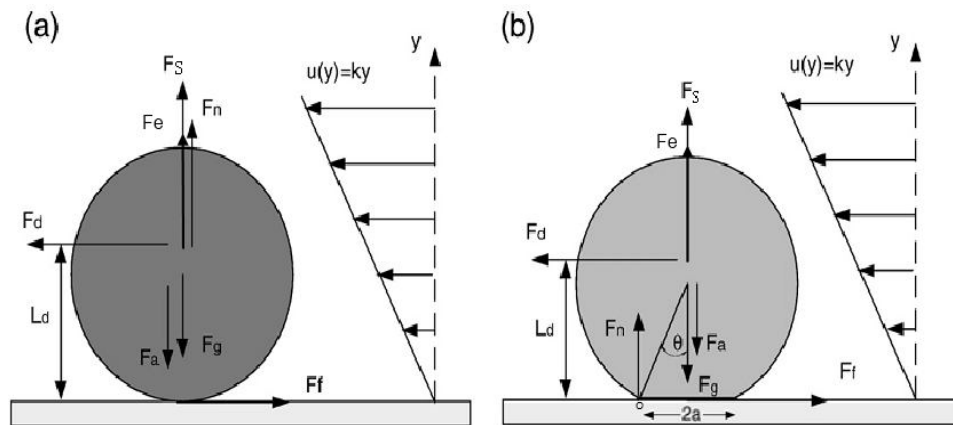


Figura 4.1—Principais forças agindo em uma partícula totalmente imersa na subcamada laminar. Fonte: KALMAN e RABINOVITH, 2009.

A seguir será feita a descrição de algumas das forças que agem em uma partícula única em repouso no fundo de uma tubulação.

4.2 - ESPECIFICAÇÃO DAS FORÇAS

4.2.1-Forças de Aderência (Van der Waals)

A força de Van der Waals F_a pode ser expressa através da seguinte relação:

$$F_a = \frac{A_H d_p}{12s^2} \quad (4.1)$$

onde A_H é a constante de Hamaker. Esta constante está relacionada às propriedades do material, tais como rugosidade da superfície, aspereza e influência do fluido em volta da partícula. Usualmente o valor de A_H é 10^{-19} J (CABREJOS e KLINZING, 1992, e AARONS e SUNDARESAN, 2006). Para o quartzo no ar, seu valor é $A_H = 6,5 \times 10^{-20}$ J (KALMAN e RABINOVICH, (2009)).

Segundo AARONS e SUNDARESAN, (2006), um par de partículas separadas por uma distância s exercem atração entre si por uma força de Van der Walls F_a de magnitude,

$$F_{a(AB)} = \frac{A_H d_p^6}{6s^2(s+2d_p)^2(s+d_p)^3} \quad (4.2)$$

Esta equação se reduz a eq. (4.1), para $s \ll d_p$.

A principal dificuldade no cálculo preciso da força de Van der Walls é devido ao fato de não se conhecer o valor exato do comprimento de separação s . É aceitável definir um comprimento de separação mínimo para uma partícula 'colada' na superfície. O comprimento de separação padrão foi definido por YU *et al.*, (2003) *apud* KALMAN e RABINOVICH, (2009) como $s = 4 \times 10^{-10}$ m; CABREJOS e KLINZING, (1992) e HAYDEN *et al.*, (2003) definiram o valor o comprimento de separação como $s = 8 \times 10^{-8}$ m e AARONS e SANDARESAN, (2006) definiram o comprimento de separação como função do diâmetro da partícula d_p como $s = 4 \times 10^{-5} d_p$.

Na literatura, existem outros modelos que visam determinar as forças de aderência. Aqui, serão discutidos ainda os modelos de JOHNSON-KANDALL-ROBERTS (JKR) (desenvolvido em 1971) e de DERJAGUIN-MULLER-TOPOROV (DMT) (desenvolvido em 1975). Para descrever estes modelos, torna-se necessário um breve comentário a respeito da teoria do contato desenvolvida por Henrich Hertz.

Seja uma partícula de diâmetro d_p sobre uma superfície plana (fig.4.2). F_{ext} é uma força externa aplicada na partícula, a é o raio de contato e F_a é a força de aderência.

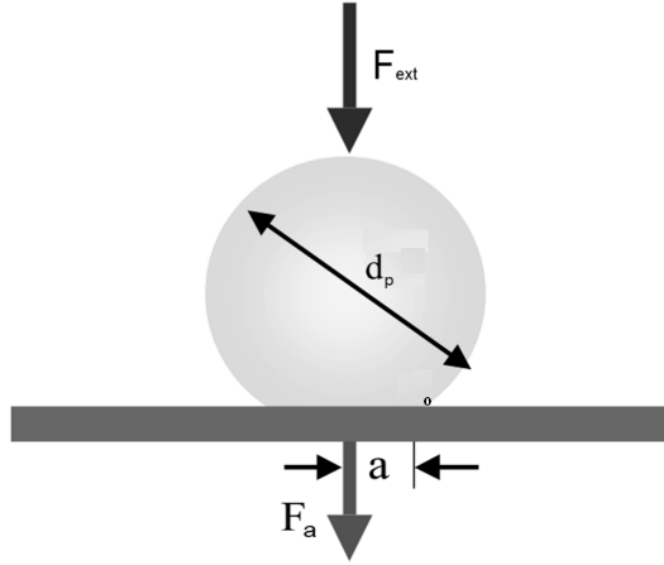


Figura 4. 2–Esquema mostrando raio de contato e força de aderência em uma partícula.

Segundo GRIERSON *et al.* (2005) a teoria de Hertz aborda as deformações elásticas devido o contato de dois corpos, entretanto nada diz a respeito da força de aderência existente.

O modelo de JKR inclui o efeito da força de aderência na deformação de uma esfera elástica em contanto com um meio elástico. O raio de contato (a) é dado por

$$a^3 = \frac{d_p}{2K} \left[F_{ext} + \frac{3}{2} \gamma \pi d_p + \sqrt{3 \pi \gamma d_p F_{ext} + \left(\frac{3 \pi \gamma d_p}{2} \right)^2} \right] \quad (4.3)$$

onde γ é o trabalho termodinâmico de adesão ou energia de superfície, K é o módulo combinado de Young e é dado por,

$$K = \frac{4}{3} \left(\frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2} \right)^{-1} \quad (4.4)$$

onde E é o módulo de elasticidade, ν é o módulo de Poisson, e os subscritos 1 e 2 referem-se aos materiais da esfera e substrato.

Na ausência de forças de superfície $\gamma = 0$, então a eq. (4.3) se reduz a equação do modelo clássico de Hertz que é,

$$a^3 = \frac{d_p}{2K} \quad (4.5)$$

Segundo ZISKIND *et al.* (1995) o modelo JKR tem boa precisão nos casos em que as forças de superfície são pequenas, quando comparadas com as deformações elásticas que elas produzem.

O segundo modelo é devido a DERJAGUIN-MULLER-TOPOROV (DMT). Este modelo é aplicável nos casos de forças de superfície grandes com uma geometria hertziana (materiais rígidos, forças de adesão fracas, etc) (PIETREMEN e TROYON, 2000 *apud* KALMAN e RABINOVICH, 2009). As equações para as forças de adesão destes dois modelos são:

$$F_{a(JKR)} = \frac{3}{4} \pi \gamma \cdot d_p \quad (4.6)$$

$$F_{a(DMT)} = \pi \gamma \cdot d_p \quad (4.7)$$

onde γ é a adesão ou energia de superfície. Não existe na literatura dados da energia de superfície γ para muitos materiais. Assim, sua estimativa depende de experimentos realizados no sistema-partícula em questão. De outra forma, sabe-se que os valores de γ estão na faixa 0,001 – 0,1 J/m² (ZISKIND *et al.* 1995).

4.2.2-Força de Sustentação

SAFFMAN (1965) *apud* KALMAN e RABINOVICH, (2009) teoricamente analisou a força de sustentação, que é perpendicular à velocidade relativa da partícula e surge como resultado do gradiente de velocidade. A força em questão, causa um movimento lateral da partícula ou movimento de migração (fig. 4.3). Este movimento se deve a diferença de pressão ao longo da superfície da partícula, causada pelo gradiente da velocidade do fluido que está em torno da partícula (efeito Saffman). Outra fonte de sustentação é a rotação da partícula (efeito Magnus).

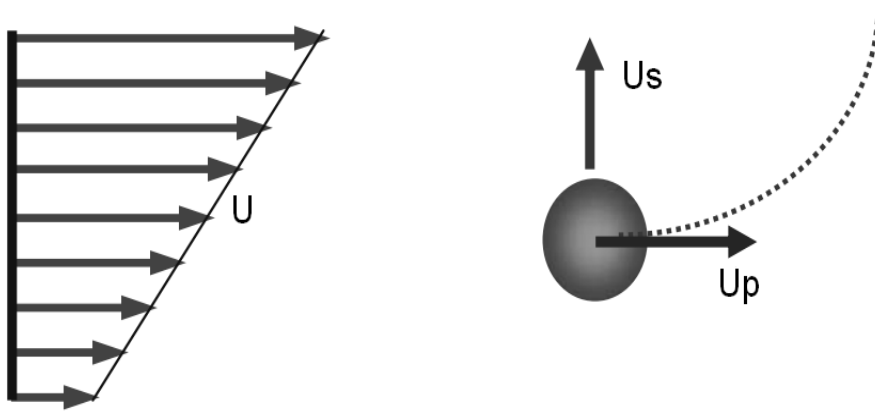


Figura 4. 3–Força de sustentação em uma partícula

SAFFMAN (1965) *apud* SILVA (2006) foi quem mostrou que, mesmo quando a partícula não tem movimento de rotação, surge uma força lateral na partícula. Em uma região do escoamento onde exista vorticidade temos uma distribuição de pressão não uniforme na partícula, fazendo com que surja uma força que é perpendicular à direção do escoamento; este efeito é conhecido como efeito Saffman. Como resultado de sua análise ele obteve:

$$F_s = 6,46\rho\sqrt{vU_r}\sqrt{\frac{\partial u}{\partial y}}\frac{d_p^2}{4} \quad (4.8)$$

Sendo que a análise de Saffman foi feita para a camada sub-laminar, então o gradiente de velocidade $\frac{\partial u}{\partial y}$ pode ser substituído pela inclinação da curva de velocidade

$k = \frac{u_*^2}{v}$. HALLOW (1973) *apud* KALMAN e RABINOVICH, (2009), analisou empiricamente a força de sustentação e verificou que a equação de Saffman subestimava os resultados experimentais. Ele então adicionou um coeficiente igual a 5 na equação de Saffman e postulou que:

$$F_s = 32,36\rho\sqrt{vU}\sqrt{\frac{\partial u}{\partial y}}\frac{d_p^2}{4} \quad (4.9)$$

MOLLINGER *et al.* (1995) *apud* KALMAN e RABINOVICH, (2009) mediram a força de sustentação agindo em uma única partícula envolta por uma camada limite sub-laminar na faixa de $0,6 < Re_* < 4$, onde Re_* é o numero de Reynolds baseado na velocidade de atrito (u_*). Este é dado pela relação:

$$Re_* = \frac{d_p u_*}{\nu} \quad (4.10)$$

onde a velocidade de atrito é dada por:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (4.11)$$

Os resultados do trabalho desenvolvido por eles podem ser expressos pela equação adimensional a seguir

$$F_s^+ = 56,9(a^+)^{1,87} \quad (4.12)$$

onde $a^+ = \frac{d_p u_*}{2\nu}$, $F_s^+ = \frac{F_s}{\rho \nu^2}$

A tensão cisalhante na parede é definida pela equação:

$$\tau_w = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \Big|_{y=0}. \quad (4.13)$$

No trabalho de MOLLINGER *et al.* (1995) *apud* KALMAN e RABINOVICH, (2009) também foi incluído uma revisão de um número de trabalhos teóricos e empíricos que são apresentados na tabela 4.1. Os resultados deste trabalho podem ser sumarizados pela relação:

$$F_s^+ = p(a^+)^q \quad (4.14)$$

Tabela 4.1–Os parâmetros p e q da força de sustentação (eq. 4.14). Fonte: MOLLINGER et al. (1995) apud KALMAN e RABINOVICH, (2009).

Autor	p	q	Faixa
Saffman	6,46	3	$Re^* \ll 1$
Hallow	32,3	3	-
Leighton e Acrivos	9,22	4	$Re^* \ll 1$
Hall	20,9	2,31	$Re^* > 6$
Mollinger et al.	56,9	1,87	$6 < Re^* < 4$

4.2.3-Força de Arrasto

A força de arrasto para $Re_r \gg 1$ é dada por meio da relação

$$F_d = n C_D A_p \frac{\rho U_r^2}{2} \quad (4.15)$$

onde n é o coeficiente de efeito da parede. Para partículas esféricas a força de arrasto é dada por:

$$F_d = n \frac{\pi}{8} C_D \rho d^2 U_r^2 \quad (4.16)$$

O coeficiente de arrasto para partículas esféricas pode ser calculado por numerosas correlações encontradas na literatura para diferentes faixas de números de Reynolds, sendo que para formas irregulares ele tende a aumentar. O cálculo da força de arrasto também requer o conhecimento da velocidade relativa. No caso de partículas em repouso no fundo de uma tubulação a velocidade relativa é igual à velocidade do fluido. Entretanto para partículas muito maiores que a camada limite sub-laminar ($d_p \gg \delta$) a velocidade média do fluido sobre as partículas pode ser calculada utilizando-se um perfil de velocidade logarítmico. No caso de pequenas partículas ($d_p < \delta$), um perfil de velocidade linear pode ser utilizado. Comumente, a força de arrasto é calculada com a

velocidade no centro da partícula e então um coeficiente de correção (n) é considerado (KALMAN e RABINOVITH, 2009).

O coeficiente n leva em conta a influência da parede e a distribuição de velocidade próximo da parede. A Tabela 4.2 apresenta diferentes valores do coeficiente n encontrados na literatura. Para um fluxo viscoso sobre uma esfera, em contato com uma parede, O'Neill derivou uma solução exata que produziu um valor para n igual a 1,7009 (ZISKIND *et al.*, 1995). A distribuição de velocidade próxima à parede é também influenciada pela localização da equivalente força de arrasto (L_d). Para partículas grandes ($d_p \gg \delta$) o perfil de velocidade é quase constante, portanto, pode-se assumir que a ação da linha da força de arrasto equivalente está passando no centro da partícula. No caso de partículas pequenas ($d_p < \delta$) de acordo com a análise teórica de O'Neill (IBRAHIM *et al.*, 2004) há uma distância de $1,4r$ da superfície do duto à linha de ação da força de arrasto.

Tabela 4. 2–Valores do coeficiente do efeito da parede na força de arrasto. Fonte: KALMAN e RABINOVICH, (2009).

Autor	n	Comentário
Han e Hunt	1,56	
	r/h	A partícula se afasta de uma interface de comprimento h .
	$5/12 \ln(r/h)$	A partícula se movimenta sobre uma interface de comprimento h .
	$\frac{r}{2,62 \cdot 10^{-5}}$	Partícula esférica
Ibrahim <i>et al</i>	$\frac{r}{3,6 \cdot 10^{-6}}$	Partícula não esférica
	1,7009	

No trabalho de IBRAHIM *et al.*, (2004), coeficiente de arrasto é determinado através das seguintes relações:

$$C_D = 24 / Re_p \text{ para } Re_p < 0,5 \quad (4.17)$$

$$C_D = 18,5 Re_p^{-0,6} \text{ para } 0,5 < Re_p < 500 \quad (4.18)$$

e

$$C_D = 0,44 \text{ para } 500 < Re_p \quad (4.19)$$

Neste trabalho será assumido que uma força de arrasto equivalente estará agindo em uma partícula a uma altura $d/2$ a partir do fundo do tubo.

A Tabela. 4.3 mostra as principais forças que agem em uma partícula em repouso.

Tabela 4. 3—Principais forças que agem em uma partícula em repouso.

Forças	Equação	
Gravitacional	$F_g = mg = V_p \rho_p g$ $V_p \text{ é o volume da partícula}$	(4.20)
Empuxo	$F_b = V \rho g$ $V \text{ é o volume deslocado}$	(4.21)
Van der Waals	$F_a = \frac{A_H d_p}{12s^2}$	(4.22)
Sustentação	$\frac{F_s}{\rho v^2} = p \left(\frac{d u_*}{2 v} \right)^q$ Onde u_* é a velocidade de atrito, p e q são parâmetros de ajuste a serem determinados (ver tab. 4.1)	(4.23)

Tabela 4. 4–Continuação.

Arrasto	$F_d = nC_D A_p \frac{\rho U^2}{2}$ onde U_r é a velocidade relativa, n é o coeficiente de efeito da parede, C_D é o coeficiente de arrasto, A_p é a área projetada da partícula.	(4.24)
Atrito	$F_f = fF_n$ f é o coeficiente de atrito	(4.25)

4.3 - PERFIL DE VELOCIDADE

O perfil de velocidade apresenta grande influência no movimento inicial da partícula sólida. Para um fluxo turbulento o perfil de velocidade é comumente dividido em subcamada viscosa (subcamada laminar), zonas intermediária e logarítmica. SCHLICHTING (1979) definiu a sub-camada viscosa como:

$$\frac{u(y)}{u_*} = \frac{yu_*}{\nu} \text{ para } Re^* > 5 \quad (4.26)$$

ou como:

$$u(y) = \frac{yu_*^2}{\nu} = \frac{\tau_w}{\rho \nu} y \quad (4.27)$$

onde Re^* e u_* são o número de Reynolds e a velocidade de atrito (cisalhante), respectivamente.

A zona logarítmica é definida como:

$$\frac{u(y)}{u_*} = 2,5 \ln \left(\frac{yu_*}{\nu} \right) + 5,5 \text{ para } Re_* > 70 \quad (4.28)$$

De acordo com SCHLICHTING (1979) a sub-camada laminar é igual a:

$$\delta = 5 \frac{\nu}{u_*} \quad (4.29)$$

A zona intermediária é muito estreita, portanto, ela é comumente negligenciada e o perfil de velocidade é descrito apenas pelas zonas laminar e logarítmica.

Pode-se expressar um deslocamento y^+ e o diâmetro da partícula d_p^+ adimensionais (ZISKIND *et al.*, 1994), que são dados respectivamente por,

$$y^+ = \frac{yu_*}{\nu} \quad (4.30)$$

e,

$$d_p^+ = \frac{d_p u_*}{\nu} \quad (4.31)$$

Segundo SCHLICHTING (1979), é possível representar o perfil de velocidade de um fluxo turbulento em um duto através da equação empírica,

$$\frac{u}{U} = \left(\frac{y}{D_T/2} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (4.32)$$

onde U é a velocidade na linha de centro do duto. O expoente n varia com o número de Reynolds e cresce até $n = 7$ para o fluxo no duto turbulento e totalmente desenvolvido ($Re = 10^5$).

O valor da tensão cisalhante ocorre na parede e é dado por,

$$\tau_w = \frac{1}{8} \lambda U_m^2 \quad (4.33)$$

onde U_m é a velocidade média, λ é o coeficiente de atrito.

De acordo com a análise de BLASIUS (1911) (SCHLICHTING (1979)), a tensão cisalhante na parede é dada por,

$$\tau_w = 0,03955 \rho U_m^{-7/4} \nu^{1/4} D_T^{-1/4} \quad (4.34)$$

Substituindo a eq. (4.34) na eq. (4.12), tem-se,

$$u_* = (0,03955 U^{7/4} \nu^{1/4} D_T^{-1/4})^{0,5} \quad (4.35)$$

que é a equação de Blasius para uma superfície lisa.

A partir das equações (4.26) - (4.28) verifica-se que o perfil de velocidade sobre uma partícula menor que a sub-camada laminar é linear e sobre uma partícula maior que a sub-camada laminar é uma combinação dos dois perfis: o linear e o logarítmico. Baseado neste critério, faz-se a distinção entre partículas finas e grossas, ou seja, uma partícula fina ($d_p < \delta$) fica totalmente dentro da subcamada laminar δ , exposta a um perfil de velocidade linear, enquanto partículas grossas estão sujeitas à maiores velocidades e a um perfil de velocidade logarítmico (ver Figura 2.6).

Alguns modelos encontrados na literatura foram desenvolvidos apenas para partículas menores que a sub-camada laminar (HALOW, 1973 *apud* KALMAN e RABINOVICH, 2009; HAN e HUNT, 1995; IBRAHIM *et al.*, 2004) e outros para diferentes tamanhos de partículas (CABREJOS e KLINZING, 1992; STEVENSON *et al.*, 2002). Para partículas menores que a sub-camada laminar, o valor da velocidade é obtido através da substituição da eq. (4.35) na eq. (4.27), obtendo-se, portanto, a relação:

$$u(y) = 0,03955 \left(\frac{U^7}{\nu^3 D_T} \right)^{1/4} y \quad (4.36)$$

Para partículas grandes faz-se a substituição da eq. (4.35) na eq. (4.28). Simplificando-se o resultado, obtém-se:

$$u(y) = \frac{U^{7/8} \nu^{1/8}}{D_T^{1/8}} \left(0,2908 + 0,497 \ln \left(\frac{y U^{7/8}}{\nu^{7/8} D_T^{1/8}} \right) \right) \quad (4.37)$$

4.4- ESFERICIDADE DE UMA ESFERA CUJA CALOTA ESFÉRICA FOI REMOVIDA.

O modelo para o movimento inicial de uma partícula grande (totalmente imersa na sub-camada laminar) desenvolvido neste trabalho, considera a influência da esfericidade da partícula na velocidade de captura. KALMAN e RABINOVICH, (2009) demonstraram que a relação para o movimento inicial de uma partícula grande em uma tubulação horizontal (eqs. 2.59 e 2.60) é a mesma tanto para uma partícula esférica como para uma partícula não-esférica, sendo que apenas o coeficiente de atrito será diferente em cada caso.

Visando obter uma relação matemática para uma partícula onde sua forma seja levada em conta, faz-se uso de seguinte artifício.

Considera-se inicialmente uma esfera de raio R (Figura 4.4) onde h é a altura da calota esférica.

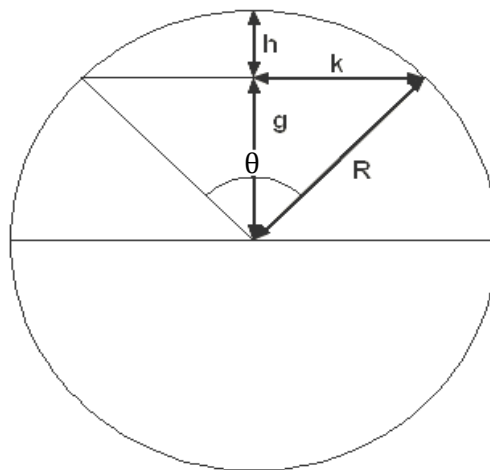


Figura 4. 4 –Grandezas geométricas em uma esfera utilizadas para a determinação da esfericidade em função do ângulo θ .

Retirando a calota da esfera (neste caso representada em 2-D na Figura 4.4) tem-se uma forma irregular, que pode ser modificada pela variação do ângulo θ (ver a Figura 4.5).

Manipulando-se algebricamente os elementos da Figura 4.4, obtém-se a esfericidade de uma esfera cuja calota foi removida em função do ângulo θ (Apêndice B). A equação obtida é dada por:

$$\psi = -\left(2^{2/3}\right) \frac{\left(2 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^{2/3} \left(\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) + 1\right)^{1/3}}{\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) - 3} \quad (4.38)$$

Como já era esperado, a esfericidade não depende do raio R, apenas do ângulo θ . A Figura 4.5 mostra um gráfico da esfericidade em função do ângulo θ .

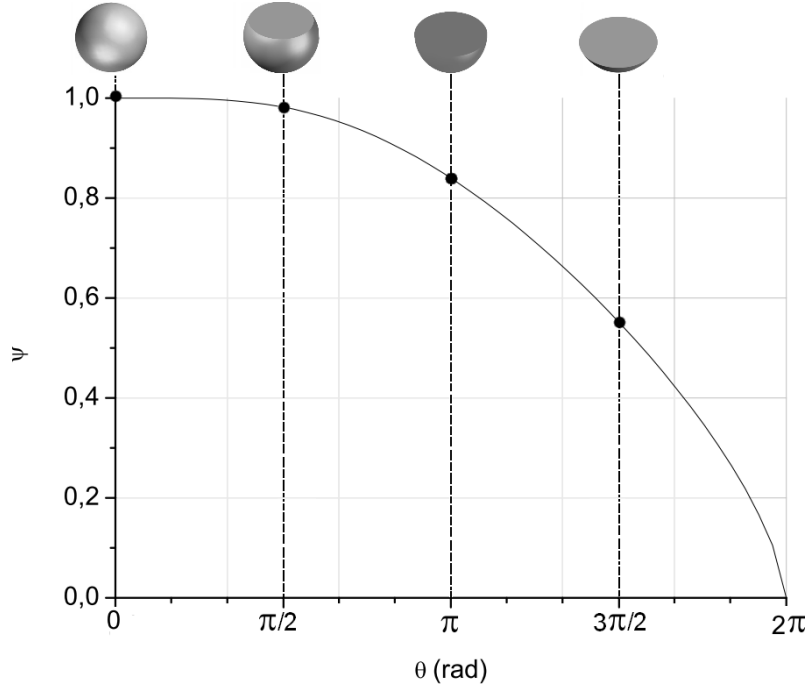


Figura 4.5—Esfericidade em função do ângulo θ (em radianos).

Verifica-se a partir da eq. (4.38) (e também da Figura 4.5) que quando,

$$\theta = 0 \quad \rightarrow \quad \psi = 1$$

$$\theta = \pi / 2 \quad \rightarrow \quad \psi = 0,98$$

$$\theta = \pi \quad \rightarrow \quad \psi = 0,84$$

$$\theta = 3 / 2 \pi \quad \rightarrow \quad \psi = 0,55$$

Resolvendo a referida eq. (4.38) para θ , resulta,

$$\theta = 2 \arccos \left(\frac{3 \left(a^{1/3} + 1 + i\sqrt{3} \right)}{a^{1/3}} + \frac{-a^{2/3} - 16 - 16i\sqrt{3} - 8a^{1/3} + i\sqrt{3}a^{2/3}}{a^{1/3}b} \right) \quad (4.39)$$

onde i é a unidade imaginária e,

$$a = -8 + 10\psi^3 - \psi^6 + 4\psi\sqrt{\psi(\psi^3 - 1)} + \psi^4\sqrt{\psi(\psi^3 - 1)} \quad (4.40)$$

e

$$b = 4 + \psi^3 \quad (4.41)$$

A seguir serão deduzidas as equações do balanço de forças de uma partícula grande e irregular visando determinar a velocidade de captura dessa partícula. Nessas deduções será inserido o tratamento matemático analítico, visando considerar a influencia da esfericidade da referida partícula em sua velocidade de captura.

4.5 - DETERMINAÇÃO DA VELOCIDADE DE CAPTURA DE PARTÍCULAS FINAS E GROSSAS.

CABREJOS e KLINZING (1992) e KALMAN e RABINOVICH (2009) mostraram que o movimento horizontal ocorre antes do movimento vertical. Por outro lado, para HAYDEN *et al.* (2003), a velocidade de captura é considerada como sendo a velocidade do fluido, na qual a partícula no fundo de uma tubulação horizontal inicia seu movimento na direção vertical. Esse tipo de análise é feita fazendo-se um gráfico das forças (e momento angular) e verificando quais tem maior intensidade, e, portanto, maior influência no movimento inicial, se as forças que agem na vertical ou na horizontal, ou ainda o momento angular.

Um aspecto que pode comprometer a eficiência desse procedimento é que algumas grandezas utilizadas podem ser desconhecidas (tais como a constante de Hamaker, o comprimento de separação, ou ainda o fator que relaciona a influência da parede). Isso implica em estimá-las. Surgem então as divergências quanto ao movimento inicial ser na vertical ou na horizontal.

A Figura 4.6 mostra o gráfico dos quocientes entre as forças que vão colocar a partícula em movimento (F_{x+} e F_{y+}) e as forças resistivas (F_{x-} e F_{y-}) nas direções x e y, e a razão entre o momento angular que produzirá o rolamento e o momento angular resistivo como função da velocidade superficial do gás para partículas de areia.

Verifica-se que as forças na direção horizontal dominaram o processo (uma vez que a razão entre as forças que vão colocar a partícula em movimento e as forças

resistivas igual a unidade ocorre a uma menor velocidade superficial do gás (6 m/s)). Pode-se concluir que para esse caso específico o movimento inicial ocorre na direção horizontal.

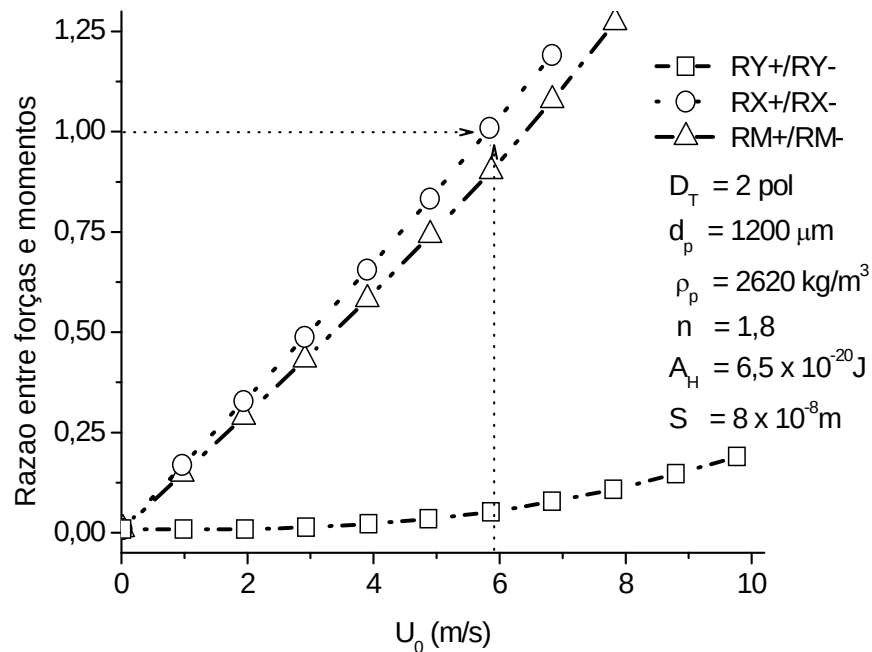


Figura 4. 6–Taxas entre forças ou momentos como função da velocidade superficial do ar para partículas grossas.

A Figura 4.7 mostra as forças que agem em uma partícula em repouso. Nesta simulação adotou-se a velocidade média do gás igual a 6m/s. Variou-se o tamanho da partícula entre 600 e 4000 μm . É significativa a influência da força peso (o que é óbvio, uma vez que as partículas são grossas e os efeitos inerciais são significativos). Em seguida, na ordem de relevância, aparecem o arrasto e a sustentação.

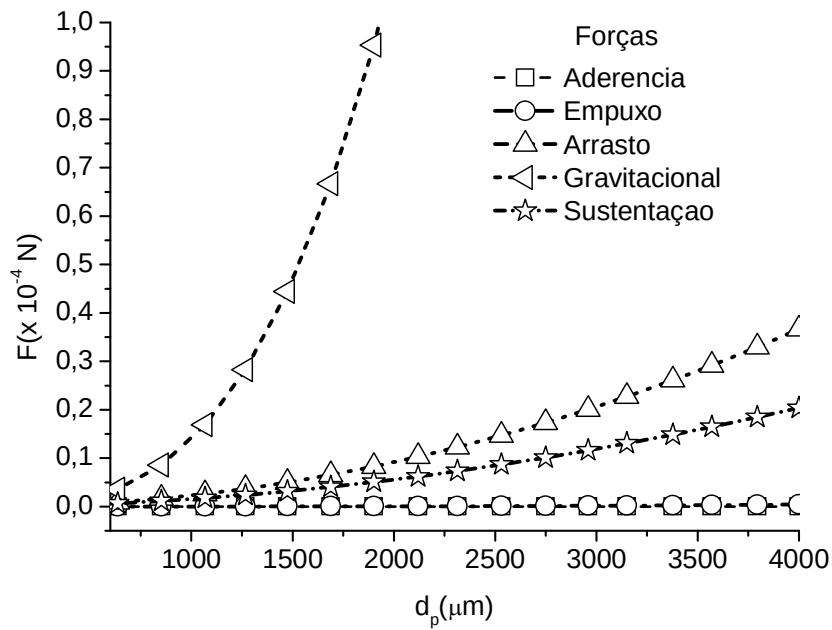


Figura 4. 7–Principais forças agindo em partículas grossas. Faixa de diâmetro da partícula: 600-4000 μm

A Figura 4.8 mostra o mesmo procedimento feito figura 4.6, porém para partículas de areia finas. Neste caso, o movimento inicial das partículas ocorre por rolamento ($U_0 = 1,25 \text{ m/s}$).

Na Figura 4.9 adotou-se o mesmo procedimento da Figura 4.7. Os dados são os mesmos usados na figura 4.8. Entretanto a velocidade média do gás adotada foi de 6 m/s. A faixa de diâmetro médio de partícula foi entre 10 e 600 μm . Verifica-se a relevância da força de aderência, uma vez que a escolha dos valores para a constante de Hamaker e o comprimento de separação foi feita de modo a produzir a maior força de aderência possível. Assim, pode-se analisar os valores mínimo (figura 4.7) e máximo (figura 4.9) para a aderência na configuração escolhida. O mais provável é que o valor real esteja compreendido entre o máximo e o mínimo.

Deste modo, com base nas análises feitas, o movimento inicial de ambas as partículas (fina e grossa) será considerado na direção horizontal. Entretanto, para a partícula fina a análise será através do balanço de momento angular, conforme foi verificado na simulação apresentada na figura 4.8.

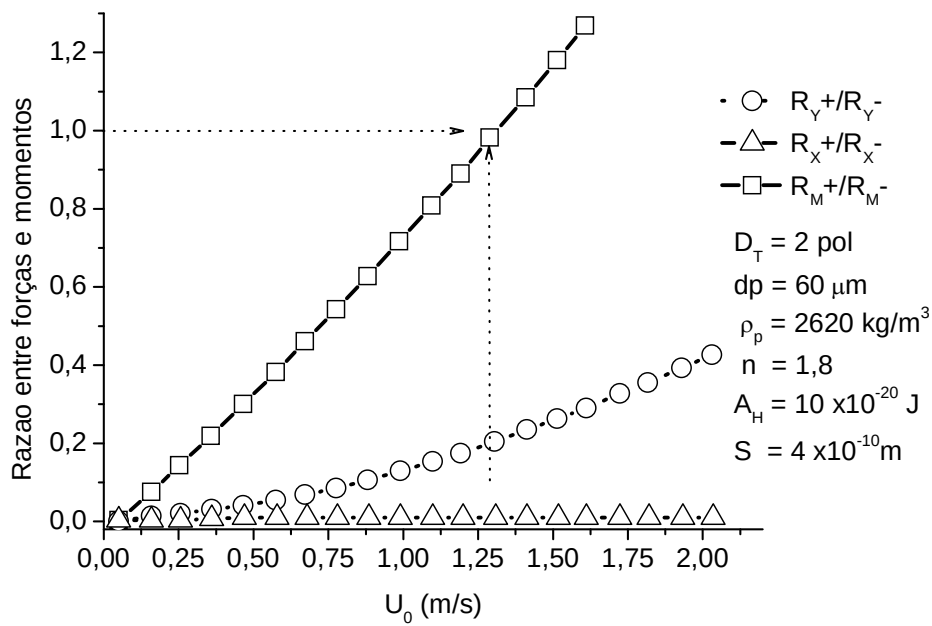


Figura 4. 8 – Taxas entre forças ou momentos como função da velocidade superficial do ar para partículas finas.

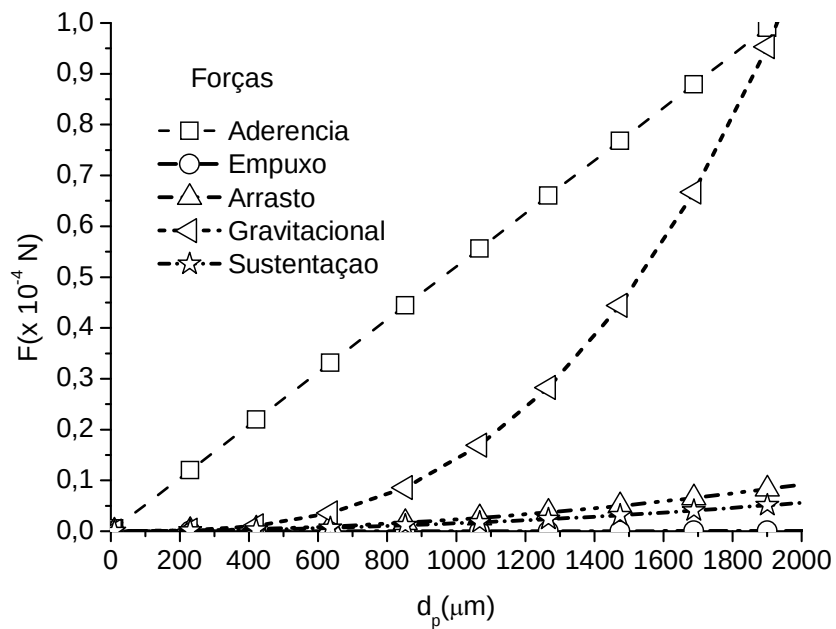


Figura 4. 9 – Principais forças agindo em partículas finas e grossas. Faixa de diâmetro da partícula: 10-2000 μm

4.5.1-Partículas Grossas

Considerando um fluxo de ar passando através de uma partícula de forma irregular em repouso no fundo de um tubo horizontal (Figura 4.1b), totalmente imersa na subcamada laminar, e aplicando-se um balanço de forças nesta partícula (condição de equilíbrio), na direção horizontal, tem-se que:

$$F_d - F_f = 0 \quad (4.42)$$

Aplicando-se o balanço de forças nesta partícula na direção vertical, obtém-se:

$$F_n + F_s + F_e - F_g - F_a = 0 \quad (4.43)$$

Fazendo as devidas manipulações resulta (ver Apêndice C),

$$\begin{aligned} & \frac{6,2287 \cdot 10^{-3} n C_D d_p^2 \rho_f U_C^{7/4} v^{1/4} A}{B^{2/3} C^{4/3} D_T^{1/4}} \left(2,5 \ln \left(\frac{0,09943 d_p U_C^{7/8}}{v^{7/8} D_T^{1/8}} \right) + 5,5 \right)^2 + \\ & + f \left(\frac{0,101 d_p^{2,31} U_C^{2,02} \rho_f}{v^{0,021} D_T^{0,289}} - \frac{1}{6} \rho_p \pi d_p^3 g \right) = 0 \end{aligned} \quad (4.44)$$

onde,

$$\begin{aligned} A &= 2\pi - \theta + \sin \theta \\ B &= 2 - \cos \left(\frac{\theta}{2} \right) \\ C &= 1 + \cos \left(\frac{\theta}{2} \right) \end{aligned} \quad (4.45)$$

No tópico que trata da análise de resultados (item 4.6) será apresentada a faixa de validade das equações desenvolvidas aqui.

4.5.2 - Partículas Finas (esféricas e não esféricas)

HAYDEN *et al* (2003) desenvolveram um modelo para o movimento inicial de pequenas partículas esféricas e não-esféricas em dutos horizontais considerando-se que o movimento incipiente ocorre devido a forças agindo na direção vertical. Por outro

lado, CABREJOS e KLINZING (1992, 1994) desenvolveram o seu modelo para o movimento inicial de uma partícula pequena em tubulação horizontal, considerando que ele ocorre inicialmente devido a forças horizontais.

KALMAN e RABINOVICH (2009) desenvolveram um modelo considerando o movimento incipiente de uma pequena partícula esférica ocorrendo por rolamento (balanço de momento angular).

Neste trabalho, considerou-se as seguintes hipóteses:

- O movimento inicial das partículas ocorre por arrasto;
- O movimento inicial das partículas ocorre na direção vertical;
- O movimento inicial das partículas ocorre por rolamento.

O resultado das análises feitas demonstrou que para pequenas partículas não-esféricas, o movimento incipiente ocorre por rolamento (figura 4.8).

Baseado no fato de que o mecanismo do movimento inicial de partículas finas é por rolamento, o balanço de momento angular é desenvolvido considerando-se a rotação do sistema de forças em torno do ponto A (figura 4.10). Assim, pode-se escrever:

$$\sum M_A = 0 \quad (4.46)$$

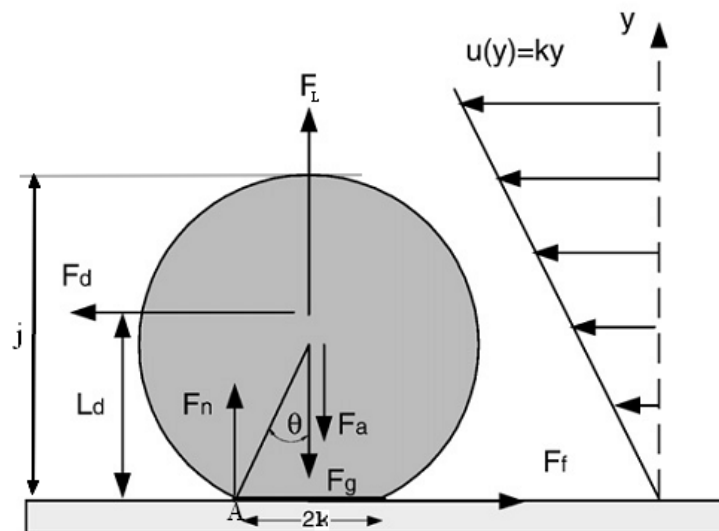


Figura 4.10 –Várias forças agindo em uma única partícula menor do que a sub-camada viscosa.

Fazendo os devidos arranjos matemáticos (Apêndice B.), resulta:

$$\frac{8,6221 \cdot 10^{-5} d_p^5 n C_D \rho U^{7/2} A}{B^{5/3} C^{1/3} v^{3/2} \sqrt{D_T}} + \frac{1}{B^{1/3} C^{2/3}} \left(\frac{0,6028 d_p^{287} v^{291} U^{1309} \rho D}{D_T^{187}} - 0,13229 d_p \pi g d_p^3 (\rho_p - \rho) D - \frac{0,06614 d_p^2 D A_H}{s^2} \right) = 0 \quad (4.47)$$

onde,

$$D = \sin(\theta / 2) \quad (4.48)$$

O coeficiente n, que considera a influência da parede foi ajustado com o uso das relações obtidas nesta pesquisa e com dados experimentais de partículas de vidro e areia (com massas específicas de 2480 e 2636 kg/m³, respectivamente) com diâmetro médio de partículas variando entre 0,022 e 3,86 milímetros e diâmetros de tubulação variando de 26 a 152 mm (Figura4.11).

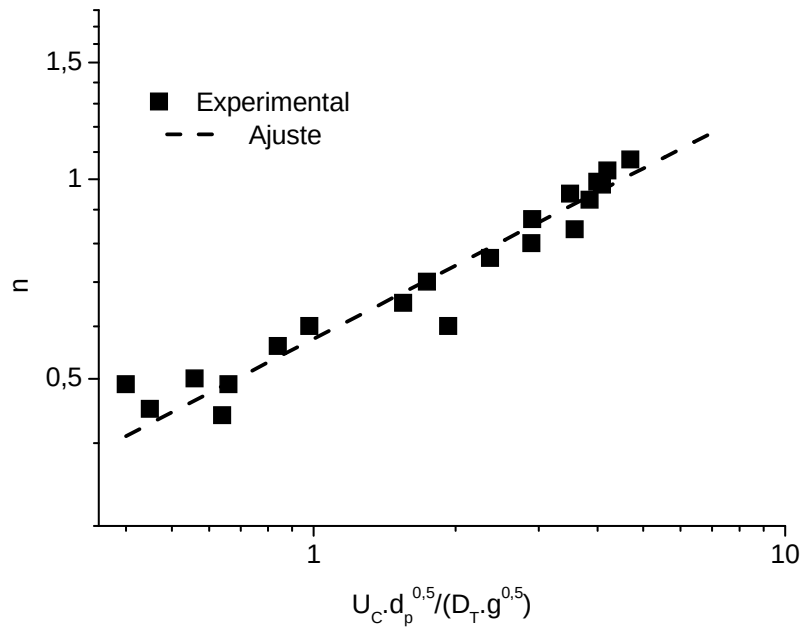


Figura4.41—n em função do número adimensional $U_C \cdot d_p^{0,5} / (g^{0,5} \cdot D_T)$.

O ajuste foi feito com relação ao número adimensional $U_C.d_p^{0,5} / (g^{0,5}.D_T)$ e obteve-se a seguinte relação:

$$n = 0,5745 \left(\frac{U_C}{D_T} \sqrt{\frac{d_p}{g}} \right)^{0,3683} \quad (4.49)$$

O ajuste R^2 obtido foi de 0,9434.

No próximo item serão analisados os resultados obtidos com o uso das equações (4.44) e (4.47) e sua concordância com os dados experimentais da literatura.

4.6 - ANÁLISE DOS RESULTADOS OBTIDOS.

A fim de avaliar a precisão das relações desenvolvidas neste trabalho, foram comparados os resultados obtidos pela utilização das eqs. (4.44-4.47) com os dados experimentais obtidos na literatura e por medições de velocidades de captura feitas nesta tese.

A Figura 4.12 mostra a velocidade de captura de partículas sólidas em função do diâmetro médio de partículas esféricas e não esféricas em todas as faixas de tamanhos de partículas compreendidos entre 200 e 4000 μm . O diâmetro da tubulação adotado é de 52,4 mm. Os resultados mostram uma boa concordância das equações obtidas neste trabalho com dados experimentais dos pesquisadores CABREJOS *et al.* (1992;1994) e KALMAN *et al.* (2005).

Verificou-se que os resultados obtidos pelo uso da equação desenvolvida neste trabalho (eq. 4.44) apresentam uma boa concordância com dados experimentais para uma ampla faixa de diâmetro médio de partículas (200-4000 μm). No entanto, verifica-se que para partículas com os menores diâmetros na referida faixa (aproximadamente no intervalo 20-450 μm) alguns dados experimentais apresentam uma concordância regular com os nossos resultados numéricos para a velocidade de captura. Por outro lado, pode-se verificar que os dados experimentais apresentam também uma grande discrepância entre eles (o que certamente está relacionado com as metodologias de medição e

propriedades diferentes dos materiais usados). Um aspecto bastante favorável ao trabalho aqui desenvolvido é a extensa faixa de massas específicas de partículas, (1000 e 6000 kg/m³) bem como a extensa faixa de diâmetros médios de partículas que as relações desenvolvidas neste trabalho conseguem abranger, e de um modo geral, proporcionando resultados com boa concordância com dados experimentais.

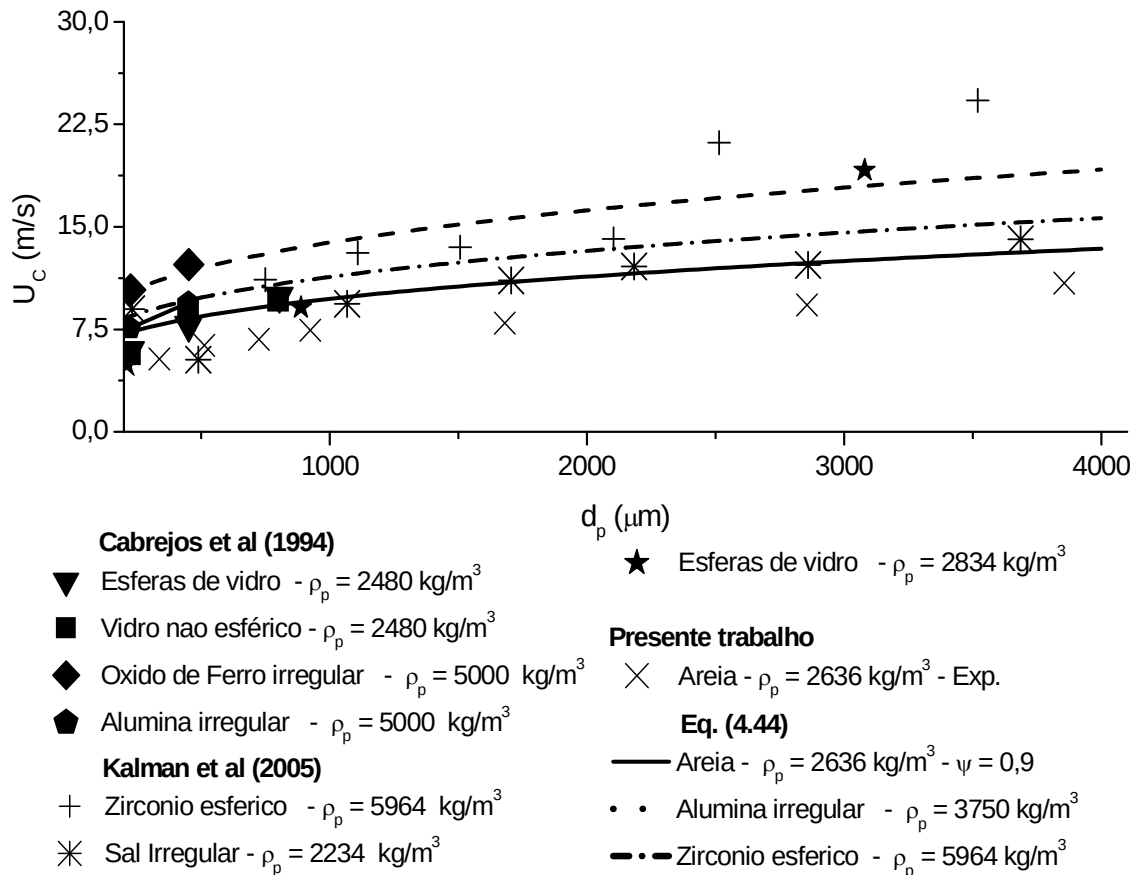


Figura 4.52—Velocidade de captura em função do diâmetro médio das partículas. Faixa de tamanho: 200-4000 μm

A Figura 4.13 mostra a velocidade de captura de partículas sólidas, em função do diâmetro médio de partículas esféricas e não-esféricas, em toda a faixa de tamanhos de partículas de 30 a 450 μm . Verifica-se que os resultados obtidos através da utilização de relações desenvolvidas neste trabalho (eqs. 4.44 e 4.47) estão em boa concordância com dados experimentais da literatura. Observa-se que existem diferenças significativas entre as velocidades de captura para dados experimentais de mesmos materiais (no caso,

partículas de areia e vidro). Uma explicação para essa discrepância são as metodologias de medição e bancadas experimentais diferentes usados pelos pesquisadores.

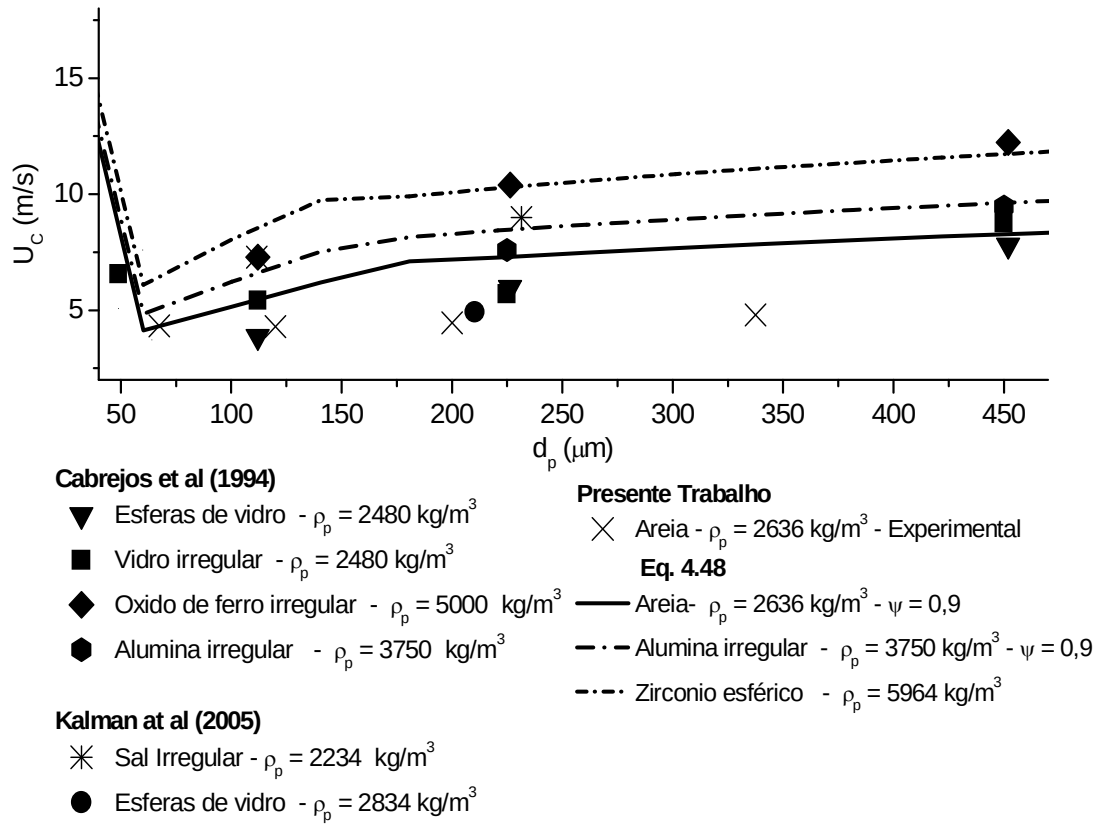


Figura 4.13—Velocidade de captura em função do diâmetro médio de partículas. Faixa de tamanho: 20-450 μm

Um aspecto muito interessante da relação desenvolvida neste trabalho, é que a influência da esfericidade na velocidade de captura foi inserida no modelo matemático de forma analítica e não a partir do correlacionamento de dados experimentais (como é feito nas correlações encontradas na literatura para a determinação da velocidade de captura, e que levam em conta a influência da esfericidade). Todas as deduções matemáticas relacionadas com a esfericidade foram feitas de forma analítica.

A Figura 4.14 mostra o gráfico da velocidade de captura de sal irregular ($\rho_p = 2234 \text{ kg/m}^3$) obtido com o uso da relação desenvolvida neste trabalho e também nas correlações de CABREJOS *et al.* (1994) e KALMAN *et al.* (2005)) comparadas com dados experimentais de sal irregular ($\rho_p = 2234 \text{ kg/m}^3$) e partículas de vidro ($\rho_p = 2480$

kg/m^3) em função do diâmetro médio das partículas,. Pode-se observar o aumento da velocidade de captura com o diâmetro médio das partículas, fato que corrobora todas as análises feitas na velocidade de captura em função do diâmetro médio das partículas nos últimos anos (CABREJOS *et al.*, 1992, 1994, HAYDEN *et al.*, 2003; KALMAN *et al.*, 2005, 2009, entre outros). Como já foi observado, a correlação de CABREJOS *et al.*, (1994) superestima bastante os resultados, particularmente para os valores da velocidade de captura correspondente a diâmetros médios de partículas acima de 1500 μm . Destaca-se que para diâmetros médios de partículas compreendidos entre 0 e 20 μm os valores obtidos pelas equações desenvolvidas neste trabalho superestimam os dados experimentais. Para diâmetros médios de partículas acima de 20 μm a concordância com os dados experimentais é muito boa.

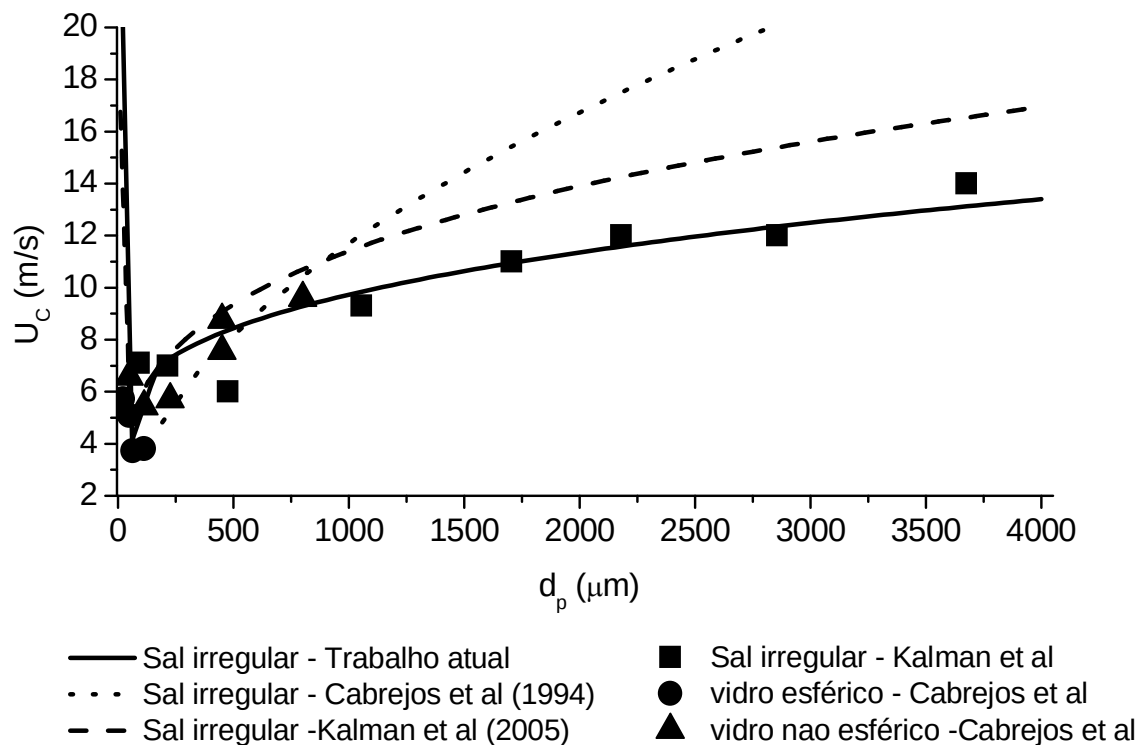


Figura 4.64–Velocidade de captura em função do diâmetro médio das partículas. Comparação com correlações de CABREJOS *et al.* (1994) e KALMAN *et al.* (2005).

A Figura 4.15 mostra o gráfico da velocidade de captura em função da esfericidade da partícula para partícula fina ($d_p = 20 \mu\text{m}$) e grossa ($d_p = 750 \mu\text{m}$). Pode ser visto que a velocidade de captura da partícula aumenta como função inversa da

esfericidade, uma vez que à medida que se diminui a esfericidade da partícula, sua área de contato com a superfície (fundo da tubulação) aumenta e, portanto há a necessidade também de se aumentar a velocidade de captura uma vez que as forças de coesão se tornam mais intensas. No caso de uma esfera o contato com a superfície é apenas em um ponto, assim a coesão é menor, e conseqüentemente a velocidade de captura. Este resultado corrobora CABREJOS *et al.*, (1994), HAYDEN *et al.* (2003), KALMAN *et al.* (2005), (2009), entre outros.

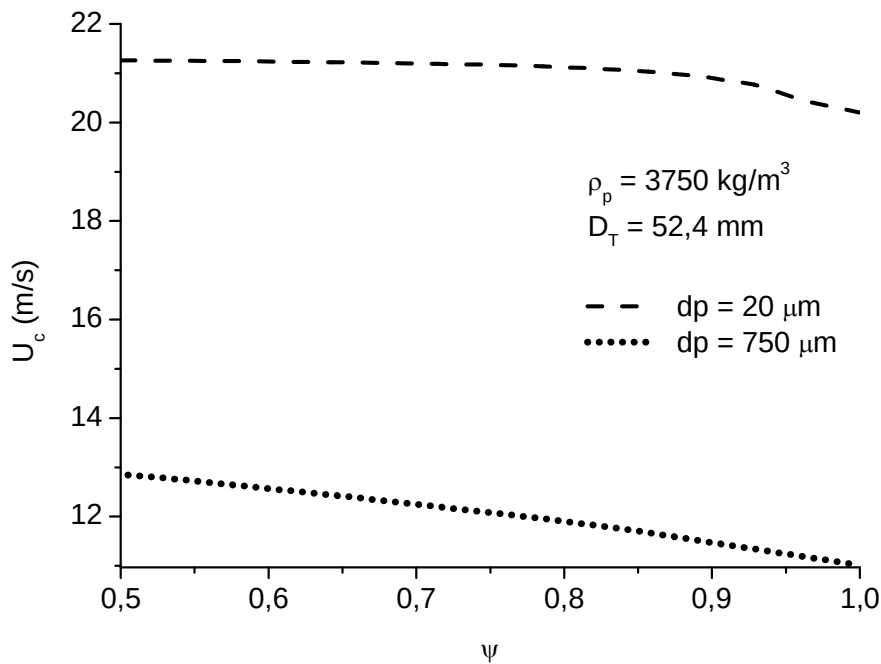


Figura 4.75–Velocidade de captura em função da esfericidade da partícula(fina e grossa).

A Figura 4.16 mostra o gráfico da velocidade de captura em função do diametro das partículas. O gráfico mostra velocidades de captura calculadas com o uso das relações obtidas neste trabalho (eqs. 4.44 e 4.47) para partículas de vidro esféricas e irregulares ($\rho_p = 2480 \text{ kg/m}^3$) de esfericidades 1 e 0,85, respectivamente. Os resultados são comparados com dados experimentais de CABREJOS *et al.*, 1994. Verifica-se que as partículas não esféricas apresentam maiores velocidades de captura. O modelo desenvolvido apresenta uma boa concordância com os resultados experimentais.

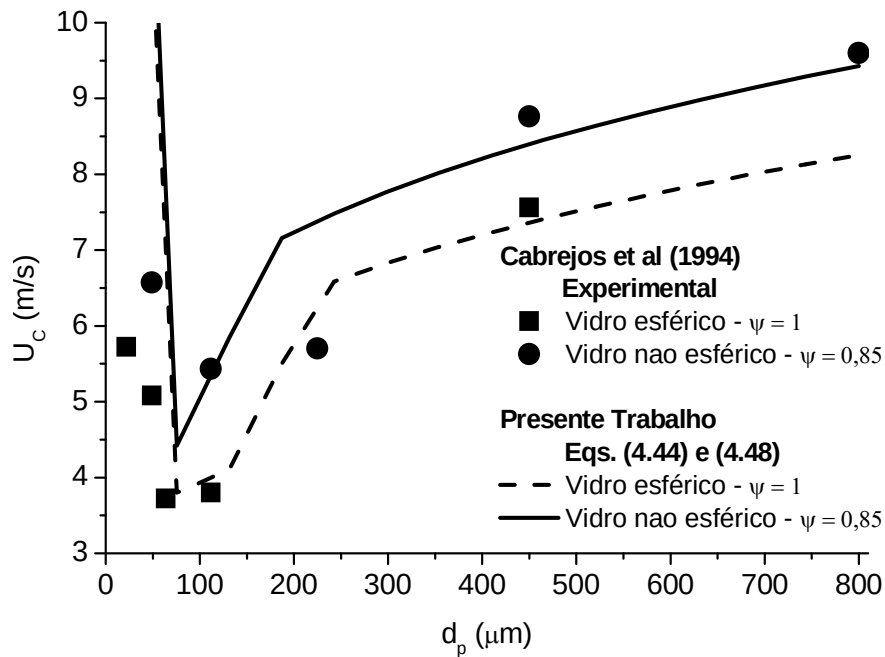


Figura 4.16–Velocidade de captura em função do diâmetro médio de partículas. Partículas de vidro.

A Figura 4.17 mostra o gráfico da velocidade de captura em função dos diâmetros de partículas para diâmetros de tubulação de 50,75 e 100 mm. Há uma razoável concordância dos resultados numéricos com os resultados experimentais. É importante destacar que os melhores resultados de velocidades de captura são aqueles de grãos de areia em tubulações com diâmetro de 75 mm. A concordância dos dados experimentais com os valores numéricos obtidos com as relações desenvolvidas neste trabalho é muito boa. Por outro lado, os valores numéricos para as partículas em dutos com diâmetro de tubulação acima de 75 mm estão subestimados e para diâmetros inferiores a 75 mm, a velocidade de captura encontra-se aproximadamente na média dos valores.

A Figura 4.18 mostra o gráfico da velocidade de captura de pequenas partículas esféricas e não esféricas em função do diâmetro das partículas para diâmetros de tubulação de 25, 50 e 75 mm.

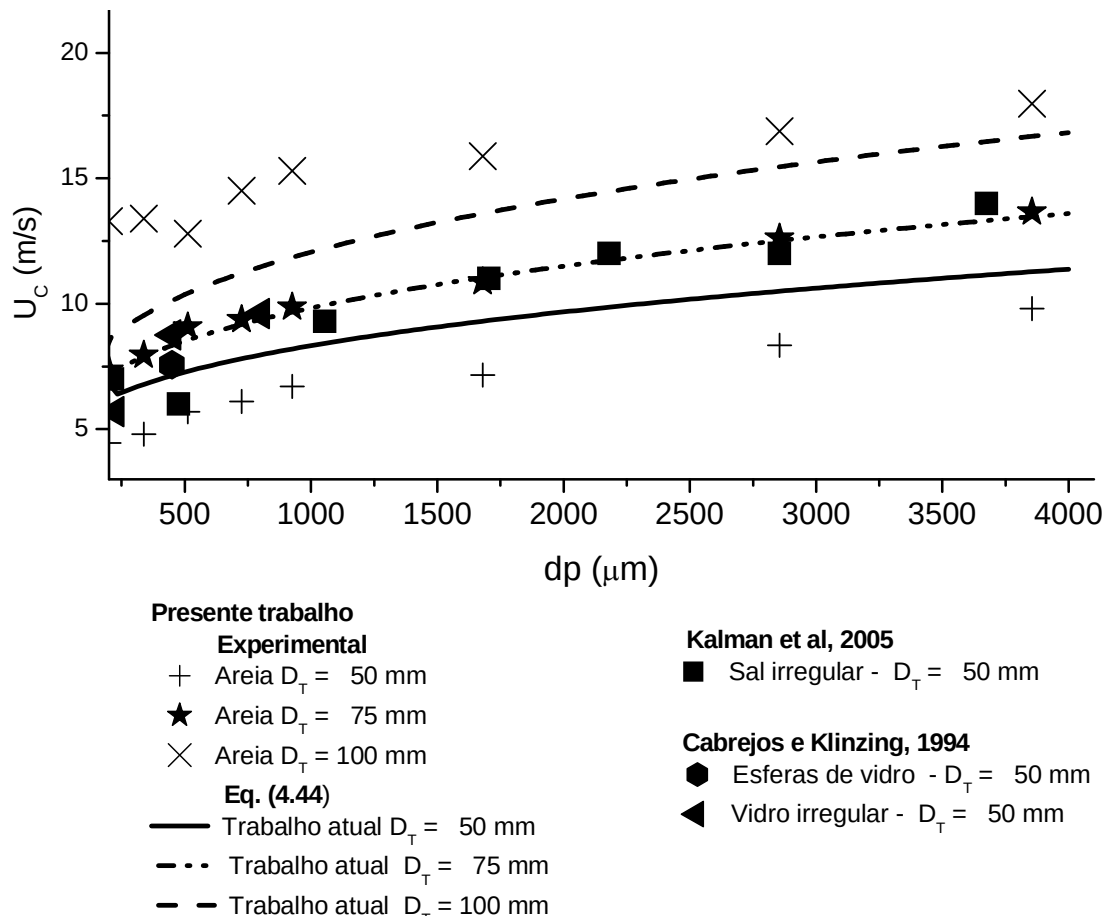


Figura 4.87–Velocidade de captura em função do diâmetro das partículas para diâmetros de tubulação de 50, 75 e 100 mm.

Verifica-se que o modelo desenvolvido neste trabalho, descreve bem a velocidade de captura de partículas finas, esféricas e não esféricas. Por outro lado, nota-se que na faixa de tamanhos variando entre, 0 e 40 μm há divergências significativas entre os valores previstos pelo modelo, e os dados experimentais, o que já era esperado, uma vez que esta região apresenta valores de velocidades de captura de partículas esféricas e não esféricas, muito aleatórios, devido aos efeitos de compressão (forças tipo London-Van der Waals).

Ainda assim, nota-se, que o modelo consegue prever, de modo geral com bons resultados para a velocidade de captura, uma vez que apresenta boa concordância com os resultados experimentais.

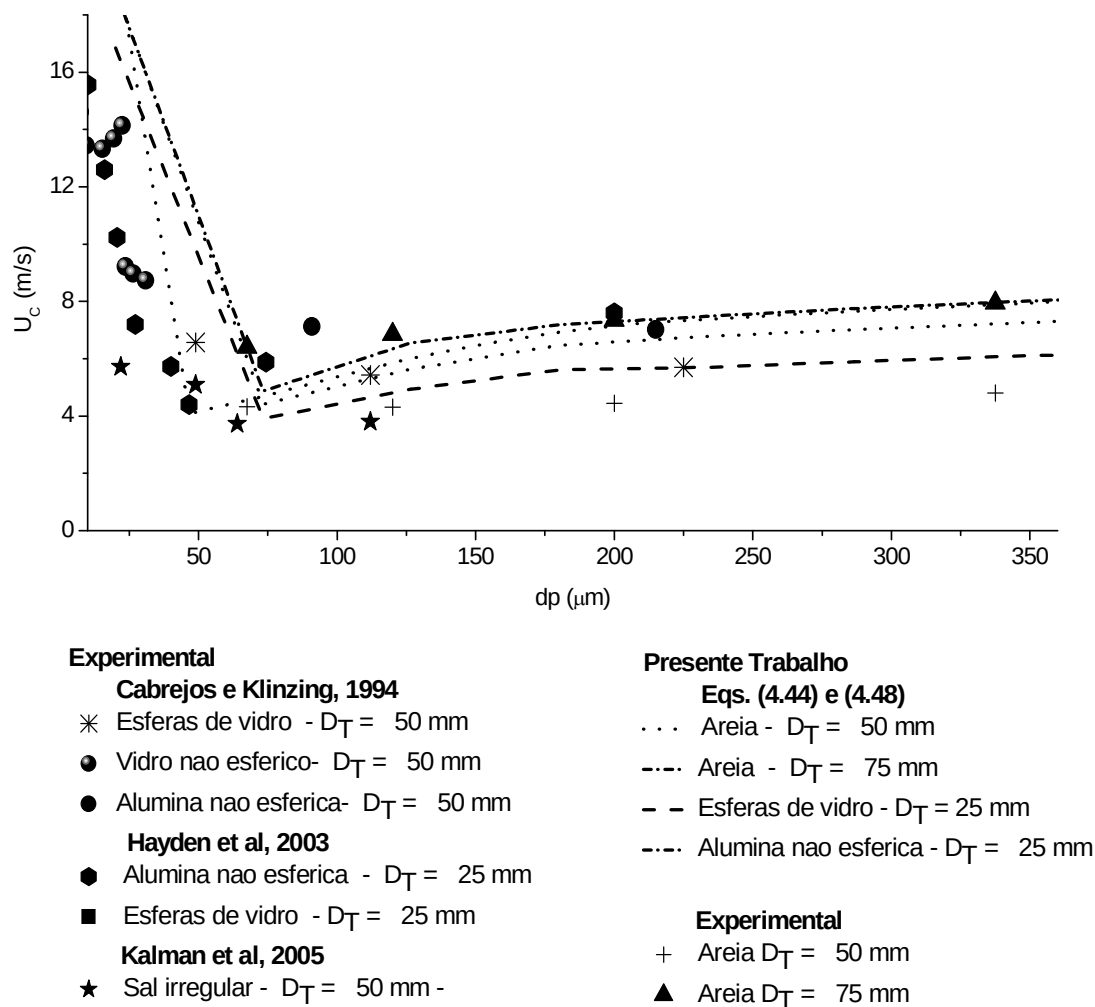


Figura 4.98–Velocidade de captura em função do diâmetro das partículas para diâmetros de tubulação de 50, 75 e 100 mm.

A Figura 4.19 mostra um gráfico de velocidade de captura em função do diâmetro da tubulação para esferas de vidro ($d_p = 0,45$ mm), alumina ($d_p = 0,45$ mm) e poliéster irregular ($d_p = 3$ mm). A relação desenvolvida para a determinação da velocidade de captura em função do diâmetro da tubulação de partículas em repouso, no fundo de uma tubulação apresenta bons resultados quando comparados aos dados experimentais. Nota-se também, que os valores obtidos numericamente apresentam uma tendência a subestimar os dados experimentais quando o diâmetro da tubulação vai a 150 mm.

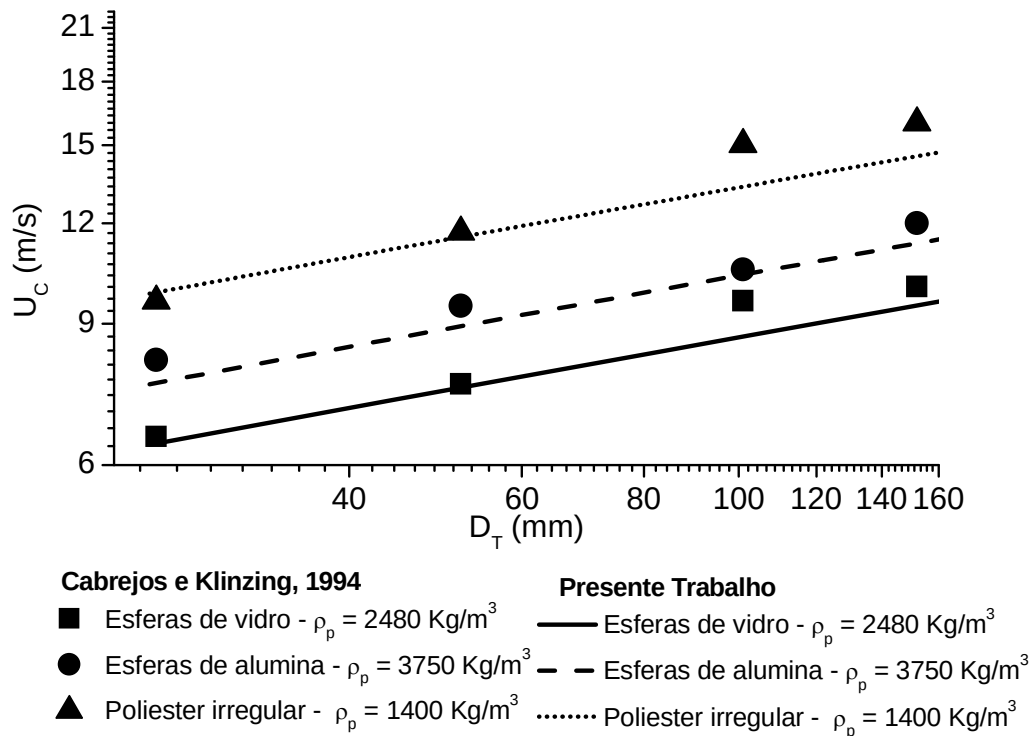


Figura 4.19—Velocidade de captura em função do diâmetro da tubulação.

No presente trabalho, foram apresentadas duas novas equações para a predição da velocidade de captura de partículas em repouso, no fundo de tubulações horizontais em sistemas de transporte pneumático e testadas com sucesso. A velocidade de captura de partículas sólidas é de difícil previsão, pois é influenciada por muitas variáveis. Entre estas, destaca-se as características do próprio material, tais como massa específica das partículas, tamanho e forma, coeficiente de atrito de deslizamento e a interação de partículas com outras partículas. Ainda assim o modelo desenvolvido apresentou resultados muito bons.

As relações desenvolvidas neste trabalho apresentam bons resultados para diâmetros de partículas variando de 20 a 4000 μm , massas específicas de partículas variando de 1000 a 6000 kg/m^3 e diâmetros de tubulação variando de 25 a 150 mm. Os resultados deste trabalho estão em boa concordância com medidas experimentais realizadas por CABREJOS e KLINZING (1992), HAYDEN *et al.* (2003), KALMAN *et al* (2005), e KALMAN e RABINOVICH (2009).

Um aspecto de grande relevância é o fato de que as relações desenvolvidas neste trabalho foram obtidas, analiticamente em sua abordagem em influência da esfericidade de partículas finas e grossas, esféricas e não esféricas na velocidade de captura e apresentam uma boa concordância com os dados experimentais. Esta é uma grande contribuição do presente trabalho, uma vez que outros trabalhos apenas correlacionam a esfericidade da partícula com base em dados empíricos, com grandes limitações.

As equações aqui desenvolvidas apresentam uma generalização da esfericidade das partículas, assim podem ser usadas para determinar a velocidade de captura de partículas de qualquer forma.

Considerando a grande faixa de tamanhos, massas específicas e a precisão dos valores numéricos calculados com estas equações, indicam-se as mesmas para a predição da velocidade de captura.

CAPÍTULO 5

MODELAGEM HIDRODINÂMICA GÁS SÓLIDO

5.1 - INTRODUÇÃO

O projeto de um sistema de transporte pneumático envolve o conhecimento de parâmetros tais como: a velocidade mínima de transporte e o gradiente de pressão ao longo da linha de transporte. Com relação ao segundo parâmetro, várias investigações descritas na literatura têm sido conduzidas e o modelo que atualmente é recomendado para prever a queda de pressão em um sistema de transporte pneumático em fase diluída considera que a queda de pressão seja avaliada somando-se as contribuições das componentes devido à aceleração da fase sólida, o efeito da gravidade e a fricção gerada pela interação gás-parede e partícula-parede. Ainda dentro deste contexto, DZIDO *et al.* (2002) consideraram que o conhecimento dos chamados parâmetros de primeira e segunda ordem, a saber, a queda de pressão, a porosidade e a distribuição de velocidade ao longo da linha de transporte de partículas sólidas, são pré-requisitos para projetos de um sistemas de transporte pneumático bem sucedidos. Um aspecto importante que às vezes é negligenciado é a zona de aceleração das partículas. Isto certamente pode levar a erros significativos, especialmente no caso de transporte em instalações de curto comprimento e em seções específicas dessas instalações, como por exemplo, as curvas e as derivações. Na zona de aceleração, as partículas aumentam a sua velocidade a partir de um valor inicial (igual a zero ou ligeiramente superior), para um valor finito, que é determinado a partir do balanço das forças que atuam nas partículas sólidas.

Neste capítulo, serão apresentados dois códigos computacionais cujo objetivo (entre outros) foi a determinação da queda de pressão em sistemas de transporte pneumático em fase diluída. O primeiro código denominado Vellar foi obtido através de equações analíticas e correlações e sua modelagem considera o escoamento completamente desenvolvido. Já o segundo código, que é obtido através da solução de um sistema de equações diferenciais, apresenta em sua modelagem os termos

relacionados à queda de pressão devido à aceleração do fluido e das partículas sólidas. As contribuições deste trabalho neste capítulo são:

- A análise das diferenças existentes entre as quedas de pressão em função de parâmetros como diâmetro das partículas e da tubulação, zona de aceleração e carregamento de sólidos obtidas utilizando os dois códigos computacionais. A partir desta análise foi possível verificar vantagens e limitações existentes em cada uma das modelagens;
- Estudar a resposta da modelagem hidrodinâmica para a direção horizontal (em quais condições poderá ser aplicado, uma vez que é unidimensional).

5.2- CÓDIGO COMPUTACIONAL VELLAR

O código Vellar foi desenvolvido originalmente por MESQUITA E ALVES em 1995. Neste modelo analítico, a perda de carga é avaliada usando como hipótese básica o valor de uma pressão média entre as zonas iniciais e finais de transporte para o cálculo da densidade do gás. A queda de pressão total é dada levando em consideração as contribuições devido ao peso do sólido e do gás e as contribuições devido ao atrito do gás e do sólido com a parede da tubulação. As equações são dadas a seguir.

$$\Delta P_T = (\Delta P_E + \Delta P_F)_s + (\Delta P_E + \Delta P_F)_g \quad (5.1)$$

onde:

ΔP_T a perda de carga total, ΔP_E e ΔP_F as perdas devido ao peso e ao atrito para o gás e para o sólido.

As perdas devido ao peso e ao atrito para o gás e para o sólido são dadas por

$$\Delta P_{Es} = g \rho_s \varepsilon_s L \quad (5.2)$$

$$\Delta P_{Eg} = g \rho_g \varepsilon_g L \quad (5.3)$$

As contribuições dadas pelas equações (5.2) e (5.3) devem considerar a orientação da tubulação, ou seja, se ela está na horizontal, na vertical ou inclinada. As contribuições devido ao atrito do gás e das partículas sólidas com a parede da tubulação são dadas, de acordo com a lei de Darcy, por.

$$\Delta P_{Fs} = \frac{2f_s \rho_s U_p^2 L}{D} \quad (5.4)$$

$$\Delta P_{Fg} = \frac{2f_g \rho_g U_g^2 L}{D} \quad (5.5)$$

Sendo f_s e f_g os coeficientes de atrito para o sólido e para o gás respectivamente.

O coeficiente de atrito para o gás é calculado pela equação de Colebrook (eq. 5.6) e para o sólido é dado pelas correlações de YANG (1978) para tubulações na direção horizontal (eq. 5.7) e YANG (1976) para tubulações na direção vertical (eq. 5.8).

$$\frac{1}{\sqrt{f_g}} = 1,74 \cdot 2 \cdot \log \left(2 \cdot (\varepsilon/D) + \frac{18,7}{\text{Re} \cdot \sqrt{f_g}} \right) \quad (5.6)$$

$$f_s = 0,02925 \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} \left[\frac{(1-\varepsilon)v_g}{\sqrt{gD}} \right]^{-1,15} \quad (\text{horizontal}) \quad (5.7)$$

$$f_p = 0,00315 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \left[\frac{(1-\varepsilon) \cdot U_t}{(U_f/\varepsilon) - U_p} \right]^{-0,979} \quad (\text{vertical}) \quad (5.8)$$

A Figura 5.1 mostra as perdas de carga por unidade de comprimento devido ao peso e ao atrito para o gás e para o sólido para partículas de vidro ($\rho_p = 2620 \text{ kg/m}^3$) em função da velocidade superficial do gás. É mostrada também a perda de carga total. A simulação foi feita considerando um diâmetro de tubulação de 3 polegadas e vazão mássica dos sólidos de 100 kg/s. O diâmetro de partículas utilizado foi de 1200 μm . Verifica-se que a perda de carga devido o atrito das partículas sólidas é a mais significativa.

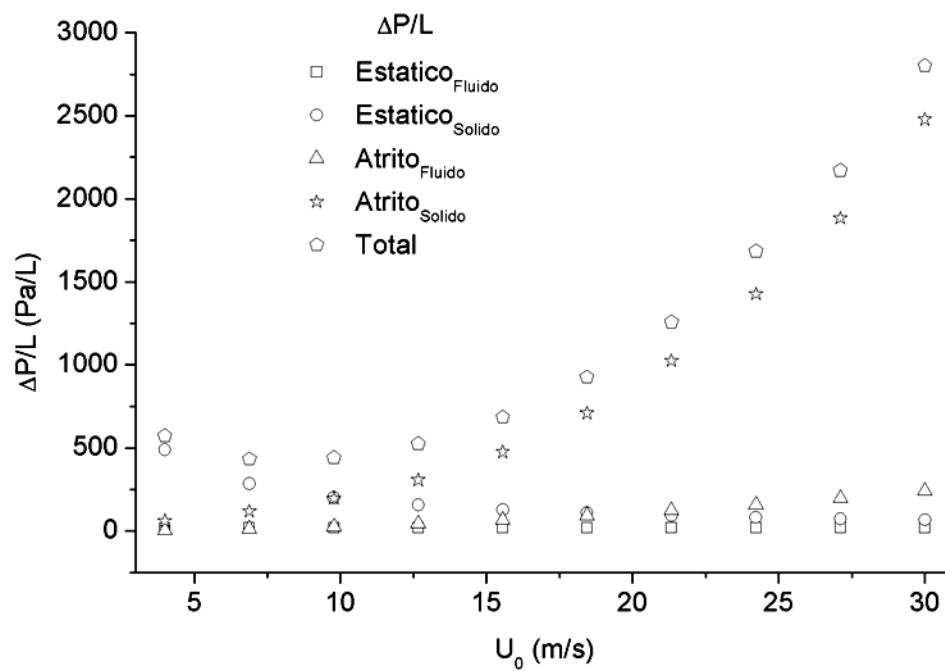


Figura 5.1—Queda de pressão em função da velocidade superficial do gás.

A seguir será apresentado um algoritmo do código Vellar onde os principais passos e tarefas executadas pelo referido código computacional serão comentados.

5.2.1-Algoritmo do Código Computacional Vellar

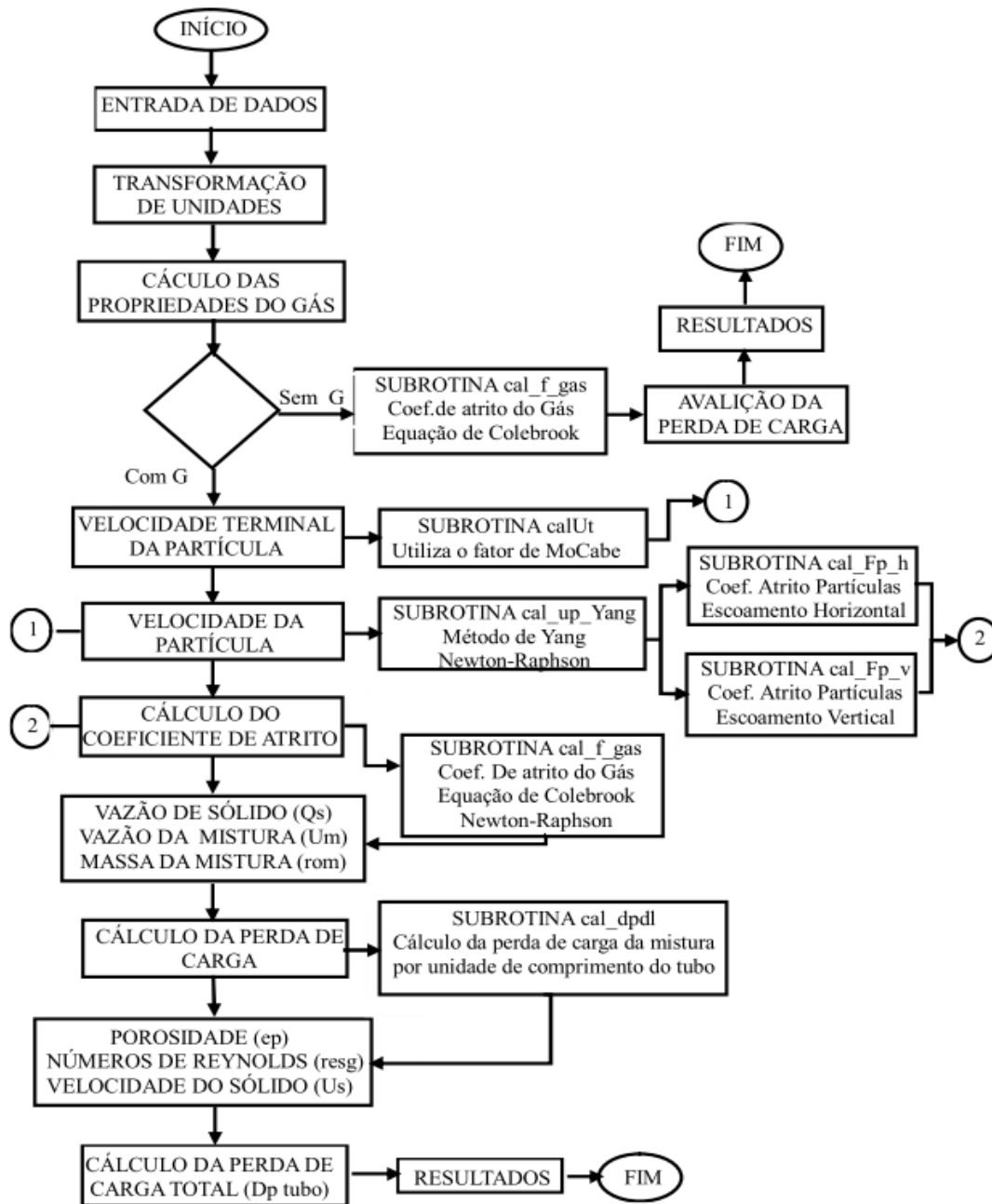


Figura 5.2–Algoritmo do Código Computacional Vellar.

Na Figura 5.2 tem-se inicialmente a entrada de dados. Logo após isso, iniciam-se os cálculos, a partir das propriedades do gás, considerado como gás perfeito. Uma interpolação de valores da temperatura média do ar permite o cálculo de K , a ser

utilizado na determinação da viscosidade dinâmica do gás (*VIS*). A grandeza *K* é calculada a partir da relação:

$$K = \frac{300 - T}{T - 350} \quad (5.9)$$

Então é substituída na equação (5.10) usada para determinar a viscosidade em função da temperatura absoluta *T* (interpolação),

$$\mu = \frac{(18,46 + 20,82) \cdot 10^{-6} \cdot K}{K + 1} \quad (5.10)$$

Outras variáveis também são calculadas nesta fase, como a velocidade do gás (*UG*), o número de Reynolds (*REG*) e a densidade do gás (*RHOG*).

Na sequência, uma estrutura condicional, se o escoamento tem ou não carregamento. Em caso negativo, tem-se apenas o fluxo de gás na tubulação. Então, através da sub-rotina *CAL_F_GAS*, é calculado o coeficiente de atrito *f* pela Equação de Colebrook. Em seguida, é feito o cálculo da perda de carga por unidade de comprimento (*DPDL*) e a perda de carga total da tubulação (*DP_TUBO*). Para esse caso, na saída dos resultados, tem-se a velocidade do gás (*UG*) em *m/s*, o número de Reynolds (*REG*), *DPDL* e *DP_TUBO* em *mca*.

No caso com carregamento, através da sub-rotina *CALUT*, calcula-se a velocidade terminal do gás (*UT*) no escoamento gás-sólido, utilizando o fator de McCabe. Em seguida, através de outra sub-rotina (*CAL_UP_YANG*), calcula-se a velocidade da partícula, tanto para escoamento na horizontal, quanto na vertical, fazendo uso para isso, das Equações de Yang e a porosidade. Dando continuidade, o coeficiente de atrito *f* para o escoamento do gás é calculado através da mesma sub-rotina usada anteriormente (*CAL_F_GAS*), com a Equação de Colebrook. Nas linhas que seguem, são calculados diretamente os valores da vazão do sólido (*QS*), vazão (*UM*) e massa específica (*ROM*) da mistura gás-sólido. A última sub-rotina (*CAL_DPDL*) calcula a perda de carga da mistura gás-sólido por unidade de comprimento do duto. Por fim, tem-se o cálculo direto da perda de carga total na tubulação (*DP_TUBO*), seguida da saída dos resultados, composta pelos valores calculados da massa específica da mistura gás-sólido (*ROM*) em *kg/m³*, do critério de arraste (*LA*), do número de Reynolds

do escoamento (*RESG*), da velocidade do sólido (*US*) em m/s, além dos apresentados para o primeiro caso.

No anexo 4, encontram-se comentários específicos, com relação a cada sub-rotina presente no código computacional, seguidas das principais equações nelas contidas.

5.3-CÓDIGO COMPUTACIONAL VELOCIDADE RELATIVA

O código computacional denominado “Velocidade Relativa” usa a extensão do modelo de GIDASPOW (1979) proposto por BENITEZ e MESQUITA (1997), apresentando as equações de balanço de massa e de quantidade de movimento na forma adimensionalizada. SILVA *et al.* 2004, introduziram no modelo o cálculo do coeficiente de arrasto para partículas não esféricas e, por último, os resultados para a predição do perfil de velocidade e da queda de pressão foram obtidos considerando o uso de duas correlações para o cálculo do atrito sólido-parede, uma derivada por YANG (1978) e a outra por Kerker (1977). Todos os resultados são comparados aos dados disponíveis na literatura.

5.3.1-Modelagem Matemática

HARIU e MOLSTAD (1949) (*apud* SILVA *et al.*, 2004) a partir das medições em tubulações verticais da queda de pressão, da velocidade do gás, e da massa do sólido, fizeram uma análise teórica dos efeitos que contribuem para a perda de carga. As equações obtidas demonstram que a perda de carga total dependia da altura estática do sólido, da perda de carga provocada pela fricção do gás e do sólido na parede. Por outro lado, um balanço de força revelou que a perda de carga devida ao sólido, podia ser obtida através da correlação do arrasto. Variações nos valores dos coeficientes de atrito sólido, calculados a partir dos dados experimentais, indicaram a possibilidade de que a partícula ainda não tinha atingido a velocidade de equilíbrio, então uma metodologia para estimar o comprimento da região de aceleração também foi proposta. Entretanto, as hipóteses simplificadoras introduzidas sobre a velocidade média em dois pontos da seção de teste não permitiram um tratamento rigoroso.

ARASTOPOUR e GIDASPOW (1979), consideraram os dados experimentais de ZENZ (1949) e de HARIU e MOLSTAD (1949) para estabelecer comparações entre quatro modelos: escoamento anular – caso (A), queda de pressão

na fase gás – caso (B), velocidade relativa – caso (C), e queda de pressão parcial em ambas as fases – caso (D).

Neste trabalho, a força de atrito partícula-parede no modelo foi desprezada e, embora os investigadores tenham observado que o modelo de velocidade relativa (caso C) proposto anteriormente por GIDASPOW (1978) apresentava melhores resultados com relação às predições da queda de pressão, da velocidade do sólido e da porosidade, dúvidas permaneciam sobre o fato da força de atrito partícula-parede ser realmente desprezível para o escoamento em fase diluída. Na análise comparativa entre os modelos, concluíram que o modelo com queda de pressão parcial em ambas as fases, caso D, era inconsistente com os dados experimentais de ZENZ (1949).

KMIEC e LESCHONSKI (1987) fizeram um estudo considerando somente os modelos A, B e C. Eles apresentam comparações entre duas correlações semi-empíricas para o cálculo do coeficiente de atrito e analisam os resultados dos três modelos com os dados experimentais de KERKER (1977) (*apud* KMIEC e LESCHONSKI, 1987), sob três hipóteses diferentes para a correlação semi-empírica: i - desprezando-se o atrito partícula-parede; ii - considerando-se o atrito partícula-parede, mas negligenciando-se os efeitos do movimento bi-dimensional e da aceleração inicial da partícula sobre o fator de atrito; iii - e finalmente estimando esses efeitos separadamente para as regiões de aceleração e a de escoamento desenvolvido, assumindo uma estimativa sobre o intervalo de tempo que decorre para que a partícula atinja a parede da tubulação. O valor assumido para altas velocidades do gás difere daquele para baixas velocidades. Os autores, baseados nos resultados apresentados pelos modelos A, B e C, onde se considerou a última hipótese e os dados experimentais para comparação, observaram que, em altas vazões de gás e altos carregamentos de sólidos, somente os modelos A e B apresentaram boa concordância com os dados experimentais para a distribuição de pressão, enquanto que o modelo C falhou ao predizer a distribuição de pressão nos estágios iniciais do escoamento e somente apresentou boa concordância de resultados na região de escoamento totalmente desenvolvido. Em baixas velocidades de gás ou baixos carregamentos de sólido, os resultados dos três modelos para a distribuição de pressão eram equivalentes aos experimentais. Com relação ao perfil de evolução da velocidade ao longo do eixo da tubulação, argumentaram que o padrão de resposta dos modelos A e B é semelhante ao representado pelos dados experimentais quando o atrito

sólido é levado em consideração, mas em geral um pouco abaixo. Para justificar esta pequena diferença de resultados, apresentam o fato de que os valores preditos teoricamente são valores médios enquanto que os dados experimentais frequentemente são determinados no eixo da tubulação. Para o modelo C, observaram que as predições teóricas, desprezando-se o atrito sólido, da distribuição de velocidades ao longo do eixo da tubulação obtidas com os dados de ZENS (1949) eram aproximadamente linear contradizendo os dados experimentais de KERKER (1977).

Segundo GIDASPOW (1979), BENITEZ e MESQUITA (1997) e SILVA *et al* (2004), para o estabelecimento do modelo, supõe-se que o tamanho das partículas sólidas seja aproximadamente uniforme, que as partículas possuam a mesma massa específica, que partículas sólidas de tamanho e massa específica uniformes sejam definidas como uma fase particulada onde se pressupõe que cada fase forme o continuum. Supõe-se que a fase particulada é incompressível enquanto a fase gasosa segue a equação de estado dos gases. Considera-se ainda, que as velocidades e frações volumétricas do gás e dos sólidos, e pressões axiais apresentem perfis uniformes em cada seção transversal ao escoamento ao longo do tubo e que o efeito da colisão entre partículas é desprezível. Para o escoamento em tubo horizontal ou inclinado não foi considerado nenhum mecanismo de segregação. As equações da continuidade e da conservação da quantidade de movimento para a mistura gás-sólido são descritas a seguir:

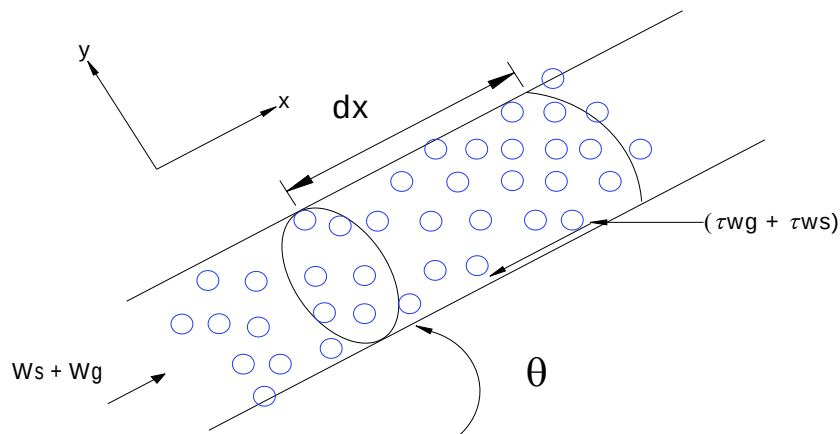


Figura 5.3–Diagrama para o Balanço Diferencial.

Diante dessas considerações, para uma seção do tubo de comprimento diferencial dx , (Figura 5.3), o transporte pneumático de partículas sólidas pode ser descrito através dos balanços de massa e de quantidade de movimento para um

escoamento isotérmico, unidimensional e em regime permanente, considerando a fase fluida, a fase sólida ou a mistura. As equações da continuidade para o gás e para o sólido são respectivamente

$$\frac{d}{dx}(\varepsilon \rho_g u_g) = 0 \quad (5.11)$$

$$\frac{d}{dx}((1-\varepsilon)\rho_s u_s) = 0 \quad (5.12)$$

Nas Equações (5.11-5.12), ε é a porosidade do gás, u_g , ρ_g e v_p , ρ_p , a velocidade e a massa específica, respectivamente, do gás e do sólido. O balanço da quantidade de movimento para a mistura, levando-se em consideração o atrito partícula-parede, é descrito por:

$$(1-\varepsilon)\rho_s u_s \frac{du_s}{dx} + \varepsilon \rho_g u_g \frac{du_g}{dx} + (\rho_s(1-\varepsilon) + \varepsilon \rho_g) g \sin(\theta) = -\frac{dP}{dx} - F_g - F_s \quad (5.13)$$

sendo θ a inclinação da tubulação com a direção horizontal, P a pressão, F_g a força de atrito por unidade de volume entre o gás e a parede e F_p a força de atrito por unidade de volume entre a partícula e a parede.

Para se determinar as quatro incógnitas (u_g , u_s , ε e P) mais uma equação faz-se necessário. Neste sentido, vários autores já analisaram e discutiram os diferentes modelos propostos na literatura. O modelo adotado neste trabalho é conhecido na literatura como modelo velocidade relativa, GIDASPOW (1979), incluindo-se a contribuição do atrito sólido, conforme BENITEZ e MESQUITA (1997), e KIMIEC e LESCHONSKI (1987). A equação pode ser escrita por

$$-\frac{1}{2}\rho_s \frac{d}{dx}(u_g - u_s)^2 = -F_d - g\rho_s \sin(\theta) - \frac{F_p}{1-\varepsilon} \quad (5.14)$$

Na Equação (5.14), F_d é a força de arrasto exercida pelo gás sobre as partículas por unidade de volume das partículas. A força de atrito resultante da interação gás-parede pode ser expressa através da equação de Fanning:

$$F_g = \frac{f_g \rho_g v_g^2}{2D_T} \quad (5.15)$$

Sendo f_g o coeficiente de atrito gasoso que é função do número de Reynolds e da rugosidade relativa da tubulação. O fator de atrito, para altos números de Reynolds, pode ser obtido a partir da equação de Colebrook

$$\frac{1}{\sqrt{f_g}} = -0,86 \ln \left(\frac{e/D_T}{3,7} + \frac{2,51}{Re \sqrt{f_g}} \right) \quad (5.16)$$

Um fato consolidado é a contribuição do atrito das partículas sólidas com a parede para a perda de carga total de um sistema de transporte pneumático. Este efeito vem sendo estudado por vários autores (HARIU e MOLSTAD, 1949; YANG, 1974; KERKER, 1977; YANG, 1978). As expressões abaixo descrevem as correlações para o cálculo do atrito entre o sólido e a parede, derivadas por YANG (1978).

$$f_s = 0.02925 \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} \left[\frac{(1-\varepsilon)U_g}{\sqrt{gD_T}} \right]^{-1.15} \quad (\text{horizontal}) \quad (5.17)$$

$$f_s = 0.00315 \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} \left[\frac{Re_t}{Re_p} \right]^{-0.979} \quad (\text{vertical}) \quad (5.18)$$

Sendo, f_s o coeficiente de atrito sólido. A Equação (5.17) é usada para tubulações na direção horizontal e a (5.18) na direção vertical. Os números de Reynolds, (Re_t e Re_p) são dados por

$$Re_t = dU_t \rho_g / \mu_g$$

$$Re_p = d(u_g - u_s) \rho_g / \mu_g \quad (5.19)$$

Sendo U_t a velocidade terminal da partícula. A força de atrito sólido entre a partícula e a parede por unidade de volume é dada por

$$F_p = \frac{f_s \rho_s (1 - \varepsilon) u_s^2}{2D_T} \quad (5.20)$$

A força de arrasto para partículas esféricas e não esféricas, respectivamente, por, DZIDO *et al* (2002).

$$F_d = \frac{3}{4} C_{DTS} \frac{\rho_g (u_g - u_s)^2}{d_p} \varepsilon^{-2.65} \quad (5.21)$$

$$F_{d\phi} = \frac{3}{4} C_{DTS} \frac{\rho_g (u_g - u_s)^2}{\phi d_v} \varepsilon^{-2.65} \quad (5.22)$$

sendo d_p o diâmetro da partícula, d_v o diâmetro volumétrico da partícula e F_d ou $F_{d\phi}$, a força de arrasto exercida pelo fluido sobre as partículas por unidade de volume de partículas. C_{DTS} é o coeficiente de arrasto, o qual pode ser avaliado a partir de quantidades conhecidas e está relacionado ao número de Reynolds através da expressão, ROWE e HENWOOD (1961) (*apud* ARASTOPOUR e GIDASPOW, 1979).

$$C_{DTS} = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) \quad Re_p < 1000 \quad (5.23)$$

$$C_{DTS} = 0.44 \quad Re_p > 1000$$

ou ainda por, HAIDER e LEVENSPIEL (1989).

$$C_{DTS} = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.1806 Re_p^{0.6459}) + \frac{0.4251}{1 + \frac{6880.95}{Re_p}}, \text{ para } Re_p < 2.6 \times 10^5 \quad (5.24)$$

E para partículas não esféricas, HAIDER e LEVENSPIEL (1989)

$$C_{DTS\phi} = \frac{24}{Re_p} \left[1 + (8.171 \exp(-4.0655\phi)) Re_p^{0.0964+0.5565\phi} \right] + \frac{73.69 Re_p \exp(-5.0748\phi)}{Re_p + 5.378 \exp(6.2122\phi)} \quad (5.25)$$

A Eq. (5.49) é válida para $\phi > 0.67$. O número de Reynolds que aparece nas expressões acima é

$$Re_p = \frac{\varepsilon \rho_g d_p (u_g - u_s)}{\mu_g} \quad (5.26)$$

A análise dimensional é um método de redução do número e complexidade de variáveis que afetam um dado fenômeno físico. Com relação à análise dimensional pode-se destacar ainda (WHITE, 2002):

1. A grande economia de tempo e custos que ela proporciona;
2. Fornece elementos que vão ajudar no planejamento de um experimento ou a formulação de uma teoria (por exemplo, sugerindo variáveis que podem ser descartadas na análise);
3. Estabelecendo leis de escalas.

A seguir será feita a adimensionalização das equações desenvolvidas na modelagem matemática.

5.3.1.1-Adimensionalização das Equações

As equações da continuidade (5.11-5.12) foram integradas e expressas algebricamente em função dos carregamentos de sólido e de gás, W_s e W_g , respectivamente.

$$(1 - \varepsilon) \rho_s u_s = (1 - \varepsilon_1) \rho_s u_{s1} = W_s \quad (5.27)$$

$$\varepsilon \rho_g u_g = \varepsilon_1 \rho_{g1} u_{g1} = W_g \quad (5.28)$$

Nas Equações (5.27-5.28), ε é a porosidade inicial, u_{s1} a velocidade inicial do sólido, u_{g1} a velocidade inicial do gás, ρ_{g1} a densidade inicial do gás. O gás é por hipótese ideal, a equação de estado representa a fase gasosa e a fase sólida é incompressível. Com estas considerações nas Eqs. (5.27-5.28) resulta,

$$\varepsilon = 1 - (1 - \varepsilon_1) \frac{u_{s1}}{u_s} \quad (5.29)$$

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} \frac{u_g}{u_{g1}} = \frac{P_1}{P} \quad (5.30)$$

sendo P a pressão no início da zona de alimentação do sistema.

As Equações (5.13-5.14) e (5.29-5.30) representam o sistema e foram adimensionalizadas usando as seguintes definições.

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1}, \quad \bar{u}_g = \frac{u_g}{u_{g1}}, \quad \bar{u}_s = \frac{u_s}{u_{s1}}, \quad \bar{P} = \frac{P}{P_1}, \quad R = \frac{\rho_s}{\rho_{g1}}, \quad F = \frac{gL}{U_{g1}^2} \sin(\theta), \quad C = \frac{P_1}{\rho_{g1} u_{g1}^2}, \quad s = \frac{u_{s1}}{u_{g1}} \quad (5.31)$$

O sistema de equações resultante é dado na forma de um problema de valor inicial e representado pelas seguintes expressões

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\varepsilon_1} \left(1 - \frac{1 - \varepsilon_1}{\bar{u}_s} \right) \quad (5.32)$$

$$\bar{u}_g = \frac{1}{\varepsilon \bar{P}} \quad (5.33)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{u}_s}{d\bar{x}} = A_1 \left\{ - \left[F \left(R(1 - \varepsilon_1 \bar{\varepsilon}) + \bar{P} \varepsilon_1 \bar{\varepsilon} \right) + \frac{2L f_g \bar{P} \varepsilon_1 \bar{u}_g^2}{D_T} + \frac{L f_s R (1 - \varepsilon_1) s^2 \bar{u}_s^2}{2D_T} \right] + \right. \\ \left. + (C \varepsilon \bar{P}^2 - \varepsilon_1) \left\{ - \frac{3 L \varepsilon_1^{-2.65} C_{DTS} \bar{P} (\bar{u}_g - \bar{u}_s)}{4 d_p R} \varepsilon^{-2.65} + \frac{F}{(\bar{u}_g - \bar{u}_s)} + \frac{L s^2 f_s}{2D_T (\bar{u}_g - \bar{u}_s)} \frac{R - 2}{R \bar{u}_s} \right\} \right\} \end{aligned} \quad (5.34)$$

$$\frac{d\bar{P}}{d\bar{x}} = \frac{A_2 \left[F(R(1-\bar{\varepsilon}_1) + \bar{P}\bar{\varepsilon}_1) + \frac{2Lf_g \bar{P}\bar{\varepsilon}_1 \bar{u}_g^2}{D_T} + \frac{Lf_s R(1-\bar{\varepsilon}_1) s^2 \bar{u}_s^2}{2D_T} \right]}{\bar{\varepsilon}_s \bar{u}_s (C\bar{\varepsilon}\bar{P}^2 - \varepsilon_1)} \quad (5.35)$$

Sendo

$$A_1 = \frac{\left(\varepsilon_1 \bar{\varepsilon}_s \bar{u}_s^2 \right)}{\left[s\bar{\varepsilon}_1 \bar{\varepsilon}_s \bar{u}_s^2 \left(R s(1-\varepsilon_1) - (C\bar{\varepsilon}\bar{P}^2 - \varepsilon_1) \right) - (1-\varepsilon_1)(C\bar{P}) \right]}, \quad (5.36)$$

$$A_2 = \bar{P}(1-\varepsilon_1) \left(1 - R(\bar{\varepsilon}_s \bar{u}_s)^2 \bar{P} \right) \frac{d\bar{u}_s}{d\bar{x}} - (\bar{\varepsilon}_s \bar{P} \bar{u}_s)^2$$

A solução numérica foi obtida utilizando o método de Adams-Moulton, onde as condições iniciais ($u_g = u_{g1}$, $u_s = u_{s1}$, $\varepsilon = \varepsilon_1$, $P = P_1$) em $x = x_0$, devem ser informadas. Algumas literaturas (GIDASPOW e ARASTOPOUR, 1979; YANG *et al*, 1982; DZIDO *et al*, 2002) apresentam informações a respeito das condições iniciais medidas nas seções de teste. Isto garante o estabelecimento de comparações dos resultados numéricos com os dados experimentais, desde a região de aceleração até a zona de escoamento totalmente desenvolvido, entretanto a grande maioria dos experimentos reportados na literatura não fornece informações a respeito de ε_1 e u_{s1} e não há, até o presente momento, uma metodologia confiável que possa avaliar essas condições iniciais, em função dos outros parâmetros.

A seguir serão apresentados gráficos comparativos dos resultados obtidos através do modelo hidrodinâmico com dados experimentais existentes na literatura. Serão feitas comparações com os modelos A (escoamento anular), B (queda de pressão na fase gás) e C (velocidade relativa) e verificadas suas vantagens e desvantagens. Posteriormente serão feitas comparações entre os resultados obtidos através do uso, do código computacional “Velocidade Relativa” (modelo hidrodinâmico) e o código computacional Vellar. Com isso espera-se validar os respectivos códigos computacionais avaliando sua utilidade como ferramenta auxiliar na determinação da queda de pressão e outros parâmetros relacionados ao projeto técnicos de sistemas de transporte pneumático.

5.4-VALIDAÇÃO DOS RESULTADOS. COMPARAÇÃO COM RESULTADOS EXPERIMENTAIS.

As Figuras 5.4-5.10 apresentam os resultados obtidos com o uso do Código Computacional “Velocidade Relativa” (modelo hidrodinâmico). Serão feitas análises qualitativas e quantitativas dos vários parâmetros envolvidos na dinâmica de escoamentos bifásicos (gás-sólido) nas direções vertical e horizontal em sistemas de transporte pneumático em fase diluída. Serão ainda inseridos comentários a respeito de dificuldades do modelo na obtenção da queda de pressão nesta direção e possíveis alternativas para contornar tais dificuldades.

A Figura 5.3 mostra a queda de pressão obtida para uma faixa de valores da velocidade superficial do ar ao longo da linha de transporte de partículas em uma tubulação na direção vertical. Visando comparar os resultados obtidos através do modelo hidrodinâmico com os resultados experimentais de ZENZ (1949), as mesmas condições iniciais e também as mesmas partículas sólidas foram utilizadas na simulação apresentada. Para esta análise, torna-se necessário introduzir no modelo, uma pressão inicial e também uma velocidade inicial de partículas sólidas (ou a concentração), além da velocidade inicial do gás utilizado (o ar ambiente). Uma vez que esses dados não foram apresentados nos experimentos do referido pesquisador, valores razoáveis para a pressão inicial e a porosidade foram escolhidos e utilizados com o fim de obter uma queda de pressão equivalente a queda de pressão obtida experimentalmente por ZENZ (1949). Na linha de transporte vertical utilizada em seu trabalho. Esse resultado indica um ponto de mínimo na queda de pressão evidenciando a existência de duas regiões, as fases densa e diluída. Os valores da queda de pressão estão em boa concordância com dados experimentais de ZENZ (1949).

A Figura 5.5 mostra os resultados calculados utilizando o modelo “Velocidade Relativa” com os experimentos de KONCHESKY *et al* (1975). A seção de teste utilizada foi um tubo horizontal de 1,12 m de comprimento e 0,2 m de diâmetro. Os experimentos foram realizados com carvão triturado de massa específica de 2240 kg/m^3 , o diâmetro médio de partícula foi $2,84 \text{ }\mu\text{m}$. As mesmas condições iniciais e o mesmo tipo de partículas sólidas e tubulação horizontal foram usados. Nos cálculos numéricos, a porosidade é um dado de entrada. Como esta informação não é medida e nem relatada

nos dados experimentais, valores razoáveis foram escolhidos e introduzidos nos cálculos. Adotou-se uma pressão de entrada de $1,089 \times 10^5 \text{ N/m}^2$ para o fluxo vazão mássica de $27,42 \text{ kg/s.m}^2$. O valor adequado da porosidade obtido foi, $\varepsilon_0 = 0,99862$. A escolha deste valor ocorreu devido o fato de se encontrar de acordo com os dados experimentais.

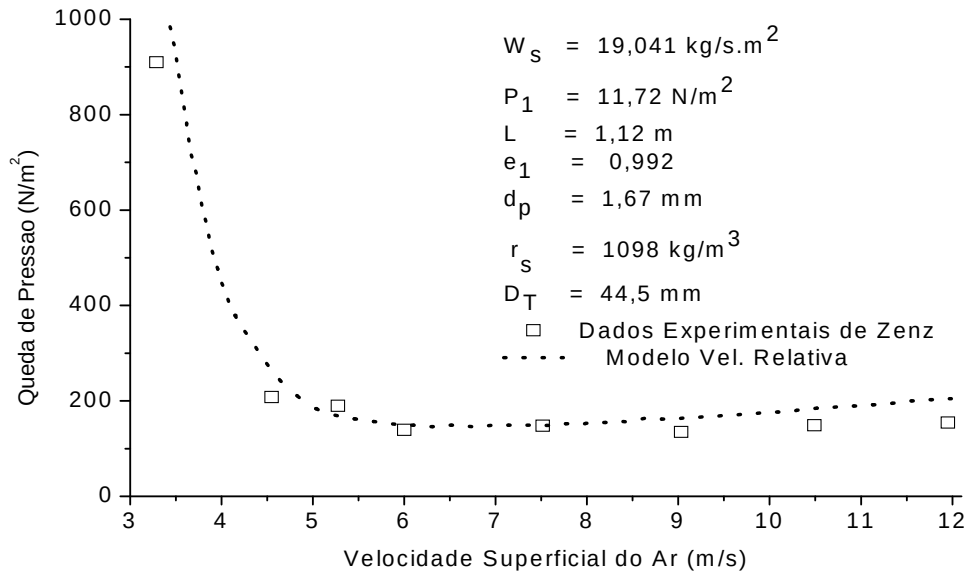


Figura 5.4—Queda de pressão (na vertical) versus velocidade relativa do ar. Comparação do Modelo Vel. Relativa com dados experimentais de Zenz (1949).

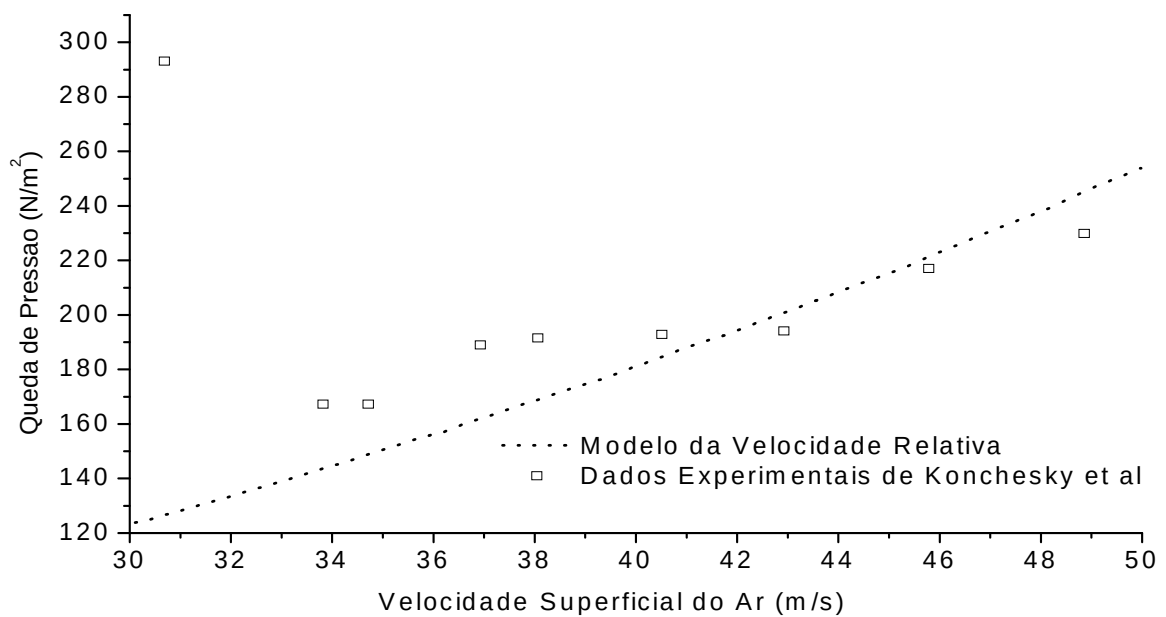


Figura 5.5—Queda de pressão em função da velocidade superficial do ar.

Os valores calculados utilizando o modelo da “Velocidade Relativa” (Gidaspow) mostram uma razoável concordância com os dados experimentais de Konchesky para velocidades mais elevadas. No entanto, o modelo é incapaz de representar a curva de queda de pressão obtida experimentalmente por Konchesky. Esse comportamento ocorre devido ao fato de a queda de pressão associada ao peso total da mistura gás-sólido na equação do momento da mistura ser igual a zero, ou seja, como o escoamento é na direção horizontal, o modelo da velocidade relativa (e demais modelos) não levam em conta o fato de que o peso do fluido e das partículas sólidas na direção horizontal contribuirão para a queda de pressão total (o seno de θ neste caso é zero).

A Figura 5.6 mostra os resultados numéricos comparados com dados experimentais de HARIU e MOLSTAD (1943). Eles mediram a queda de pressão total devido o transporte de partículas sólidas por um fluxo de ar através de um tubo vertical com diâmetro interno de $6,78 \times 10^{-3}$ m. Nos cálculos numéricos apresentados aqui foram usadas as mesmas partículas sólidas, gás e tubo vertical, e as mesmas condições iniciais. Partículas de areia com diâmetro médio de 0,5 mm e massa específica de $2641,65 \text{ kg/m}^3$ foram utilizadas. Uma pressão inicial de $1,99 \times 10^5 \text{ Pa}$ e um fluxo inicial de massa de sólidos de 10 kg/h foram adotados como referência para a determinação de uma porosidade inicial de 0,955. Os valores previstos, utilizando o modelo velocidade relativa (Gidaspow) para a queda de pressão estão em conformidade com os valores experimentais, sendo que os valores da porosidade foram ajustados em função do fluxo de massa de sólidos. A seleção das porosidades adequadas para as correspondentes velocidades de partículas sólidas possibilitou a obtenção de valores razoáveis (quando comparados aos dados experimentais) para a queda de pressão e velocidade média dos sólidos. Os valores calculados apresentaram boa concordância com os dados experimentais de HARIU e MOLSTAD (1943).

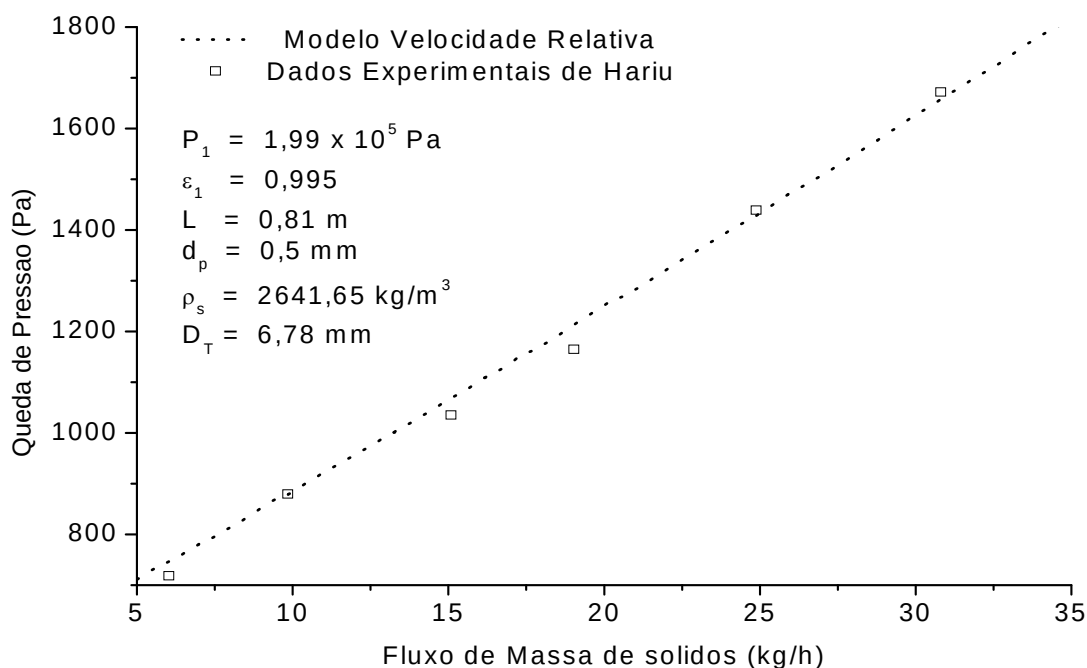


Figura 5.6–Comparação entre as quedas de pressão obtidas através do Modelo da Velocidade Relativa e dos experimentos de HARIU e MOLSTAD (1943)– Porosidade inicial de 0,995.

As Figuras (5.7-5.8) apresentam os resultados numéricos obtidos neste trabalho versus dados experimentais de HERBRETEAU e BOUARD (2000). As partículas de vidro utilizadas tinham um diâmetro médio de 0,035, e 0,203mm, respectivamente. Como os valores da porosidade inicial não são dados, escolheu-se valores razoáveis para a previsão da queda de pressão experimental. A fim de comparar as quantidades calculadas com o uso do código computacional “Velocidade Relativa” com os dados experimentais de HERBRETEAU e BOUARD (2000), as mesmas condições iniciais foram utilizadas. A pressão inicial e porosidade usadas foram de $4 \times 10^5 \text{ Pa}$ e 0,9, respectivamente. A bancada experimental de HERBRETEAU e BOUARD(2000). apresenta seções horizontais e verticais. O comprimento total de 36 m, sendo 30 na direção horizontal e 6 na direção vertical. O diâmetro interno da tubulação é de 80 mm. A queda de pressão total por unidade de comprimento foi determinada através da soma das quedas de pressão nas direções horizontal e vertical, dividindo-se a pressão total pelo comprimento total da tubulação. Sendo que a tubulação tem duas curvas, a queda de pressão total inclui a contribuição de ambas as curvas. Como já comentado, o modelo não representa a curva correspondente a transição entre as fases densa e diluída. Isso ocorre porque os termos relacionados ao peso do gás e partículas sólidas são nulos.

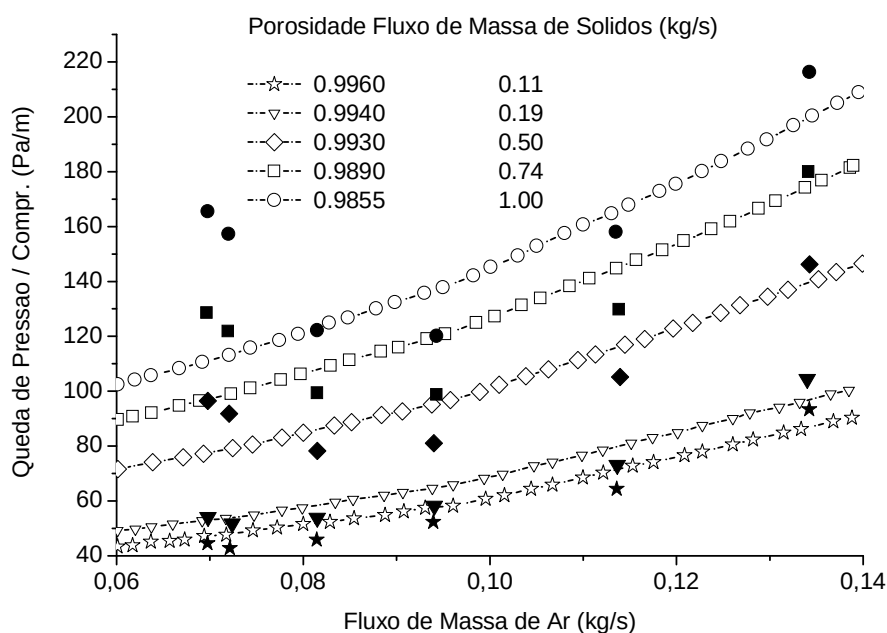


Figura 5.7—Comparação entre as quedas de pressão obtidas através dos experimentos de HERBRETEAU e BOUARD (2000) e do Modelo da Velocidade Relativa para partículas de vidro de 0,035 milímetros de diâmetro.

Um aspecto importante a ser observado é que a divergência obtida entre os resultados experimentais e aqueles obtidos com o uso do modelo hidrodinâmico na direção horizontal aumenta com o aumento do diâmetro das partículas, da massa específica e do fluxo de massa das partículas. Isso ocorre porque em ambos os casos a influência das forças inerciais aumentam contribuindo, portanto, para um aumento da queda de pressão total. Esse aspecto compromete a utilização do modelo hidrodinâmico em simulações onde o diâmetro das partículas e/ou o fluxo de massa de sólidos sejam elevados. Outro aspecto que certamente contribui para essas divergências, são as limitações das correlações empregadas nos modelos.

O efeito da porosidade inicial foi calculado com o uso do modelo da velocidade relativa. A Figura 5.9 mostra a contribuição da porosidade inicial na queda de pressão ao longo de uma seção de teste de 20 m de comprimento e 0,02 m de diâmetro em várias velocidades superficiais de gás. A pressão inicial do sistema adotada foi de $1,072 \times 10^5$ Pa. Uma redução da porosidade inicial produz uma diminuição na velocidade dos sólidos. Uma vez que a velocidade do ar é muito baixa as partículas tendem a se depositar no fundo da tubulação horizontal. Assim, velocidades do gás mais elevadas

são necessárias para exercer um arrasto suficiente para a manutenção de um fluxo em suspensão na linha de transporte.

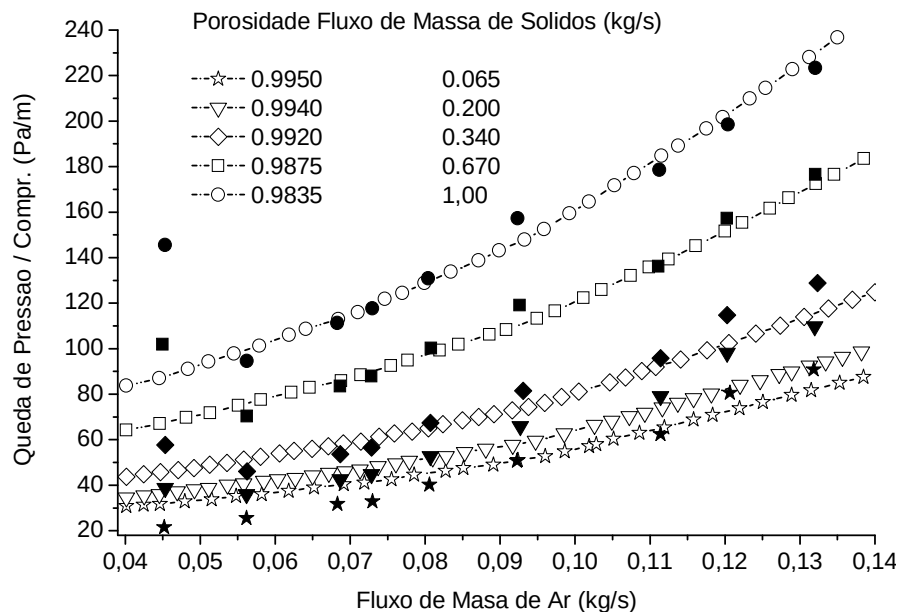


Figura 5. 8 – Comparação entre as quedas de pressão obtidas através dos experimentos de HERBRETEAU e BOUARD (2000) e do Modelo da Velocidade Relativa para partículas de vidro de 0,203 milímetros de diâmetro.

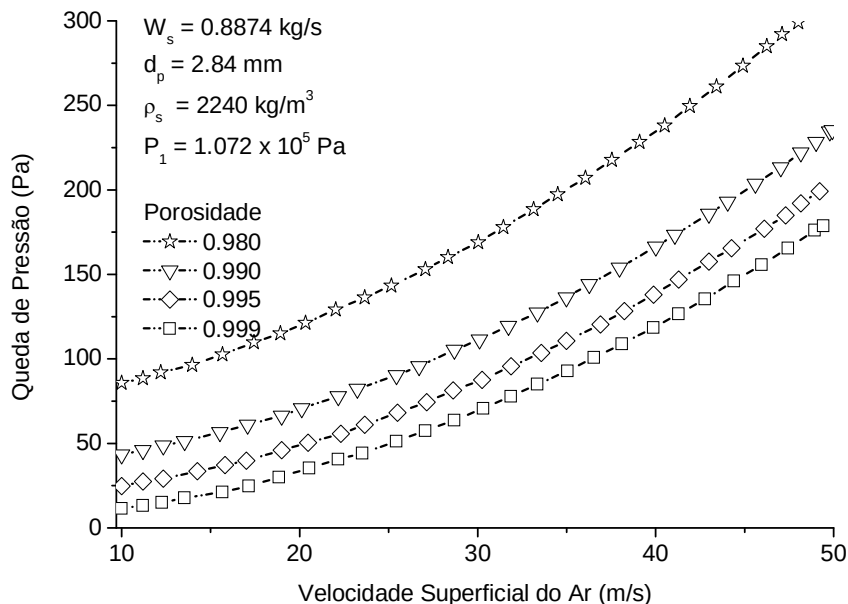


Figura 5.9– Efeito da porosidade inicial na queda de pressão para o fluxo de uma mistura de gás-sólido em um duto horizontal - Modelo da Velocidade Relativa.

As Figuras 5.10-5.12 apresentam gráficos comparando os resultados obtidos com os códigos computacionais; Vellar e Velocidade Relativa. Todas as análises foram feitas considerando a tubulação na direção vertical.

A Figura 5.10 mostra o diagrama de Zenz obtido através dos códigos Vellar e Velocidade Relativa para os fluxos de massa de sólidos 0 (apenas ar), 25 e 50 kg/h. O material utilizado é areia com massa específica $\rho_p = 2.636 \text{ kg/m}^3$. A tubulação considerada apresenta diâmetro (D_T) de 50,4 mm de comprimento (L) de 60 m. A pressão relativa é de 0,8 mca. Observa-se que maiores fluxos de massa de sólidos demandam quedas de pressão por unidade comprimento mais elevadas.

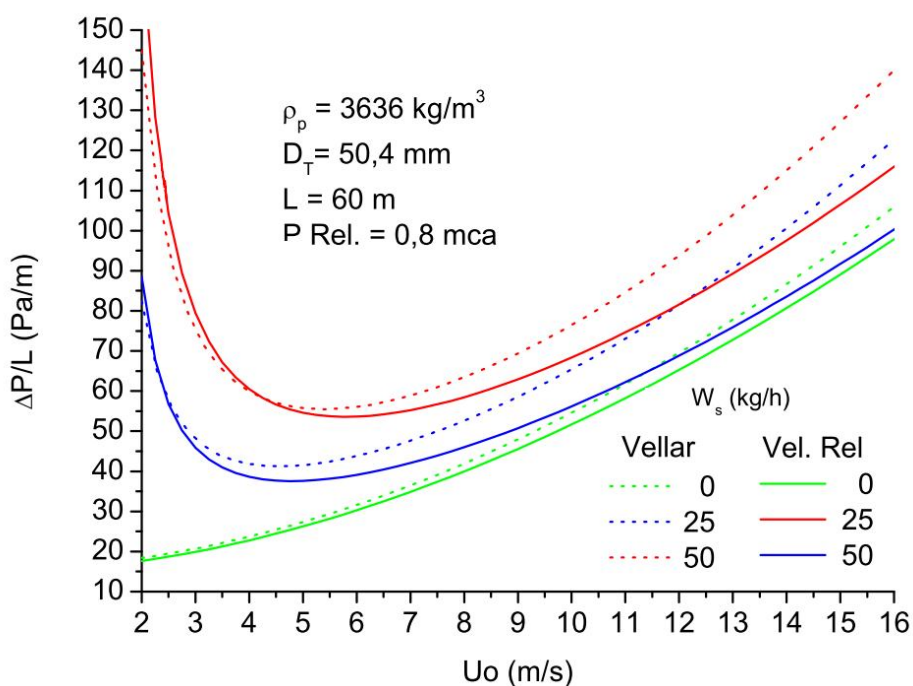


Figura 5.10—Queda de pressão em função da velocidade superficial do gás.

Nas referidas velocidades elevadas, onde o escoamento é bastante diluído, a resistência devido o atrito entre o gás e a parede da tubulação é predominante. À medida que a velocidade do gás é reduzida a resistência do atrito diminui. Se a velocidade do gás é reduzida a um ponto abaixo do valor correspondente à mínima queda de pressão por unidade de comprimento, então a queda de pressão por unidade de comprimento sobe novamente.

Verifica-se que a queda de pressão por unidade de comprimento obtida com o código computacional Vellar está um pouco acima da queda de pressão obtida através do modelo da velocidade relativa. Uma razão para isso é que no modelo da velocidade relativa é considerada a zona de aceleração enquanto no “Vellar” o fluxo é considerado totalmente desenvolvido. Observa-se ainda que para maiores fluxos de massa de sólidos a diferença entre a queda de pressão por unidade de comprimento nos programas Vellar e Velocidade Relativa tende a aumentar.

A Figura 5.11 mostra um gráfico da queda de pressão por unidade comprimento em função do diâmetro médio das partículas para diâmetros de tubulação de 26,2, 52,4 e 104,6 mm. Dados de partículas de areia com massa específica $\rho_p = 2626 \text{ kg/m}^3$ foram utilizados. O comprimento da tubulação considerado foi de 20 m de comprimento e a taxa de alimentação de partículas sólidas foi de 50 kg/h. Foi utilizado nos cálculos uma velocidade superficial do gás de 10 m/s. Nos maiores diâmetros de tubulação (52,4 e 104,6 mm), verifica-se que a queda de pressão por unidade de comprimento praticamente se mantém estável até um determinado diâmetro de partícula, a partir do qual começa a aumentar lentamente até um valor limite de onde cresce rapidamente. Conclui-se desta observação, que transporte de partículas pode ocorrer até esse valor limite, sendo isto, portanto, uma restrição ao transporte pneumático das referidas partículas. Reduzindo-se o diâmetro das partículas a valores muito pequenos, nota-se que, a queda de pressão por unidade de comprimento volta a aumentar. Isso ocorre porque a velocidade utilizada na simulação torna se baixa e tem-se o efeito da deposição das partículas no fundo da tubulação, o que produz um aumento da queda de pressão. O fato de se ter maiores quedas de pressão em maiores diâmetro de partículas é decorrente da contribuição do peso das partículas para a perda de carga.

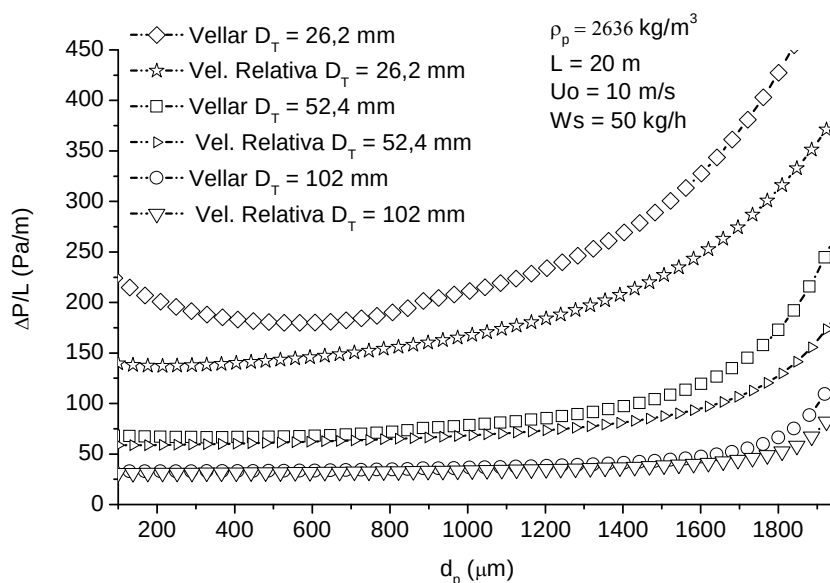


Figura 5.11—Queda de pressão em função do diâmetro médio das partículas.

A Figura 5.12 apresenta um gráfico da queda de pressão por unidade de comprimento em função da velocidade superficial do ar para diversos carregamentos de sólidos. As partículas utilizadas nessa simulação apresentam diâmetro de 500 micrômetros. Os carregamentos de sólidos (ζ) são 2,4, 6, 8 e 10. A queda de pressão por unidade de comprimento nas simulações feitas com o código Vellar estão acima daquelas feitas com o modelo Velocidade Relativa. Essa diferença tende a aumentar com o aumento da velocidade superficial do ar e o carregamento de sólidos. Conforme já mencionado, isso ocorre porque no programa Vellar o escoamento é considerado totalmente desenvolvido, ou seja, não é considerada a zona de aceleração.

No capítulo seguinte será feito um estudo sobre a sensibilidade do valor da porosidade inicial na queda de pressão em escoamentos gás-sólidos em fase diluída, o que tornará possível uma análise sobre a validade e sensibilidade dos modelos apresentados. Também será analisada a influência da porosidade inicial na queda de pressão total do sistema será estudada, tendo em vista a influência de outros parâmetros tais como o comprimento de entrada (zona de aceleração), fluxo de massa de sólidos, diâmetro das partículas e da tubulação.

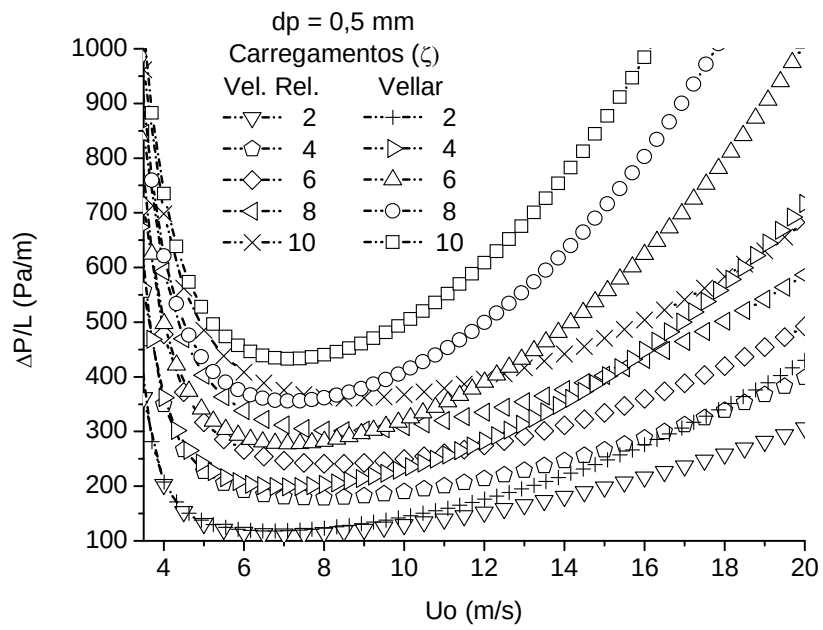


Figura 5.12—Queda de pressão em função da velocidade superficial do gás para diversos carregamentos de sólidos.

CAPÍTULO 6

ANÁLISE DA SENSIBILIDADE DA POROSIDADE INICIAL NA QUEDA DE PRESSÃO DO SISTEMA

6.1 - INTRODUÇÃO

Neste capítulo é feito o estudo sobre a sensibilidade da porosidade inicial na queda de pressão total do sistema visando fornecer condições de otimização. Assim, no cálculo da queda de pressão total o chute da porosidade inicial é avaliado em sua influencia, uma vez que a pressão obtida pode influenciar no mal dimensionamento do sistema, de modo que este torne-se ineficiente. Serão analisados parametros como velocidade das partículas sólidas e do gás, vazao mássica dos sólidos, diametro das partículas e da tubulação, massa específica das partículas e comprimento da tubulação, em sua relação com a queda de pressão do sistema, uma vez que se varie a porosidade inicial do gás.

Nas simulações, foi utilizado o modelo da velocidade relativa (Gidaspow), já que este modelo tem apresentado uma melhor concordancia com os resultados experimentais (Gonzalez, 1997; Silva e Mesquita, 2004). Foram utilizadas esferas de vidro ($\rho_s = 2620 \text{ kg/m}^3$) em todas as simulações, exceto quando indicação em contrário.

As figuras 6.1-6.3 mostram resultados obtidos para os parâmetros ε , U_s e U_g . Foram utilizadas nas simulações uma tubulação de 3 polegadas de diâmetro e 5 m de comprimento e esferas de vidro como partículas sólidas. As porosidade iniciais são 0,96, 0,98, 0,99 e 0,999. A vazao mássica dos sólidos é de 20 kg/s, o diâmetro das partículas de 520 μm .

A região sinuosa é denominada zona de aceleração. Nota-se que a referida zona tem basicamente o mesmo comprimento em todas as curvas, entretanto quanto menor a porosidade inicial maior será sua taxa de variação. No caso simulado o comprimento de

aceleração é de aproximadamente 1m. Na região onde a porosidade se mantém constante o fluxo tem regime totalmente desenvolvido.

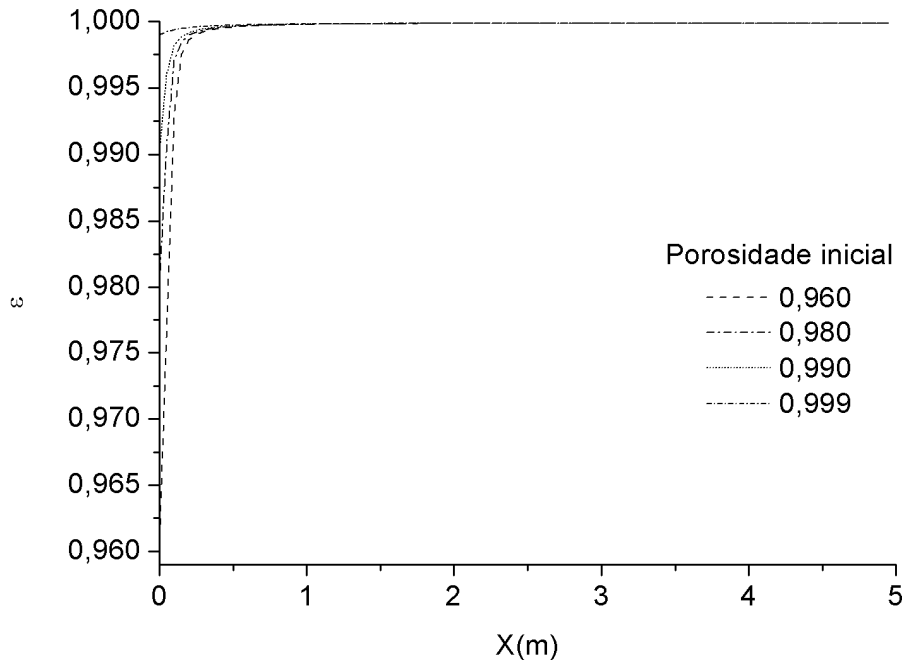


Figura 6.1—Porosidade do gás em função do comprimento da tubulação.

Na Figura 6.2 tem-se o gráfico da porosidade dos sólidos em função do comprimento da tubulação. O comportamento observado é que os sólidos se diluem (ficam mais dispersos) a medida que percorrem na zona de aceleração, reduzindo portanto sua resistência ao transporte. Na região onde a porosidade dos sólidos se mantém constante o escoamento é totalmente desenvolvido.

A Figura 6.3 mostra o gráfico da velocidade do sólido em função do comprimento da tubulação para as porosidades iniciais 0,96, 0,98, 0,99 e 0,999. Verifica-se que na maior porosidade inicial a variação da velocidade dos sólidos é mais brusca, ou seja, há uma menor resistência à aceleração das partículas.

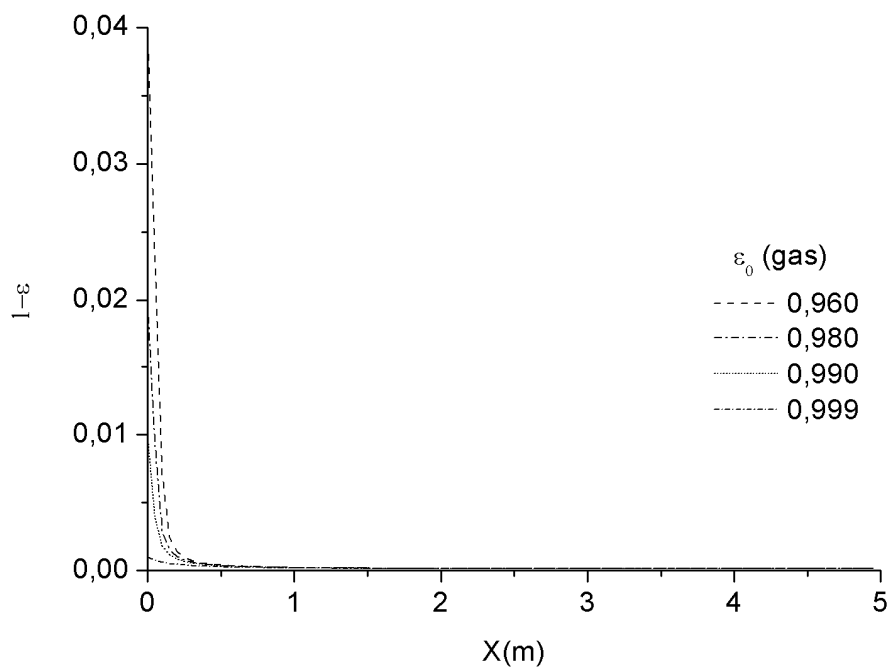


Figura6.2–Porosidade das partículas sólidas em função do comprimento da tubulação.

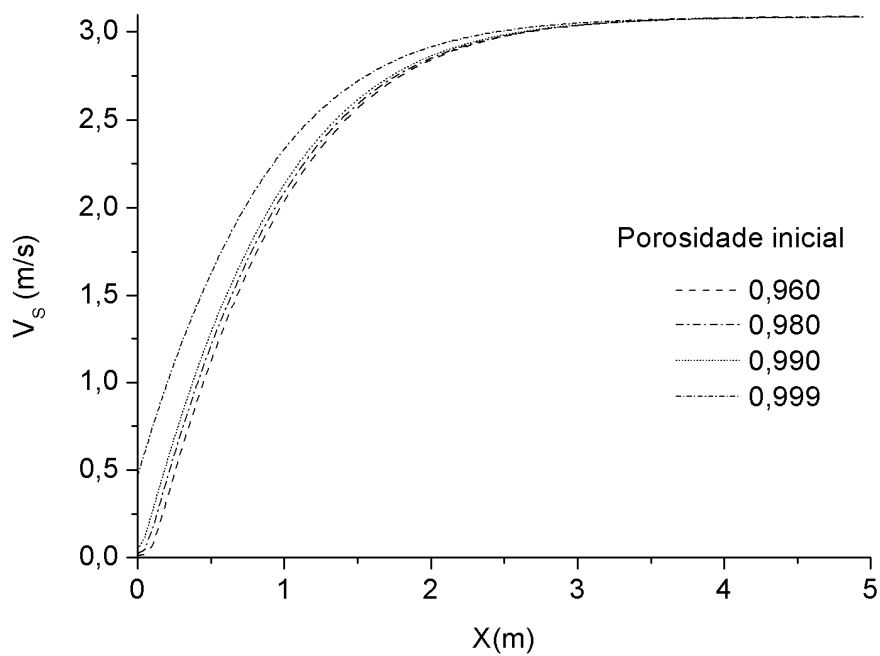


Figura 6.3 – Velocidade dos sólidos em função do comprimento da tubulação.

A Figura 6.4 mostra o gráfico da queda de pressão do sistema em função do comprimento da tubulação. Destaca-se aqui uma queda brusca na pressão devido a zona de aceleração. É importante acrescentar também que quanto menor a porosidade maior a queda de pressão, uma vez que as partículas sólidas estão mais juntas e portanto oferecem uma maior resistência às modificações em seu estado.

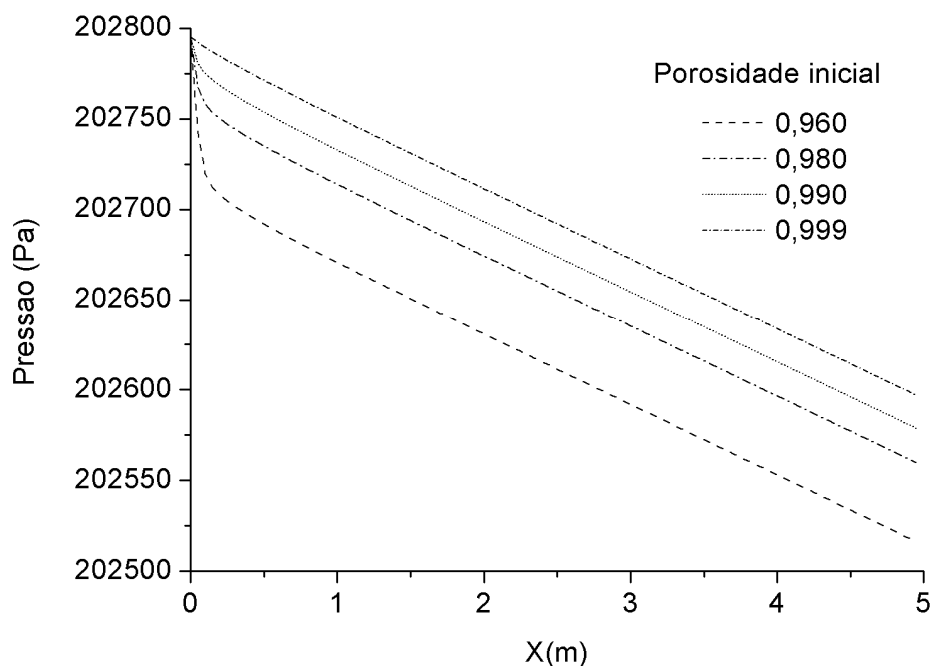


Figura 6.4 – Queda de pressão em função do comprimento da tubulação.

A Tabela 6.1 mostra os aumentos percentuais da porosidade do gás e a redução percentual correspondente da queda de pressão. Verifica-se pelos valores obtidos que a redução da queda de pressão é bastante significativa quando comparada com o aumento da porosidade inicial.

A seguir serão analisadas a influência dos parâmetros vazão mássica dos sólidos, diâmetro das partículas e da tubulação, comprimento da tubulação e massa específica das partículas que, combinados com variações na porosidade do gás irão produzir quedas de pressão na tubulação que serão objeto de análise neste estudo.

Tabela 6.1—Comparativo do aumento percentual da porosidade inicial versus a redução percentual da queda de pressão.

ε_0	Aumento % ε_0	$\Delta P/L$ (Pa)	Redução % $\Delta P/L$
0,96		56,08	
0,98	2,08	47,38	15,51
0,99	3,13	43,61	22,24
0,999	4,06	39,95	28,77

6.2-VAZÃO MÁSSICA DOS SÓLIDOS

As Figuras 6.5-6.8 mostram gráficos da queda de pressão em função do comprimento da tubulação para as vazões mássicas de sólidos de 20, 50, 100 e 200 kg/h e porosidades iniciais 0,96, 0,98, 0,99 e 0,999, respectivamente. A velocidade inicial do gás foi de 6,3 m/s.

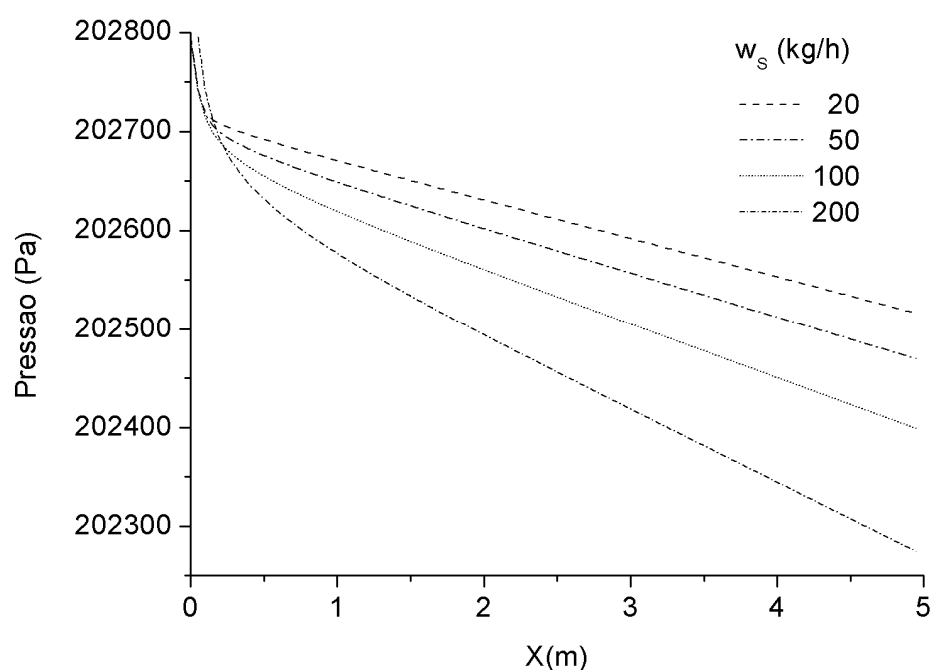


Figura 6.5—Queda de pressão em função do comprimento da tubulação para as vazões mássicas de sólidos 20,50,100 e 200 kg/h. $\varepsilon_0 = 0,96$.

Nas Figuras verificam-se um aumento na queda de pressão a medida que é aumentada a vazão mássica dos sólidos, fato que está de acordo com o fenômeno físico observado. Outro detalhe importante é o fato que em porosidade bastante elevada (0,999, neste caso) o comportamento da queda de pressão é linear (ver Figura 6.8), o que demonstra que não há influência da zona de aceleração na queda de pressão.

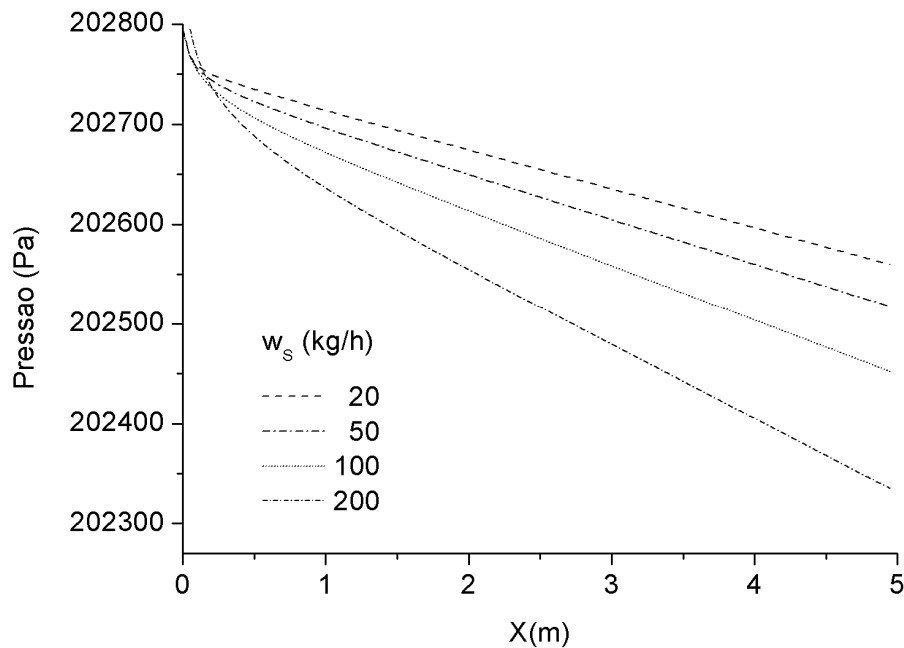


Figura 6.6—Queda de pressão em função do comprimento da tubulação para as vazões mássicas de sólidos 20,50,100 e 200 kg/h. $\epsilon_0 = 0,98$.

A Tabela 6.2 mostra os aumentos percentuais da porosidade do gás e a redução percentual correspondente da queda de pressão para as vazões mássicas de partículas sólidas 20,50,100 e 200 kg/h. Pela análise dos dados a redução percentual relativa pode chegar a 31,47 %.

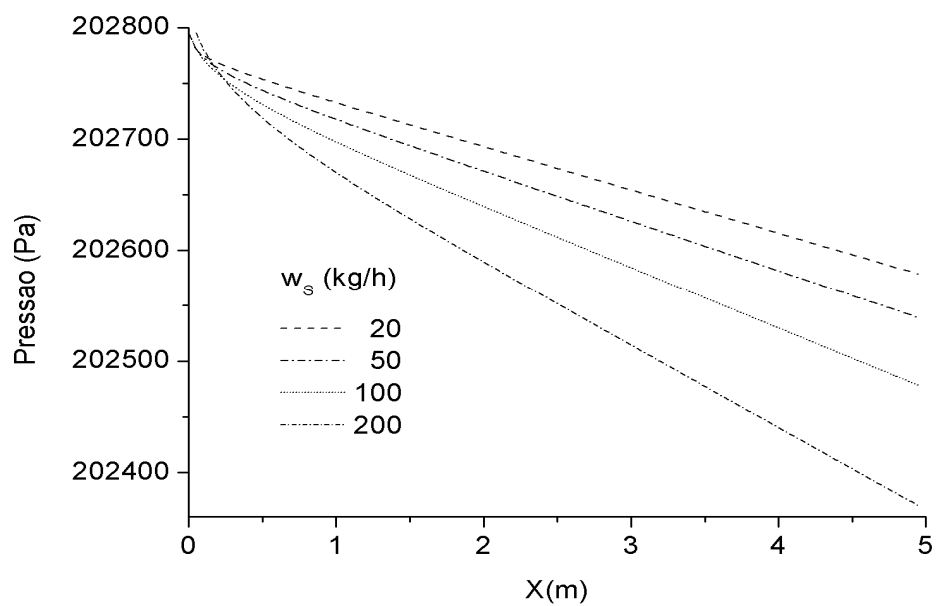


Figura 6.7– Queda de pressão em função do comprimento da tubulação para as vazões mássicas de sólidos 20,50,100 e 200 kg/h. $\epsilon_0 = 0,99$.

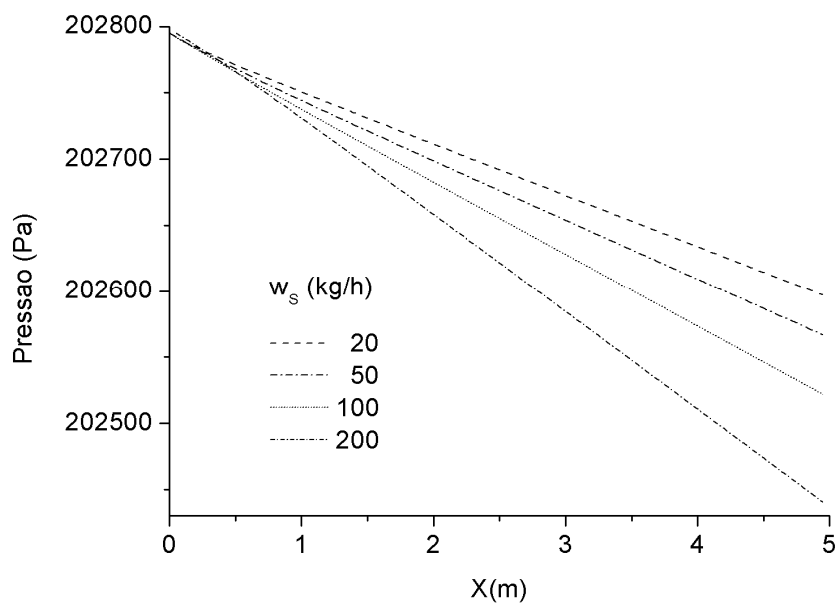


Figura 6.8– Queda de pressão em função do comprimento da tubulação para as vazões mássicas de sólidos 20,50,100 e 200 kg/h. $\epsilon_0 = 0,999$.

Tabela 6.2—Comparativo do aumento percentual da porosidade inicial versus a redução percentual da queda de pressão para vazões mássicas de partículas sólidas de 20,50,100 e 200 kg/h.

ε_0	Aumento % ε_0	$\Delta P/L$ (Pa)	Redução % $\Delta P/L$
$W_s = 20$ kg/h			
0,960		56,08	
0,980	2,08	47,38	15,51
0,990	3,13	43,61	22,24
0,999	4,06	39,95	28,77
$W_s = 50$ kg/h			
0,960		65,44	
0,980	2,08	55,89	14,59
0,990	3,13	51,58	21,18
0,999	4,06	46,04	29,65
$W_s = 100$ kg/h			
0,960		79,72	
0,980	2,08	69,09	13,34
0,990	3,13	63,88	19,87
0,999	4,06	55,14	30,83
$W_s = 200$ kg/h			
0,960		105,55	
0,980	2,08	93,44	11,47
0,990	3,13	86,43	18,12
0,999	4,06	72,33	31,47

6.3-DIÂMETRO DA TUBULAÇÃO

A Figura 6.9 mostra a queda de pressão em função do comprimento da tubulação para partículas de vidro ($\rho_s = 2620 \text{ kg/m}^3$, $d_p = 0,52 \text{ mm}$) para diâmetros de tubulação de 1, 2, 3 e 4 polegadas e porosidade de 0,96. O comprimento da tubulação utilizado foi

de 5 m. A vazão mássica dos sólidos de 20 kg/h e a velocidade inicial do gás foi de 6,3 m/s.

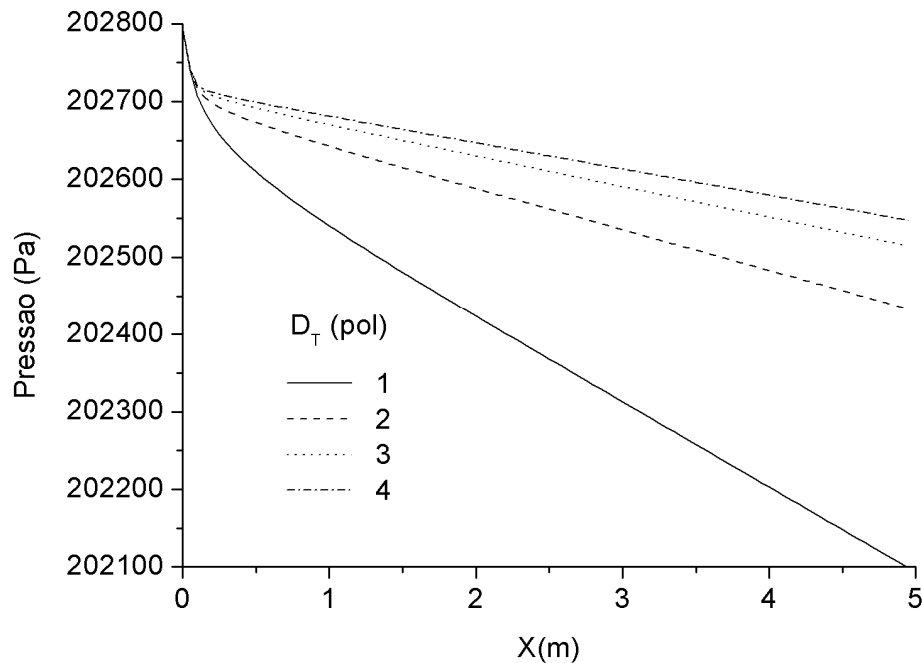


Figura 6.9—Queda de pressão em função do comprimento da tubulação para diâmetros de tubulação de 1, 2, 3 e 4 polegadas. $\varepsilon_0 = 0,96$.

Verifica-se que a queda de pressão na tubulação ocorre em relação inversa ao tamanho do diâmetro da tubulação, ou seja, aquela com menor diâmetro apresenta maior queda de pressão. Isso ocorre devido o fato de que na tubulação de menor diâmetro há uma maior influência do atrito devido a proximidade da parede da tubulação, fato esse que causa uma maior queda de pressão.

A Tabela 6.3 mostra os aumentos percentuais da porosidade do gás e a redução percentual correspondente da queda de pressão para diâmetros de tubulação de 1, 2, 3 e 4 polegadas. Destaca-se aqui que a redução no consumo de potência é maior na tubulação de 4 polegadas.

Tabela 6.3—Comparativo do aumento percentual da porosidade inicial versus a redução percentual da queda de pressão para diâmetros de tubulação de 1, 2,3 e 4 polegadas.

ε_0	Aumento % ε_0	$\Delta P/L$ (Pa)	Redução % $\Delta P/L$
D_T =1 polegada			
0,960		140,24	
0,980	2,08	128,10	8,65
0,990	3,13	121,37	13,45
0,999	4,06	108,03	22,96
D_T =2 polegada			
0,960		72,82	
0,980	2,08	63,34	13,01
0,990	3,13	59,06	18,88
0,999	4,06	53,76	26,17
D_T =3 polegada			
0,960		56,48	
0,980	2,08	47,80	15,35
0,990	3,13	44,01	22,06
0,999	4,06	40,33	28,59
D_T =4 polegada			
0,960		49,75	
0,980	2,08	41,33	16,93
0,990	3,13	37,75	24,11
0,999	4,06	34,58	30,48

6.4-DIÂMETRO DAS PARTÍCULAS

A Figura 6.10 mostra a evolução da queda de pressão em função do comprimento da tubulação para os diâmetros médios de partículas de 35, 70, 200, 500, 1500 e 5000 μm e porosidade iniciais 0,96. A velocidade do gás nessa simulação foi de 35 m/s. O diâmetro da tubulação usado foi de 3 polegadas. A massa específica das partículas foi de 2620 kg/m^3 , a vazão mássica dos sólidos foi de 20 kg/h.

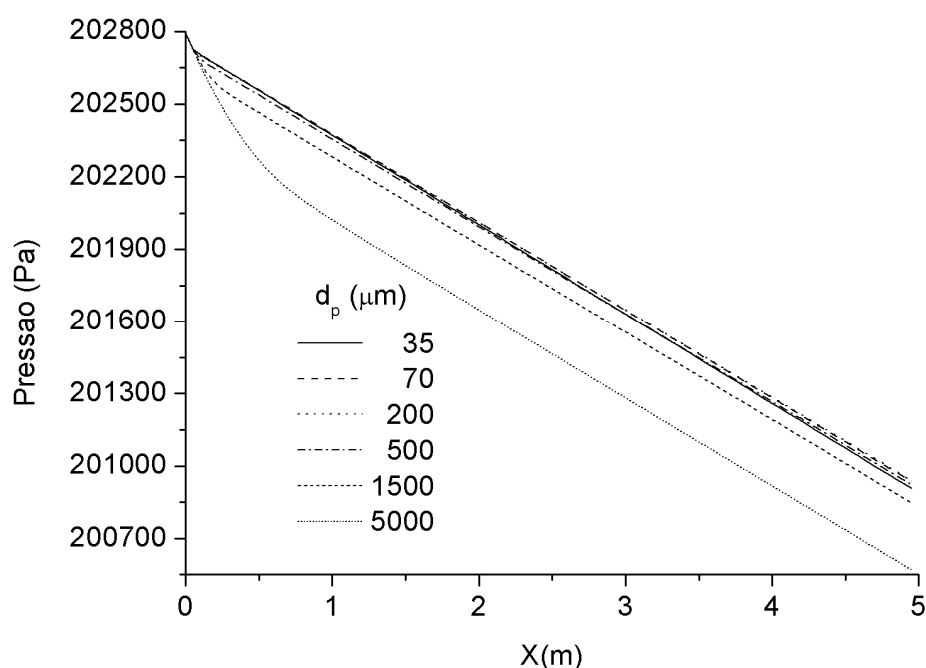


Figura 6.10—Queda de pressão em função do comprimento da tubulação para diâmetros de partícula de 35, 70, 200, 500, 1500 e 5000 μm . $\varepsilon_0 = 0,96$.

Pode-se verificar o aumento da queda de pressão em função do aumento do diâmetro das partículas, como era esperado, quanto maior o diâmetro das partículas maior a queda de pressão. Nota-se também a influência do comprimento de aceleração. Assim um aumento na porosidade inicial do gás irá reduzir a influência do comprimento de aceleração na queda de pressão. Outro aspecto bastante interessante é o fato das partículas de vidro de 35 μm de diâmetro apresentarem maior queda de pressão que aquelas de 70 μm .

A Tabela 6.4 mostra os aumentos percentuais da porosidade do gás e a redução percentual correspondente da queda de pressão para os diâmetros de partículas de 35, 70, 200, 500, 1500 e 500 μm . Nesse caso a redução do consumo pode chegar a aproximadamente 19 % para o diâmetro de partícula de 5 mm. Ressalta-se também o fato de se haver utilizado uma velocidade inicial do gás muito elevada, o que elevou bastante a queda de pressão total da tubulação.

Tabela 6.4—Comparativo do aumento percentual da porosidade inicial versus a redução percentual da queda de pressão para os diâmetros de partículas de 35, 70, 200, 500, 1500 e 500 μm .

ε_0	Aumento % ε_0	$\Delta P/L$ (Pa)	Redução % $\Delta P/L$
$d_p = 35 \mu\text{m}$			
0,960		380,99	
0,980	2,08	372,48	2,23
0,990	3,13	369,91	2,91
0,999	4,06	367,16	3,63
$d_p = 70 \mu\text{m}$			
0,960		375,27	
0,980	2,08	366,52	2,33
0,990	3,13	363,91	3,03
0,999	4,06	361,51	3,67
$d_p = 200 \mu\text{m}$			
0,960		374,23	
0,980	2,08	364,75	2,53
0,990	3,13	361,96	3,28
0,999	4,06	359,49	3,94
$d_p = 500 \mu\text{m}$			
0,960		377,76	
0,980	2,08	365,47	2,53
0,990	3,13	362,10	3,28
0,999	4,06	359,31	3,94
$d_p = 1500 \mu\text{m}$			
0,960		392,79	
0,980	2,08	369,84	5,84
0,990	3,13	363,91	7,35
0,999	4,06	359,82	8,39

Tabela 6.4 – Continuação.

ε_0	Aumento % ε_0	$\Delta P/L$ (Pa)	Redução % $\Delta P/L$
$d_p = 5000 \mu m$			
0,960		448,21	
0,980	2,08	387,50	13,54
0,990	3,13	371,43	17,13
0,999	4,06	362,06	19,22

6.5-MASSA ESPECÍFICA DOS SÓLIDOS

A Tabela 6.5 mostra os aumentos percentuais da porosidade do gás e a redução percentual correspondente da queda de pressão para massas específicas de sólidos de 1000, 2000, 3000, 4000 e 6000 kg/m³. Os valores percentuais de queda de pressão em função dos aumentos percentuais na porosidade foram baixos devido o fato de se haver utilizado uma velocidade inicial do gás elevada (35 m/s).

Assim, conclui-se que a utilização de um dispositivo de alimentação adequado, ou seja, que possibilite que as partículas cheguem no início da tubulação (alimentação) o mais dispersas possível (alta porosidade inicial do gás), é uma excelente forma de reduzir a influência do comprimento de aceleração na queda de pressão.

Destaca-se aqui que a escolha de um dispositivo de alimentação não é tarefa trivial, uma vez que cada alimentador tem características bem distintas e também sofre influências das características das partículas e tubulação. Também é na zona de alimentação dos sólidos que ocorre uma mudança rápida na quantidade de movimento que causas fortes flutuações de pressão e elevada perda de carga.

Tabela 6.5—Comparativo do aumento percentual da porosidade inicial versus a redução percentual da queda de pressão para massas específicas de sólidos de 1000, 2000, 3000, 4000 e 6000 kg/m³.

ε_0	Aumento % ε_0	$\Delta P/L$ (Pa)	Redução % $\Delta P/L$
$\rho_s = 1000 \text{ kg/m}^3$			
0,960		367,03	
0,980	2,08	361,25	1,58
0,990	3,13	360,14	1,88
0,999	4,06	359,14	2,15
$\rho_s = 2000 \text{ kg/m}^3$			
0,960		373,40	
0,980	2,08	363,77	2,58
0,990	3,13	361,32	3,23
0,999	4,06	359,21	3,80
$\rho_s = 3000 \text{ kg/m}^3$			
0,960		381,33	
0,980	2,08	366,81	3,81
0,990	3,13	362,66	4,90
0,999	4,06	359,38	5,76
$\rho_s = 4000 \text{ kg/m}^3$			
0,960		391,21	
0,980	2,08	370,15	5,38
0,990	3,13	364,13	6,92
0,999	4,06	359,59	8,08
$\rho_s = 6000 \text{ kg/m}^3$			
0,960		417,61	
0,980	2,08	378,46	9,38
0,990	3,13	367,47	12,01
0,999	4,06	360,09	13,77

CAPÍTULO 7

CONCLUSÕES E SUGESTÕES

Considerando os resultados e análises feitas no desenvolvimento deste trabalho obteve-se as seguintes conclusões:

- As correlações estudadas de um modo geral apresentaram limitações na previsão das velocidades críticas tanto para o transporte na direção horizontal como na vertical. Verificou-se uma grande dispersão dos resultados obtidos pelas correlações, evidenciando a necessidade de mais pesquisa sobre o tema;
- Apesar das dificuldades citadas, algumas correlações conseguem prever com uma razoável concordância com os dados experimentais, assim para a velocidade de deposição destacaram-se as correlações de RIZK (1976), MATSUMOTO *et al* (1977) e CABREJOS *et al*, (1994). Para a velocidade de captura destacou-se a correlação de KALMAN *et al*, 2005 apesar desta não conseguir correlacionar a influencia da esfericidade. E, finalmente, para a velocidade de chocking recomenda-se o uso das correlações de PUNWANI *et al*. (1976), LEUNG *et al* (1971) e YANG (1975).
- Devido à grande dispersão das velocidades de captura calculadas com a utilização das principais correlações disponíveis na literatura, obtiveram-se dados experimentais para as velocidades de partículas de areia e alumina. Para isso desenvolveu-se metodologia de medição de velocidade de captura das partículas, baseada nas metodologias de CABREJOS *et al*, 1992 e KALMAN *et al*, 2005, onde, pode-se constatar propriedades importantes relacionadas a captura de partículas no interior de uma tubulação horizontal. Dentre essas propriedades, destacam-se a existência de um diâmetro de

partícula onde a velocidade de captura é um mínimo. A explicação para esse fenômeno é a ocorrência de uma zona de transição entre forças coesivas e inerciais que ocorre no referido diâmetro;

- Desenvolveu-se um modelo matemático para a determinação da velocidade de captura, obtendo-se boa concordância com resultados experimentais. A influência da esfericidade na velocidade de captura foi inserida no modelo matemático de forma analítica com êxito. O modelo desenvolvido conseguiu determinar a velocidade de captura com sucesso em todas as comparações com dados experimentais da literatura;
- A análise de dois modelos matemáticos para a determinação da queda de pressão total em fase diluída demonstrou que o modelo denominado “velar” superestima o modelo denominado “velocidade relativa”. Ficou evidente nesse estudo que esses modelos apresentam dificuldades na previsão do transporte pneumático horizontal (principalmente em elevados carregamentos e diâmetros de sólidos) de partículas já que ambos foram modelados em uma única dimensão. Isso ocorre porque o peso das partículas influencia consideravelmente a trajetória das partículas uma vez que tal força altera a distribuição radial destas no interior da tubulação;
- A partir da análise da sensibilidade da porosidade na queda de pressão total do sistema, verificou-se que a porosidade inicial influencia consideravelmente a queda de pressão total do sistema. Assim, o chute da porosidade inicial, como dado de entrada em modelagem hidrodinâmica, com o fim de se obter a pressão total do sistema, deverá ser feita com cautela, uma vez que há o risco de erros significativos no projeto do sistema de transporte pneumático.

Para trabalhos futuros recomenda-se:

- O desenvolvimento de pesquisa relacionada às velocidades críticas deposição, captura e chocking, com medições experimentais de cada uma delas, inclusive analisando a influência da esfericidade, uma vez que esses dados são muito escassos na literatura. Assim, será possível o

desenvolvimento de novas correlações para a previsão de tais velocidades, suprimindo, portanto essa grande deficiência existente;

- O desenvolvimento de modelos hidrodinâmicos bidimensionais para estudos sobre a sensibilidade das propriedades das partículas (forma, porosidade, massa específica, diâmetro) e do sistema (diâmetro da tubulação, comprimento de aceleração, rugosidade do duto, entre outras) na queda de pressão total do sistema;
- O estudo sobre a influência do sistema de alimentação e das regiões de curvas na estabilidade e queda de pressão total do sistema, buscando o desenvolvimento de condições ótimas de operação com o mínimo consumo de potência.

As aplicações do transporte pneumático são muito vastas e englobam uma extensa quantidade de fenômenos que coexistem nesse tipo de sistema. Assim, torna-se necessário a realização de estudos abordando os diversos aspectos do transporte em fase diluída inclusive aquelas relacionadas à estabilidade operacional. Só assim o completo conhecimento e domínio desse tipo de sistemas serão possíveis.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AARONS L, SUNDARESAN S., “Shear flow of assemblies of cohesive and non-cohesive granular materials”, **Stress: The International Journal on the Biology of Stress**, v. 169, pp. 10 - 21, 2006.
- AIR-TEC System: Disponível em: <http://www.air-tec.it/index_materialitrasp_uk.html>. Acesso em: 12 nov. 2009.
- BENITEZ , N. G., MESQUITA, A. L. A, 1997, “Um Método para a Análise de Transporte Pneumático Vertical em Fase Diluída”, XIV COBEM, Bauru , Brasil
- BENITEZ, N. G.,1997, *Análise do Transporte Pneumático em Fase Diluída*. Tese de M.Sc, UFPA, Belém, PA, Brasil.
- BI, H. T.; GRACE, J. R.; ZHU, J. X. “Types of Choking in Vertical Pneumatic Systems”. **Int. J. Multiphase Flow**, pp. 19 (6),1077, 1993.
- CABREJOS, FRANCISCO J., KLINZING, G. E., “Incipient motion of solid particles in horizontal pneumatic conveying”, **Powder Technology**, pp. 51-61, 1992.
- CABREJOS, FRANCISCO J., KLINZING, G. E., “Pickup and saltation mechanisms of solids particles in horizontal pneumatic transport”, **Powder Technology**, pp. 173-186, 1994.
- DU B, FAN L-SHIH., “Characteristics of Choking Behavior in Circulating Fluidized Beds for Group B Particles,” **Group**, pp. 5507-5520, 2004.
- DU B, WARSITO W, FAN L-SHIH, “Imaging the Choking Transition in Gas-Solid Risers Using Electrical Capacitance Tomography,” **Society**, vol. 41, pp. 5384-5395, 2006.
- DZIDO, G., PALICA, M., RACZEK, J., “ Investigations of the Acceleration Region in the Vertical Pneumatic Conveying”, **Powder Technology**, Vol. 127, pp. 99-106, 2002
- FLUIDIZATION TECHNOLOGY.,1986, **Great Britain**. John Wiley & Sons Ltd.
- GALDINO R., SILVA, D.A., 2006, *Estudo numérico de movimentação de partículas em escoamentos*, Tese de M.Sc., USP, São Paulo, SP, Brasil.
- GELDART, D. & LING, S. J. “Saltation velocity in high pressure conveying of fine coal”. **Powder Technol. V. 69**, pp. 157 162, 1992.
- GIDASPOW, D., ARASTOPOUR, H., “Vertical Pneumatic Conveying Using Four Hydrodynamic Models”, **Ind. Eng. Chem. Fundam., Vol. 18, No. 2**, pp. 123-

130,1979.

- GOMES LM.,2006, *ANÁLISE EXPERIMENTAL DE VELOCIDADE DE CAPTURA EM*. Tese de M.Sc., UFPA/CT/CMEE, Belém, PA, Brasil.
- GOMES LM, MESQUITA L. A, A, OLIVEIRA MD, HENRIQUE P., 2009, EXPERIMENTAL STUDY OF PARAMETERS INFLUENCING THE PICKUP VELOCITY IN PNEUMATIC CONVEYING SYSTEMS.,*Cobem, Gramado* .RS, Brasil, .
- GOMES LM,. MESQUITA L. A, A, OLIVEIRA MD, HENRIQUE P, A METHODOLOGY TO DETERMINE THE PICKUP VELOCITY. *ENCIT*, 2007., Belo Horizonte,.Brasil.
- GRIERSON D.S., FLATER E.E., CARPICK R.W., “Accounting for the JKR – DMT transition in adhesion and friction measurements with atomic force microscopy,” **J. Adhesion Sci. Technol. , vol. 19, no. 3**, pp. 291- 311, 2005.
- HAIDER, A., LEVENSPIEL O., “Drag Coefficient and Terminal Velocity of Spherical and Nonspherical Particles”, **Powder Technology, Vol. 58**, pp. 63-70. 1989.
- HAN, Q., HUNT, J.D., “Particle pushing: critical flow rate required to put particles into motion”, **Journal of Crystal Growth, vol. 152**, pp. 221-227, 1995.
- HARIU, O. H., MOLSTAD M. C., “Pressure Drop in Vertical Tubes in Transport of solids by Gases”, **Industrial and Engineering Chemistry, Vol. 41, No 6**, pp. 1148-1160, 1949.
- HAYDEN K.S, PARK K, CURTIS J.S., “Effect of particle characteristics on particle pickup velocity”, **Powder Technology, vol. 131**, pp. 7 - 14, 2003.
- HERBRETEAU, C., BOUARD, R., 2000, “Experimental study of parameters which influence the energy minimum in horizontal gas–solid conveying”, **Powder Technology, Volume 112**, P. 213-220.
- IBRAHIM, A.H., BRACH, R.M., DUNN, P.F., “Microparticle detachment from surfaces exposed to turbulent air flow : microparticle motion after detachment”, **J. Aerosol Science, vol. 35**, pp. 1189 - 1204, 2004.
- JONES, P. J, LEUNG, L. S., “A Comparison of Correlations for Saltation Velocity in Horizontal Pneumatic Conveying”, **Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev., Vol. 17, No. 4**, 1978.
- KALMAN, H. e HUBERT , M., “Experimental determination of length-dependent saltation velocity in dilute flows”, **Powder Technology, v. 134**, pp. 156-166,

2003.

- KALMAN, H., RABINOVICH, E., “Boundary saltation and minimum pressure velocities in particle–gas systems”, **Powder Technology**, v.185, pp. 67-79, 2008.
- KLINZING, G. E., MARCUS, R. D., RIZK, F, LEUNG, L. S., **Pneumatic Conveying of Solids, Chapman & Hill, 2a Edição**, London. 1997
- KMIEC, A., LESCHONSKI, K., “Acceleration of the Solid Phase During Pneumatic Conveying in Vertical Pipes”, **The Chemical Engineering Journal**, v. 36, pp. 59-70, 1987.
- KMIEC, A., LESCHONSKI, K., “An experimental study of the pressure drop of gas-solids suspension flow in Vertical Pipes”, **The Chemical Engineering Journal**, Vol. 29, pp. 51-56. 1984.
- KNOWLTON, T. M. “Solids Transfer in Fluidized Systems”. In: **GELDART, D. Gas**
- KONCHESKY. J. L; GEORGE, T. J.; CRAIG, J. C. Trans. ASME, pp.94, 1975.
- LEUNG S., WILES R.J., NICKLIN D.J., “Correlation for Predicting Choking Flowrates in Vertical Pneumatic Conveying”, **Engineering**, vol. 10, no. 2, pp. 183-189, 1971.
- MATSUMOTO S, KIKUTA M., MAEDA S., “Effect of Particle Size on the Minimum Transport Velocity for Horizontal Pneumatic Conveying of”, **Journal of Chemical Engineering of Japan** v. 10, no. 4, pp 273-279, 1977.
- MATSUMOTO S, SAITO S., HARA M, MAEDA S. “Minimum Transport Velocity for Horizontal Pneumatic Conveying”, **Journal of Chemical Engineering of Japan** v. 7, no. 6, pp 425-431, 1974.
- MILLS, D., JONES, M. G., AGARWAL, V. K., “Handbook of Pneumatic Conveying Engineering”, **Marcel Dekker, Inc., New York**, 2004.
- OCHI, M. “Saltation velocity of the gas solid two-phase flow in a horizontal pipe”. ASME-FED, **Gas Solid Flows**, Vol. 121, pp. 163-166, 1991.
- PAN, R., “Material properties and flow modes in pneumatic conveying”, **Powder Technology**, v. 104, pp.157-163, 1999.
- RABINOVICH E, KALMAN H. “Generalized master curve for threshold superficial velocities in particle – fluid systems”. **Powder Technology**, 2007.
- RABINOVICH, E. AND KALMAN, H., “Phenomenological study of saltating motion of individual particles in horizontal particle – gas systems,” **Chemical**

Engineering Science, v. 65, no. 2, pp. 739-752, 2010.

- RABINOVICH, E. AND KALMAN, H., “Incipient motion of individual particles in horizontal particle – fluid systems: A Experimental analysis”, **Powder Technology, v. 192**, pp. 318-325, 2009.
- RABINOVICH, E. AND KALMAN, H., “Incipient motion of individual particles in horizontal particle – fluid systems: B .Theoreticalanalysis”, **Powder Technology, v. 192,no. 3**, pp. 326-338, 2009.
- RATNAYAKE, C., 2005, *A Comprehensive Scaling Up Technique for Pneumatic Transport Systems*. Tese de D.Sc.,Telemark University College, Norway.
- RAWLE, A., “Basic Principles Of Particle Size Analysis”, **Technical Paper, Instruments Limited, Enigma Business Park, Grovewood Road, Malvern**, 1992.
- SCHLICHTING, H., 1979, *Boundary-Layer Theory*. 6th Edition. New York, McGraw-Hill Book Company.
- SILVA, L. J. S., MESQUITA, A. L. A., JR, C. T., 2004. “Cálculo da Perda de Carga em Transporte Pneumático usando um Modelo Hidrodinâmico”, COBEM, Belém,.
- STEVENSON, P., THORPE, R.B., DAVIDSON, J.F., “Incipient motion of a small particle in the viscous boundary layer at a pipe wall”, **Chemical Engineering Science, vol. 57**, pp. 4505 - 4520, 2002.
- STREETER, V. L. e WYLIE, E. B.: “Mecânica dos Fluidos”, **McGraw-Hill, 7ª ed.**, 1980.
- TASHIRO H, PENG X, TOMITA Y, “Numerical prediction of saltation velocity for gas-solid two-phase flow in a horizontal pipe,” **Powder Technology, v. 91, no. 3**, pp. 141-146, 1997.
- TAYLOR, T.,”Specific energy consumption and particle attrition in pneumatic conveying”, **Powder Technology, v. 95**, pp. 1-6, 1998.
- VASCONCELOS, P. D. S, 2005, *Transporte pneumático de finos de carbono em fase diluída: Estudos de casos na empresa ALBRAS (Alumínio Brasileiro S.A.)*. Tese de M.Sc,UFPA/CT/CMEE, Belém, PA, Brasil
- VILLAREAL, J. A. E KLINZING, G. E., “Pickup velocities under higher pressure conditions”, **Powder Technology, Volume 80**,pp. 179-182, 1994.

- WANG C-HWA,ZHANG Y, WEE E, LIM C, “Pneumatic Transport of Granular Materials in an Inclined Conveying Pipe : Comparison of Computational Fluid Dynamics-Discrete Element Method (CFD-DEM), Electrical Capacitance Tomography (ECT), and Particle Image Velocimetry (PIV) Results,” **Society**, pp. 6066-6083, 2007.
- WEBER M., “Principles of Hydraulic and Pneumatic Conveying in Pipes”, **Bulk Solids Handling**, v. **01**, no. **01**, pp 57-63.
- WHITE, F.M., 2002, *Fluid Mechanics*, University of Rhode Island, Mc Grow Hill.
- WIRTH, K. E. E MOLERUS,O., “The influence of pipe geometry on the critical velocity of horizontal pneumatic conveying of coarse particles”, **Powder Technology**, v.**43**, p. 27-36, 1985.
- WIRTH, K.E. , MOLERUS, O., “Critical solids transport velocity in horizontal pipelines. In Encyclopedia of Fluid Mechanics”, **Solids and Gas-Solids Flow**, v. **4**, Gulf, Houston, TX, Chap. 11, 1986.
- WYPYCH, P. W., YI, J., “Minimum transport boundary for horizontal dense-phase pneumatic conveying of granular materials”, **Powder Technology**, **Volume 129**, pp.111-121, 2003.
- YANG W. C. “Estimating the Solid Particle Velocity in Vertical Pneumatic Conveying Lines”. **Ind. Eng. Chem. Fundam.**, v. **12**, n. **3**, p. 349, 1975.
- YANG ,W. C, “Fluidization, Solids Handling, And Processing - Industrial Applications” **Noyes Publications**, New Jersey, 1998.
- YANG, W. C., “Correlations for solids friction factors in vertical and horizontal pneumatic conveyings”, **AIChE v.20**, 605-607, 1974.
- YANG, W. C., “A Correlation for Solid Friction Factor in Vertical Pneumatic Conveying Lines”, **AIChE Journal**, v. **24**, No. 3, pp. 548-552. 1978.
- Yi, J., WYPYCH, P. W., Pan, R., “Minimum Conveying Velocity in Dilute – Phase Pneumatic Conveying”, **Powder Handling & Processing**, v.**10**, N.3. 1998.
- ZAPATO, L. *The Inteli-Tube Pneumatic Transportation System*. Disponível em: < <http://zapatopi.net/inteli-tube/>>. Acessoem: 22 nov. 2009.
- ZENS, F. A., “Two-Phase Fluid-Solid Flow”, **Ind. Eng. Chem**, v. **41**, pp. 2801-2807. 1949,
- ZENZ, F. A., OTHMER, D. F.,1960, **Fluidization and Fluid-Particle System**. New York, Reinhold.

- ZENZ, F. A. "Two-Phase Fluid-Solid Flow". **Ind. Eng. Chem**, v. **41**, pp. 2801-2807, 1949.
- ZENZ, F., "Conveyability of materials of mixed particle size", **Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals** 3 ed., pp. 65 – 75, 1964.
- ZISKIND, G., FICHMAN, M., GUTFINGER, C., "Resuspension of particulates to turbulent flows-review from surfaces and analysis," **J. Aerosol Science**, v. **26**, no. **4**, pp. 613-644, 1995.

APÊNDICE A

ANÁLISE DE INCERTEZA

Na análise de incerteza das medições devem ser consideradas incertezas dos tipos A (componente aleatório) e B (componente sistemático). Assim nos procedimentos de determinação da massa específica das partículas de areia e alumina são analisadas as seguintes fontes de incertezas;

1. Balança (escala e medidas);
2. Proveta (escala e medidas)

A figura 1.1 mostra o fluxograma para o cálculo de incerteza.

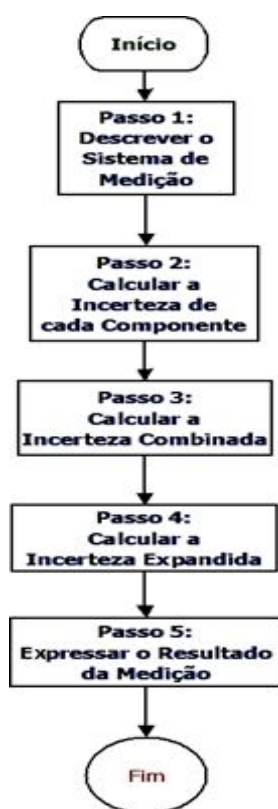


Figura A.1 - Fluxograma para o cálculo de incerteza.

No diagrama de Ishikawa (fig.A.2) são apresentadas as fontes incerteza do sistema de medição:

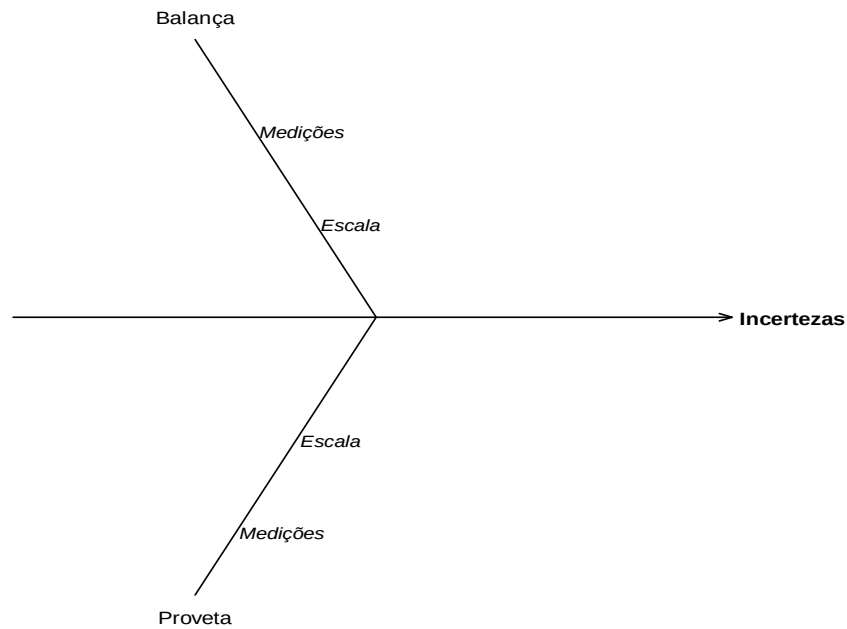


Figura A.2 - No diagrama de causa e efeito.

Sendo o desvio padrão σ dado por,

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - x_m)^2} \quad (\text{A.1})$$

e o desvio padrão da média e a certeza expandida dados por,

$$u_x = \frac{\sigma_x}{\sqrt{n}} \quad (\text{A.2})$$

e

$$u_x = \frac{U}{k} \quad (A.3)$$

onde U é a incerteza expandida declarada e k é o coeficiente de abrangência. Sendo a precisão da balança de 0,01 g e k = 2, obteve-se com o uso da eq. (A.3) $u_{bal1} = 0,005$ g. Repetindo o procedimento para a proveta de subdivisão de 1 ml obteve-se, $u_{prov1} = 0,5$ ml. Calculando a incerteza devido às medições (eq. A.2), obteve-se $u_{bal2} = 0,4101$ g e $u_{prov2} = 0,1490$ ml.

Sendo a massa específica dada por:

$$\rho_p = \frac{m_p}{V} \quad (A.4)$$

Tem-se que:

$$\Delta v = \sqrt{\left(\frac{\partial \rho_p}{\partial m} \Delta m\right)^2 + \left(\frac{\partial \rho_p}{\partial V} \Delta V\right)^2} \quad (A.5)$$

Para obter os coeficientes de sensibilidade basta derivar a eq. (A.4) com relação a m e ρ (eqs. A.6-A.7). Assim:

$$c_m = \frac{\partial \rho_p}{\partial m} = \frac{1}{V} \quad (A.6)$$

$$c_V := -\frac{m}{2V^2} \quad (A.7)$$

Substituindo m = 17,6 g e V = 6,6 ml nas eqs. (A.6-A.7), resulta:

$$C_m = 0,1500;$$

$$C_V = -0,1983.$$

Determinando os componentes de incerteza pela relação:

$$c_{inc} = c_x^2 u_x^2 \quad (A.8)$$

Calculando a incerteza padrão combinada através da equação:

$$u_z = \sqrt{\sum_{i=1}^N c_{x_i}^2 u_{x_i}^2} \quad (A.9)$$

Assim, obteve-se a incerteza padrão combinada $u_z = 0,1204$

Para determinar a incerteza expandida usa-se a seguinte relação:

$$U_z = k u_z \quad (A.10)$$

Para isso determina-se o número de graus de liberdade efetivos através da Equação de Welch-Satterwaite,

$$v_R = \frac{u_z^4}{\sum_{i=1}^N \frac{(u_{x_i})^4}{v_{x_i}}} \quad (A.11)$$

O cálculo do coeficiente de abrangência é feito usando a tabela de distribuição t de Student (fig. A.3) para um dado número de graus de liberdade efetivos e um nível de confiança (N.C.) estima-se o valor do coeficiente de abrangência.

Student t Table						
Degrees of Freedom	Confidence Interval					
	80% $t_{.90}$	90% $t_{.95}$	95% $t_{.975}$	98% $t_{.99}$	99% $t_{.995}$	99.73% $t_{.9995}$
1	3.078	6.314	12.706	31.821	63.657	235.800
2	1.886	2.920	4.303	6.965	9.925	19.207
3	1.638	2.353	3.182	4.541	5.841	9.219
4	1.533	2.132	2.776	3.747	4.604	6.620
5	1.476	2.015	2.571	3.365	4.032	5.507
6	1.440	1.943	2.447	3.143	3.707	4.904
7	1.415	1.895	2.365	2.998	3.499	4.530
8	1.397	1.860	2.306	2.896	3.355	4.277
9	1.383	1.833	2.262	2.821	3.250	4.094
10	1.372	1.812	2.228	2.764	3.169	3.975
11	1.363	1.796	2.201	2.718	3.106	3.850
12	1.356	1.782	2.179	2.681	3.055	3.764
13	1.350	1.771	2.160	2.650	3.012	3.694
14	1.345	1.761	2.145	2.624	2.977	3.636
15	1.341	1.753	2.131	2.602	2.947	3.586
16	1.337	1.746	2.120	2.583	2.921	3.544
17	1.333	1.740	2.110	2.567	2.898	3.507
18	1.330	1.734	2.101	2.552	2.878	3.475
19	1.328	1.729	2.093	2.539	2.861	3.447
20	1.325	1.725	2.086	2.528	2.845	3.422
25	1.316	1.708	2.060	2.485	2.787	3.330
30	1.310	1.697	2.042	2.457	2.750	3.270
40	1.303	1.684	2.021	2.423	2.704	3.199
60	1.296	1.671	2.000	2.390	2.660	3.110

Degrees of Freedom = $n - 1$ n = # of observations

Figura A.3 - Tabela de distribuição t de Student.

Os valores calculados são mostrados na tabela A.1. Aqui, utilizou-se um NC de 95%.

Tabela A.1 - valores calculados do Número de graus de liberdade efetivos e do Coeficiente de abrangência

Número de graus de liberdade efetivos
65
Coeficiente de abrangência
1,67

Finalmente, utilizando a eq. (A.10), determina-se a incerteza expandida $U_z = 0,2$.

Assim, a incerteza na medição da massa específica da areia é $(2,68 \pm 0,20) \text{ g/ml}^3$.

Repetiu-se o mesmo procedimento para a alumina e obteve-se uma incerteza de $(3,71 \pm 0,26) \text{ g/ml}^3$.

APÊNDICE B

ESFERICIDADE DE UMA ESFERA CUJA CALOTA

ESFÉRICA FOI REMOVIDA

Nesta secção é apresentado detalhadamente a dedução da equação da esfericidade de uma esfera cuja calota foi removida em função do ângulo θ .

A fig. B.1 é um esquema 2-D dos elementos relacionados à determinação de relações geométricas envolvidas no tratamento matemático visando obter uma relação para a esfericidade de uma esfera cuja calota esférica foi removida.

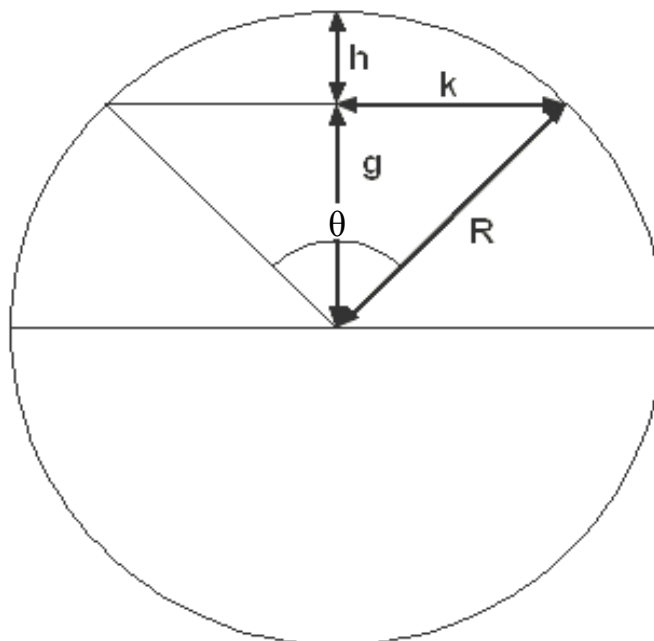


Figura B.1 – Grandezas geométricas em uma esfera utilizadas para a determinação da

esfericidade em função do ângulo θ .

Manipulando-se algebricamente os elementos da figura B.1, obtém-se a esfericidade de uma esfera cuja calota foi removida em função do ângulo θ .

Sendo que,

$$h = R - g \quad (\text{B.1})$$

e

$$g = R \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (\text{B.2})$$

Substituindo a eq. (B.2) na eq. (B.1) tem-se,

$$h = R \left(1 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad (\text{B.3})$$

Sendo o volume da calota esférica dado por,

$$V_c = \frac{1}{3} \pi h^2 (3R - h) \quad (\text{B.4})$$

Fazendo-se a substituição da eq. (B.3) na eq. (B.4), resulta,

$$V_c = \frac{1}{3} \pi R^2 \left(1 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^2 \left(3R - R \left(1 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)\right) \quad (\text{B.5})$$

Sendo o volume de uma esfera dado por,

$$V_E = \frac{4}{3}\pi R^3 \quad (\text{B.6})$$

Fazendo a diferença V_T entre os volumes da esfera (eq.(B.6)) e da calota esférica (eq.(B.5)),

$$V_T = V_E - V_C \quad (\text{B.7})$$

Resulta a seguinte relação:

$$V_T = \frac{4}{3}\pi R^3 - \frac{1}{3}\pi R^2 \left(1 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^2 \left(3R - R\left(1 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)\right) \quad (\text{B.8})$$

Expandindo os termos e aplicando a identidade trigonométrica $\cos^3\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{1}{4}\cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) + \frac{3}{4}\cos\left(\frac{\theta}{2}\right)$, obtém-se,

$$V_T = \frac{2}{3}\pi R^3 + \frac{3}{4}\pi R^3 \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) - \frac{1}{12}\pi R^3 \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) \quad (\text{B.9})$$

Fatorando a eq.(B.9) resulta:

$$V_T = \frac{1}{12}\pi R^3 \left(8 + 9\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) - \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right)\right) \quad (\text{B.10})$$

Sendo a esfericidade dada por,

$$\psi = \frac{\text{área superficial de uma esfera de volume equivalente}}{\text{área superficial da partícula}} \quad (\text{B.11})$$

Deve-se determinar estará então o raio R' que teria uma esfera com volume

$$V' = V_T \quad (\text{B.12})$$

Escrevendo V' como,

$$V' = \frac{4}{3}\pi R'^3 \quad (\text{B.13})$$

Substituindo as eqs. (B.8) e (B.13) em (B.12) resulta:

$$\frac{4}{3}\pi R^3 - \frac{1}{3}\pi R^2 \left(1 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^2 \left(3R - R\left(1 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)\right) = \frac{4}{3}\pi R'^3 \quad (\text{B.14})$$

Isolando R' e simplificando o resultado obtém-se,

$$R' = \frac{R}{\sqrt[3]{4}} \left(2 + 3\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) - \cos^3\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^{1/3} \quad (\text{B.15})$$

Assim, a área A' de uma esfera com volume V_T , será,

$$A' = 4\pi R'^2 \quad (\text{B.16})$$

Substituindo a eq. (B.15) em (B.16), resulta

$$A' = 4\pi \frac{R^2}{\sqrt[3]{16}} \left(2 + 3\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) - \cos^3\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^{2/3} \quad (\text{B.17})$$

Sendo A_C a superfície da calota esférica dada por,

$$A_C = 2\pi Rh \quad (\text{B.18})$$

Substituindo a eq. (B.3) em (B.18), obtém-se,

$$A_C = 2\pi R^2 \left(1 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \right) \quad (\text{B.19})$$

Determinando k na fig. B.1,

$$k = R \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (\text{B.20})$$

Sendo a área de um círculo A_k de raio k, dada por

$$A_k = \pi k^2 \quad (\text{B.21})$$

Substituindo a eq. (B.20) em (B.21), resulta

$$A_k = \pi R^2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (\text{B.22})$$

Sendo, a área em questão dada por,

$$A_p = 4\pi R^2 - A_C + A_k \quad (\text{B.23})$$

Substituindo as eqs. (B.19) e (B.21) em (B.23), obtém-se,

$$A_p = 4\pi R^2 - 2\pi R^2 \left(1 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) + \pi R^2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (\text{B.24})$$

Fazendo a substituição $\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) = 1 - \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)$ e simplificando, obtém-se a seguinte relação,

$$A_p = \pi R^2 \left(3 + 2\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)^2\right) \quad (\text{B.25})$$

Assim, a esfericidade (eq. B.11), será então,

$$\psi = \frac{A'}{A_p} \quad (\text{B.26})$$

Substituindo as eqs. (B.17) e (B.25), tem-se,

$$\psi = \frac{4\pi \frac{R^2}{\sqrt[3]{16}} \left(2 + 3\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) - \cos^3\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^{2/3}}{\pi R^2 \left(3 + 2\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) - \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)} \quad (\text{B.27})$$

Aplicando algumas identidades trigonométricas e simplificando o resultado, obtém-se a seguinte relação para a esfericidade,

$$\psi = -\left(2^{2/3}\right) \frac{\left(2 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^{2/3} \left(\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) + 1\right)^{1/3}}{\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) - 3} \quad (\text{B.28})$$

Como já era esperado, a esfericidade não depende do raio R , apenas do ângulo θ (ver fig. B.1).

APÊNDICE C

BALANÇO DE FORÇAS EM PARTÍCULAS GROSSAS

Considerando um fluxo de ar passando através de uma partícula de forma irregular em repouso no fundo de um tubo horizontal, e aplicando-se um balanço de forças nesta partícula (condição de equilíbrio), na direção horizontal, tem-se que:

$$F_d - F_f = 0 \quad (C.1)$$

Aplicando-se o balanço de forças nesta partícula na direção vertical, obtém-se:

$$F_n + F_s + F_e - F_g - F_a = 0 \quad (C.2)$$

Isolando a força normal, resulta a seguinte relação:

$$F_n = -F_s - F_e + F_g + F_a \quad (C.3)$$

As relações para a força peso e massa da partícula são respectivamente,

$$F_g = m_p g \quad (C.4)$$

e,

$$m_p = \rho_p V_p \quad (C.5)$$

Substituindo a eq. (B.10) na eq. (C.5), fazendo $V_p = V_T$, resulta

$$m_p = \frac{1}{12} \rho_p \pi R^3 \left(8 + 9 \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) - \cos\left(\frac{3}{2}\theta\right) \right) \quad (C.6)$$

Fazendo a substituição da eq. (C.6) na eq. (C.4), tem-se,

$$F_g = \frac{1}{12} \rho_p \pi R^3 \left(8 + 9 \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) - \cos\left(\frac{3}{2}\theta\right) \right) g \quad (C.7)$$

Sendo a força de empuxo (F_e) dada por,

$$F_e = m_f g \quad (C.8)$$

Sendo a massa do fluido (m_f) obtida através da relação,

$$m_f = \frac{1}{12} \rho_f \pi R^3 \left(8 + 9 \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) - \cos\left(\frac{3}{2}\theta\right) \right) \quad (C.9)$$

Substituindo a eq. (C.9) em (C.8), resulta

$$F_e = \frac{1}{12} \rho_f \pi R^3 \left(8 + 9 \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) - \cos\left(\frac{3}{2}\theta\right) \right) g \quad (C.10)$$

Por outro lado, a força de Arrasto (F_d) é dada por,

$$F_d = \frac{1}{2} n C_D A_p \rho_f U_r^2 \quad (C.11)$$

onde A_p é a área projetada da partícula.

Substituindo a eq. (4.35) na eq. (4.28) e isolando $u(y)$, resulta:

$$u(y) = 0.19887 \left(\frac{U^{7/4} \nu^{1/4}}{D_T^{1/4}} \right)^{0.5} \left(2.5 \ln \left(\frac{0.19887 y \left(\frac{U^{7/4} \nu^{1/4}}{D_T^{1/4}} \right)^{0.5}}{\nu} \right) + 5.5 \right) \quad (C.12)$$

Sendo a área hachurada(A_s) na fig. 4.5 dada por,

$$A_s = \frac{1}{2} R^2 (\theta - \sin(\theta)) \quad (C.13)$$

e a área projetada total da partícula (A_p),

$$A_p = \pi R^2 - A_s \quad (C.14)$$

Substituindo a eq. (C.13) na eq.(C.14) resulta,

$$A_p = \frac{1}{2} R^2 (2\pi - \theta + \sin(\theta)) \quad (C.15)$$

Substituindo ainda a eqs. (C.15) e (C.12) na eq. (C.11), fazendo $U(y) = U_r$, obtém-se

$$F_d = 9,8875 \cdot 10^{-3} n C_D R^2 (2\pi - \theta + \sin(\theta)) \rho_f \frac{U^{7/4} v^{1/4}}{D_T^{1/4}} \left(2.5 \ln \left(\frac{0,1989 y \left(\frac{U^{7/4} v^{1/4}}{D_T^{1/4}} \right)^{0.5}}{v} \right) + 5.5 \right)^2 \quad (C.16)$$

A eq. (C.16) possibilita o cálculo da força de arrasto em uma partícula cuja forma (e esfericidade) pode ser modificada variando-se o ângulo θ . Um aspecto importante a ser considerado é o fato de que o raio R não representa o raio equivalente R' da partícula considerada irregular, mas apenas o raio utilizado nas relações geométricas obtidas a partir de uma esfera. Neste caso deve-se reescrever R em função de R' , que neste caso é o raio que teria uma esfera com o mesmo volume da partícula irregular em questão.

Isolando R na eq. (B.15),

$$R = \frac{R' 2^{2/3}}{\left(2 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \right)^{1/3} \left(\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) + 1 \right)^{2/3}} \quad (C.17)$$

Substitui-se então a eq. (C.17) na eq. (C.16). Simplificando-se os termos, resulta,

$$F_d = \frac{0,0249 n C_D R'^2 (2\pi - \theta + \sin(\theta)) \rho_f U^{7/4} v^{1/4} \left(2,5 \ln \left(\frac{0,1989 y U^{7/8}}{v^{7/8} D_T^{1/8}} \right) + 5.5 \right)^2}{\left(2 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \right)^{2/3} \left(\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) + 1 \right)^{4/3} D_T^{1/4}} \quad (C.18)$$

De modo análogo faz-se a substituição da eq. (C.17) na eq. (C.7),

$$F_g = \frac{1}{12} \rho_p \pi \left(\frac{R' 2^{2/3}}{\left(2 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^{1/3} \left(\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) + 1\right)^{2/3}} \right)^3 \left(8 + 9 \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) - \cos\left(\frac{3\theta}{2}\right) \right) g \quad (C.19)$$

Usando algumas identidades trigonométricas e simplificando o resultado, tem-se,

$$F_g = \frac{4}{3} \rho_p \pi R'^3 g \quad (C.20)$$

Verifica-se que na eq. (C.20), tem-se que $V_p = V'$, ou seja, é o volume de uma esfera com mesmo volume da partícula irregular aqui considerada, o que deveras, já era esperado.

Substitui-se ainda a eq. (C.17) na eq. (C.10). Após algumas simplificações, resulta

$$F_e = \frac{4}{3} \rho_f \pi R'^3 g \quad (C.21)$$

Utilizando a relação de Mollinger *et al* (1995),

$$F_s^+ = p(a^+)^q \quad (C.22)$$

onde a^+ é dado por

$$a^+ = \frac{1}{2} \frac{d_p u_*}{v} \quad (C.23)$$

e

$$F_s^+ = \frac{F_s}{\rho_f v^2} \quad (C.24)$$

Substituindo as eqs. (C.22) e (C.23) em (C.21), resulta

$$F_s = p \left(\frac{1}{2} \frac{d_p u_*}{v} \right)^q \rho_f v^2 \quad (\text{C.25})$$

Sendo a força de atrito dada por,

$$F_f = f F_n \quad (\text{C.26})$$

Substituindo a eq. (C.26) na eq. (C.1), tem-se que

$$F_d - f F_n = 0 \quad (\text{C.27})$$

Substituindo a eq.(C.3) na eq. (C.27), resulta,

$$F_d - f (-F_s - F_e + F_g + F_a) = 0 \quad (\text{C.28})$$

Fazendo a substituição das eqs. (C.18), (C.25), (C.21), (C.20) e (4.7) na eq. (C.28) e, fazendo-se ainda $R' = d_p'/2$, obtém-se

$$\frac{6,2287 \cdot 10^{-3} n C_D d_p'^2 (2\pi - \theta + \sin(\theta)) \rho_f U^{7/4} v^{1/4} \left(2,5 \ln \left(\frac{0,1989 y U^{7/8}}{v^{7/8} D_T^{1/8}} \right) + 5,5 \right)^2}{\left(2 - \cos \left(\frac{\theta}{2} \right) \right)^{2/3} \left(\cos \left(\frac{\theta}{2} \right) + 1 \right)^{4/3} D_T^{1/4}} +$$

$$- f \left(-20,9 \left(\frac{1}{2} \frac{d_p' u_*}{v} \right)^{2,31} \rho_f v^2 + \frac{4}{3} \rho_p \pi \left(\frac{d_p'}{2} \right)^3 g - \frac{4}{3} \rho_f \pi \left(\frac{d_p'}{2} \right)^3 g + \frac{1}{12} \frac{A_H d_p'}{s^2} \right) = 0 \quad (\text{C.29})$$

As forças de coesão e empuxo podem ser desprezadas. Substituindo a eq. (4.35) na eq. (C.29) e fazendo $dp' = dp$, $U = U_C$ e $y = dp/2$, resulta,

$$\begin{aligned}
& \frac{6,2287.10^{-3} n C_D d_p^2 (2\pi - \theta + \sin(\theta)) \rho_f U_C^{7/4} \nu^{1/4} \left(2,5 \ln \left(\frac{0,09943 d_p U_C^{7/8}}{\nu^{7/8} D_T^{1/8}} \right) + 5.5 \right)^2}{\left(2 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \right)^{2/3} \left(\cos\left(\frac{\theta}{2}\right) + 1 \right)^{4/3} D_T^{1/4}} + \\
& + f \left(\frac{0,101 d_p^{2,31} U_C^{2,02} \rho_f}{\nu^{0,021} D_T^{0,289}} - \frac{1}{6} \rho_p \pi d_p^3 g \right) = 0
\end{aligned} \tag{C.30}$$

APÊNDICE D

PARTÍCULAS FINAS (ESFÉRICAS E NÃO ESFÉRICAS)

No modelo desenvolvido para a pequena partícula não esférica considerou-se o movimento incipiente ocorrendo por rolamento (figura D.1).

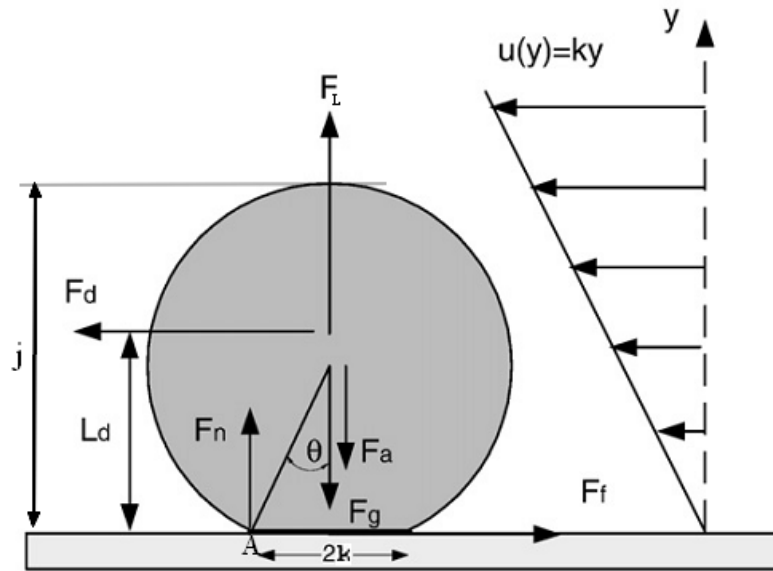


Figura D.1 - Várias forças agindo em uma única partícula menor do que a sub-camada viscosa.

Baseado no fato de que o mecanismo do movimento inicial de partículas finas é por rolamento, (Kalman e Rabinovich (2009)), o balanço de momento angular é desenvolvido considerando-se a rotação do sistema de forças em torno do ponto A. Assim, pode-se escrever:

$$\sum M_A = 0 \quad (D.1)$$

Sendo que a força de arrasto equivalente age no ponto $L_d = d_p/2$ (medido a partir do

fundo da tubulação) para partículas grossas e em $L_d = 1,4d_p/2$ para partículas finas. Assim, pode-se escrever,

$$1,4 \frac{d_p}{2} F_d + a F_s - a (F_g - F_e) - a F_a = 0 \quad (D.2)$$

Na figura D.1, j é definido como,

$$j = 2R - h \quad (D.3)$$

Então, na eq. (D.2), d_p pode ser substituído por j . Assim, obtém-se:

$$0,7 j F_d + k F_s - k (F_g - F_e) - k F_a = 0 \quad (D.4)$$

Fazendo a substituição da eq. (B.3) na eq. (D.3), resulta,

$$j = R \left(1 + \cos \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (D.5)$$

Substituindo-se também as equações (D.5) e (B.20) em (D.4), obtem-se,

$$0,7 R \left(1 + \cos \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) F_d + R \sin \left(\frac{\theta}{2} \right) F_s - R \sin \left(\frac{\theta}{2} \right) (F_g - F_e) - R \sin \left(\frac{\theta}{2} \right) F_a = 0 \quad (D.6)$$

Substituindo também equações (4.35) em (4.27) e fazendo $y = 1,4J/2$, encontra-se a seguinte relação,

$$u(y) = 0.027685 \frac{U^{7/4} R}{D_T^{1/4} \nu^{3/4}} \left(1 + \cos \left(\frac{\theta}{2} \right) \right) \quad (D.7)$$

Substituindo ainda as equações (D.7) e (C.15) em (4.21) tem-se,

$$F_d = 0,000391nC_D R^4 (2\pi - \theta + \sin(\theta)) \frac{\rho}{v^2} \left(1 + \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^2 \left(\frac{U^{7/4} v^{1/4}}{D_T^{1/4}}\right)^2 \quad (D.8)$$

Fazendo a substituição da equação (C.17) na eq. (D.8), e fazendo $R' = d_p/2$, obteve-se,

$$F_d = \frac{0,00015519nC_D d_p^4 (2\pi - \theta + \sin(\theta)) \rho U^{7/2}}{v^{3/2} \sqrt{D_T} \left(2 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^{4/3} \left(1 + \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^{2/3}} \quad (D.9)$$

Usando a relação de Molling et al (1995) (eq. C.25) e substituindo nela a equação (4.35) e, fazendo ainda $p = 56,9$ e $q = 1,87$, resulta,

$$F_s = 0,7595 \left(\frac{d_p \left(\frac{U^{7/4} v^{1/4}}{D_T^{1/4}} \right)^{0.5}}{v} \right)^{1.87} \rho v^2 \quad (D.10)$$

Substituindo também a equação (C.17) na equação (D.6), chega a seguinte relação,

$$\begin{aligned}
& \frac{0,55559d_p \left(1 + \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^{1/3} F_d}{\left(2 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^{1/3}} + \frac{0,7937d_p \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) F_s}{\left(2 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^{1/3} \left(1 + \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^{2/3}} + \\
& - \frac{0,7937d_p \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) (F_g - F_e)}{\left(2 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^{1/3} \left(1 + \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^{2/3}} - \frac{0,7937dp \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) F_a}{\left(2 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^{1/3} \left(1 + \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^{2/3}} = 0
\end{aligned} \tag{D.11}$$

Finalmente, fazendo-se as substituições das equações (D.9), (D.10), (C.20), (C.21) e (4.3) na equação (D.11) e finalmente, substituindo a equação (4.45) na equação resultante, encontra-se a seguinte relação,

$$\begin{aligned}
& \frac{8,6221 \cdot 10^{-5} d_p^5 n C_D \rho U^{7/2} A}{B^{5/3} C^{1/3} \nu^{3/2} \sqrt{D_T}} + \\
& + \frac{1}{B^{1/3} C^{2/3}} \left(\frac{0,6028 d_p^{287} \nu^{291} U^{1309} \rho D}{D_T^{187}} - 0,13229 d_p \pi g d_p^3 (\rho_p - \rho) D - \frac{0,06614 dp^2 D A_H}{s^2} \right) = 0
\end{aligned} \tag{D.12}$$

onde,

$$D = \sin(\theta/2) \tag{D.13}$$

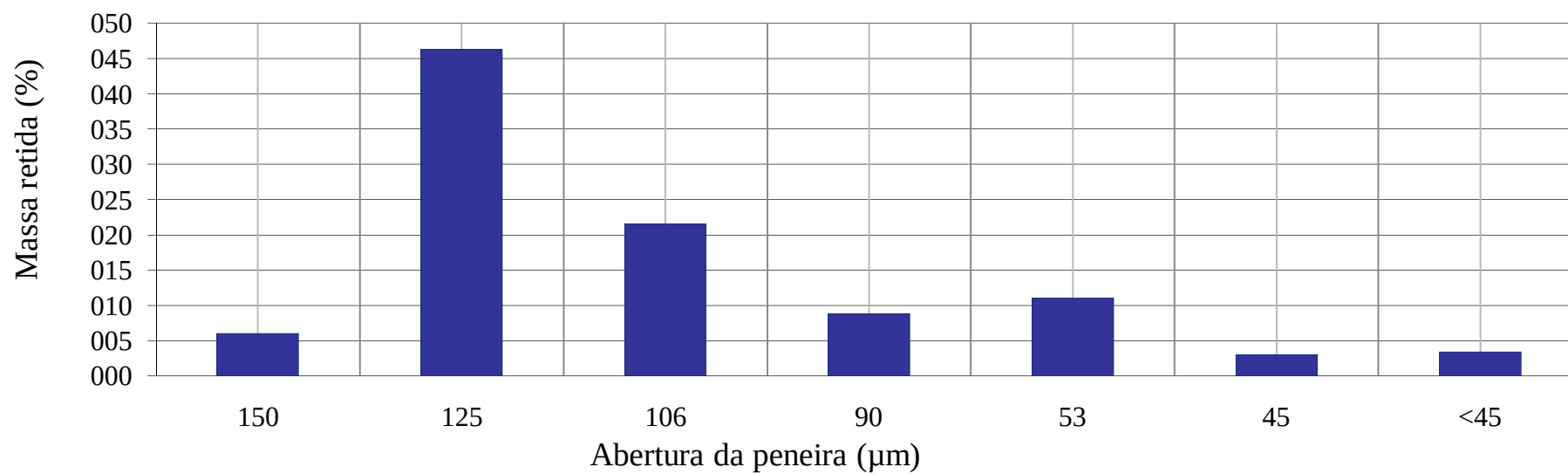
e A, B e C são dados pela eq. (4.47).

APÊNDICE E

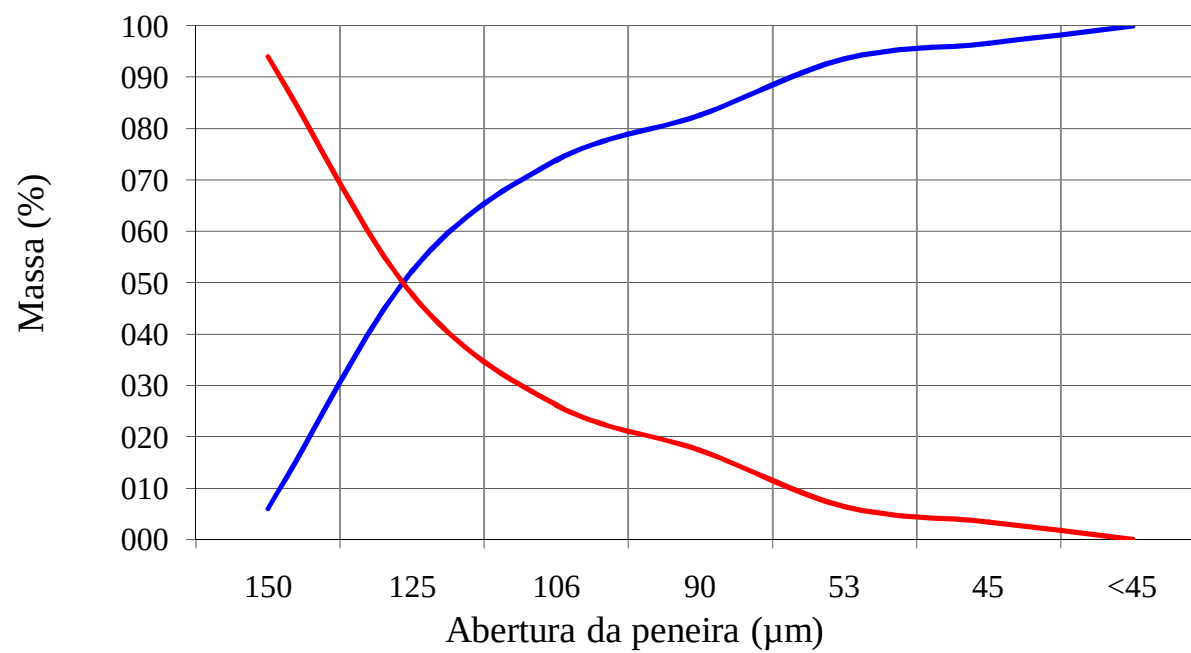
Alumina

ABERT (μm)	M (peneira) g	M (conjunto) g	MASSA RETIDA (g)	% DE MASSA RETIDA	% DE MASSA ACUMULADA	% DE MASSA PASSANTE	ΔM	dp	$\Delta M/\text{dp}$
150	262	292	30,00	5,99	5,99	94,01			
125	273	505	232,00	46,31	52,30	47,70	46,31	137,50	0,34
106	254	362	108,00	21,56	73,85	26,15	21,56	115,50	0,19
90	253	297	44,00	8,78	82,64	17,36	8,78	98,00	0,09
53	250	305	55,00	10,98	93,61	6,39	10,98	71,50	0,15
45	259	274	15,00	2,99	96,61	3,39	2,99	49,00	0,06
<45	352	369	17,00	3,39	100,00	0,00			
			501,00	100,00			90,62	109,49 dpm	0,83

Porcentagem de Massa Retida x Abertura de Peneira

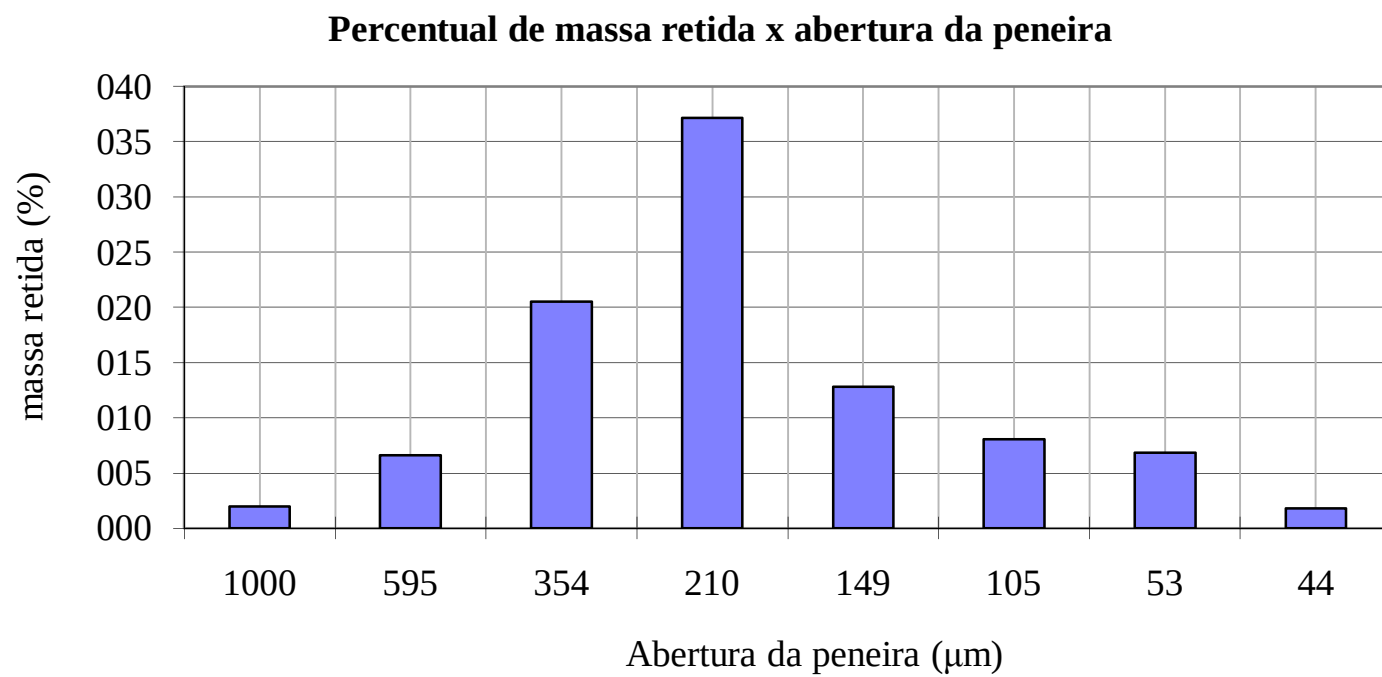


Curva Granulométrica

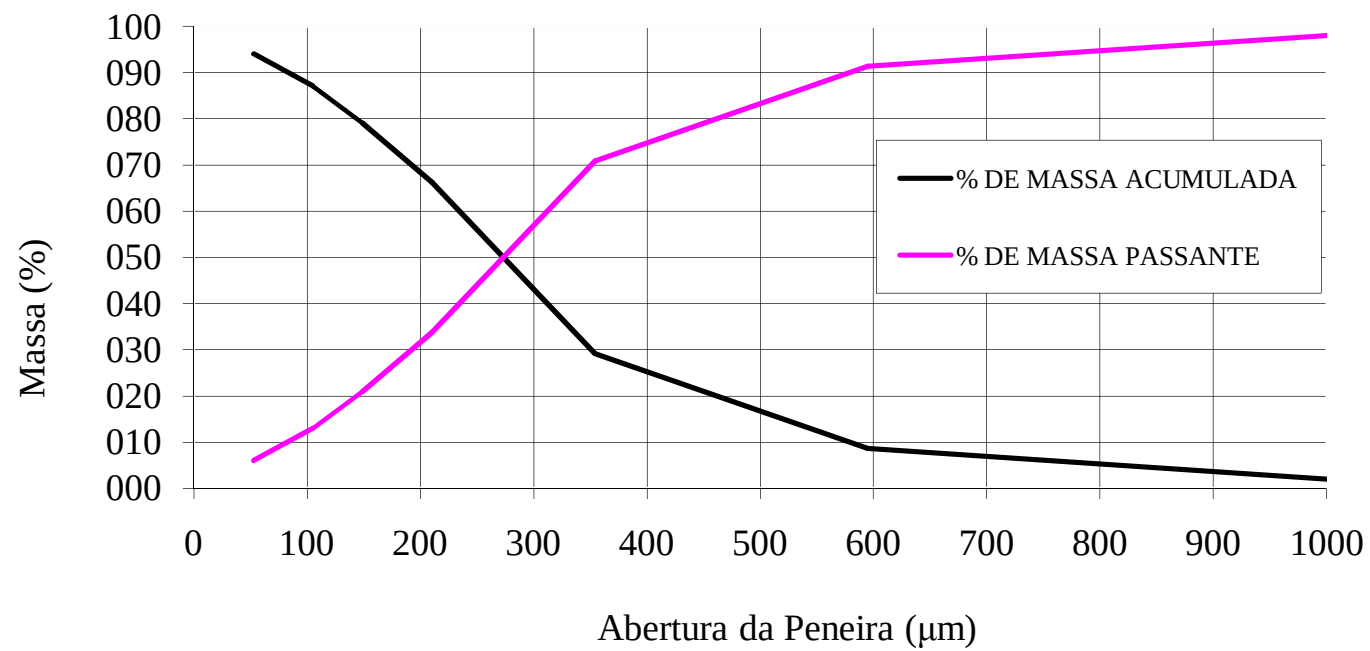


Areia

ABERTURA (μm)	MAS. RET. (g)	% DE MASSA RETIDA	% DE MASSA ACUMULADA	% DE MASSA PASSANTE	ΔM	dp	$\Delta M/dp$
1000	1,53	0,74	0,74	99,26			
595	13,72	6,61	7,35	92,65	6,61	797,5	0,01
354	38,30	18,45	25,80	74,20	18,45	474,5	0,04
210	74,30	35,79	61,59	38,41	35,79	282	0,13
149	32,10	15,46	77,05	22,95	15,46	179,5	0,09
105	18,32	8,83	85,88	14,12	8,83	127	0,07
53	16,55	7,97	93,85	6,15	7,97	79	0,10
44	3,80	1,83	95,68	4,32	1,83	48,5	0,04
-44	8,96	4,32	100,00	0,00	$\Sigma \Delta M$	dpm	$\Sigma(\Delta M/dp)$
	$\Sigma MAS.$ RET. 207,58	$\Sigma \% MAS. RET.$ 100,00			94,95	202,70	0,47



Curva Granulométrica



APÊNDICE F

SUB-ROTINAS DO CÓDIGO COMPUTACIONAL VELLAR

a) Sub-rotina CALUT (UT, ROS, ROG, D, VIS, DP)

É usada para o cálculo da velocidade terminal do gás no escoamento gás-sólido, utilizando o fator de McCabe, quando o número de Reynolds é desconhecido. Sendo o Fator de McCabe dado por:

$$Kb = D_p \left[\frac{g \cdot \rho_f (\rho_p - \rho_f)}{\mu_f} \right]^{1/3} \quad (F.1)$$

onde, no código computacional: $g = g1$; $\rho = ROG$; $\rho_p = ROS$; $\mu_f = VIS$.

Se $Kb < 3,3$,

$$Ut = \frac{g \cdot D_p^2 (\rho_p - \rho_f)}{18 \cdot \mu_f} \quad (\text{escoamento laminar}) \quad (F.2)$$

Se $3,3 < Kb < 43,6$, então:

$$Ut = \frac{0,153 \cdot g^{0,71} \cdot D_p^{21,14} (\rho_p - \rho_f)^{0,71}}{\rho_f^{0,29} \cdot \mu_f^{0,43}} \quad (\text{zona de transição}) \quad (F.3)$$

Se $43,6 < Kb < 2.360$:

$$U_t = 1,74 \cdot \left[\frac{g \cdot D_p (\rho_p - \rho_f)}{\rho_f} \right]^{1/2} \text{ (escoamento turbulento)} \quad (F.4)$$

No caso de $Kb > 2.360$, o cálculo não pode ser feito utilizando-se o Fator de McCabe.

b) Sub-rotina CAL_UP_YANG (DP, UPYH, UPYV, UGV)

Usada no cálculo da porosidade e da velocidade da partícula, para escoamento na horizontal e vertical, usando o Modelo de Yang.

Porosidade:

$$\varepsilon = 1 - \frac{4 \cdot w_s}{\rho_p \cdot \pi \cdot D^2 \cdot U_p} \quad (F.5)$$

Onde, no programa: $\varepsilon = EPH = EPV$; $U_p = UH = UV$

$$U_g = \frac{U_0}{\varepsilon} \quad (F.6)$$

Modelo de Yang:

$$U_{p_i} = U_f - U_t \left[\left(1 + \frac{f_p \cdot U_{p_i}^2}{2 \cdot g \cdot D} \right) \varepsilon^{4,7} \right]^{1/2} \quad (F.7)$$

Porém, antes da resolução desta equação, é necessário encontrar o valor dos coeficientes de atrito das partículas (F_p), para escoamentos na horizontal e vertical. Então, as sub-rotinas *CAL_FP_H* e *CAL_FP_V*, são inseridas dentro desta, para efetuarem esses cálculos. Após os cálculos de f_p (*FPH* e *FPV*):

$$F = Up_i - U_f + U_t \left[\left(1 + \frac{f_p \cdot Up_i^2}{2 \cdot g \cdot D} \right) \varepsilon^{4,7} \right]^{1/2} \quad (F.8)$$

$$f_g = \frac{f}{4} \quad (F.9)$$

O método usado para o cálculo de U_p é Newton-Raphson,

$$Up_i^{k+1} = Up_i^k - \frac{F(Up_i^k)}{F'(Up_i^k)} \quad (F.10)$$

Os cálculos são efetuados até que seja atingido o critério de convergência estabelecido que é:

$$\left| \frac{Up_i - Up_{i-1}}{Up_i} \right| < 0,01 \quad (F.11)$$

c) Sub-rotina **CAL_FP_H (EPH, FPH)**

Utilizada no cálculo do coeficiente de atrito das partículas no escoamento em dutos na horizontal. É utilizada internamente pelas sub-rotinas *CAL_UP_YANG* e *CAL_DPD_L* em seus cálculos.

$$f_p = 0,0293 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \left[\frac{(1-\varepsilon) \cdot (U_f/\varepsilon)}{\sqrt{g \cdot D}} \right]^{-1,15} \quad (F.12)$$

onde, no código computacional: $f_p = FPH$; $\varepsilon = EPH$; $U = Ug$.

d) Sub-rotina CAL_FP_V (EPV, UV, FPV, UT, UG)

É usada no cálculo do coeficiente de atrito das partículas no escoamento em dutos na vertical. Também utilizada internamente pelas sub-rotinas *CAL_UP_YANG* e *CAL_DPDL* em seus cálculos.

$$f_p = 0,00315 \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3} \left[\frac{(1-\varepsilon) \cdot U_t}{(U_f/\varepsilon) - U_p} \right]^{-0,979} \quad (F.13)$$

onde, no código computacional adota-se $f_p = FPV$; $\varepsilon = EPV$; $U_0 = UG$; $U_p = UV$.

e) Sub-rotina CAL_F_GAS (E, VIS, FG).

Utilizada no cálculo do coeficiente de atrito para o escoamento do gás, utilizando a Equação de Colebrook. A solução desta equação transcendental (*FG*) é encontrada através de um laço criado com base nas equações abaixo.

Equação de Colebrook:

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 1,74 \cdot 2 \cdot \log \left(2 \cdot (\varepsilon/D) + \frac{18,7}{Re \cdot \sqrt{f}} \right) \quad (F.14)$$

Sendo:

$$A = 1,74; B = 2 \cdot \left(\frac{\varepsilon}{D} \right); C = \frac{18,7}{Re}; \frac{1}{\sqrt{f}} = y; Re = \frac{\rho_f \cdot U_f \cdot D}{\mu_f} \quad (F.15)$$

Enquanto:

$$F = A - 2 \cdot \log(B + C \cdot y) - y \quad (F.16)$$

Determinando-se a derivada $F'(y)$

$$F' = \frac{-2 \cdot C}{B + C \cdot y} - 1 \quad (5.27)$$

Usando o método de Newton-Raphson,

$$y_{k+1} = y_k - \frac{F(y_k)}{F'(y_k)}; \quad (F.17)$$

Assim,

$$f = \frac{1}{y^2} \quad (F.18)$$

As equações da linha de cima entram num laço até que

$$\text{erro} = \frac{y - y_0}{y} < 0,01 \quad (F.19)$$

Então o valor do fator de atrito será:

$$f_g = \frac{f}{4} \quad (F.20)$$

f) Sub-rotina CAL_DPDH (THETA, UPHY, UPHY, DPDLH, DPDLV, DPDL, FG)

É empregada no cálculo da perda de carga por unidade de comprimento da mistura gás-sólido, para escoamentos de dutos horizontais e verticais. Aqui, as sub-rotinas *CAL_FP_H* e *CAL_FP_V*, também são utilizadas no cálculo dos coeficientes de atrito das partículas.

$\theta = 0^\circ$:

$$\Delta P_h = \frac{2}{D_T} \left[f_g \rho_f U_f^2 + f_p \rho_p (1 - \varepsilon) U_p^2 \right] \quad (F.21)$$

$\theta = 90^\circ$:

$$\Delta P_v = \left[\rho_p (1 - \varepsilon) g + \rho_f \varepsilon g \right] \text{Sen}\theta + \frac{2}{D_T} \left[f_g \cdot \rho_f \cdot U_f^2 + f_p \cdot \rho_p (1 - \varepsilon) \cdot U_p^2 \right] \quad (F.22)$$

onde, no código computacional:

$$\Delta P_i = DPDLH = DPDLV; f_p = FPH = FPV; U_p = UPHY = UPHY; \varepsilon = EPH = EPV.$$

Sendo, portanto, a perda de carga por unidade de comprimento final dada por:

$$\Delta P = \Delta P_h + \Delta P_v \quad (F.23)$$