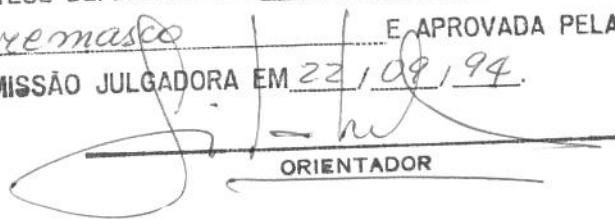


ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE A REDAÇÃO FINAL
DA TESE DEFENDIDA POR Marco Aurélio
Cremasco E APROVADA PELA
COMISSÃO JULGADORA EM 22/09/94.


ORIENTADOR

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA**

ESTUDO SOBRE O ESCOAMENTO AR-PARTÍCULAS EM UM REATOR CICLÔNICO

Nº de Publicação
FEM 053/94

Autor: **Marco Aurélio Cremasco**
Orientador: **Profª Drª Silvia Azucena Nebra de Pérez**

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENERGIA

TESE DE DOUTORADO

**ESTUDO SOBRE O ESCOAMENTO
AR-PARTÍCULAS
EM UM REATOR CICLÔNICO**

Autor: Marco Aurélio Cremasco $\pi / 8623$

Orientador: Prof^a Dr^a Silvia Azucena Nebra de Pérez t

Curso: Engenharia Mecânica

Unidade: Faculdade de Engenharia Mecânica

Área de Concentração: Térmica e Fluidos

Trabalho apresentado à comissão de Pós Graduação da Faculdade de Engenharia Mecânica,
como requisito para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica.

Campinas, 22 de setembro de 1994

SP - Brasil

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE ENERGIA

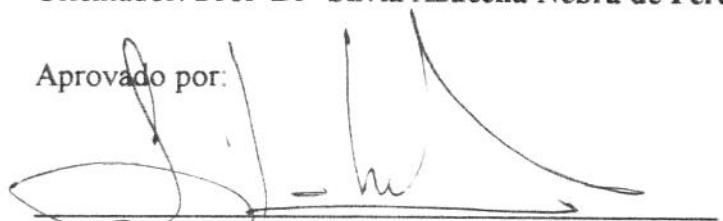
TESE DE DOUTORADO

ESTUDO SOBRE O ESCOAMENTO
AR-PARTÍCULAS
EM UM REATOR CICLÔNICO

Autor: **Marco Aurélio Cremasco**

Orientador: **Prof^o Dr^a Silvia Azucena Nebra de Pérez**

Aprovado por:



Prof^o Dr^a Silvia Azucena Nebra de Pérez, Presidente



Prof^o Dr^o José Maria Saiz Jabardo

Leonardo Goldstein Jr

Prof^o Dr^o Leonardo Goldstein Júnior



Prof^o Dr^o Rubens Maciel Filho

Sandra Rocha

Prof^o Dr^a Sandra Cristina dos Santos Rocha

Campinas, 22 de setembro de 1994.

esta tese é dedicada à vida, em particular ...

à solange, minha mulher, pela amizade, compreensão,
carinho e amor

à maria santa, morillo, margareth e márcia; o destino fez que
fossem meus irmãos e deus concordou

aos meus primos orlando e terezinha, pelos momentos
compartilhados nas mais diversas situações

ao morillo, meu pai, e ao josé, meu padrasto que, em etapas
distintas, foram e continuam sendo referências de dignidade

à dona maria, minha mãe, minha estrela-guia.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a todos que de uma forma ou outra contribuíram para a realização deste trabalho, e em especial:

À prof^a Silvia Azucena Nebra de Pérez que, na humildade de orientar, ensinou-me a ser orientado e assim percorrer o caminho do aprendizado.

À Faculdade de Engenharia Química da Unicamp, em especial ao Departamento de Termofluidodinâmica, do qual faço parte, pelo apoio técnico e principalmente pelos amigos. A eles por terem me recebido em 86 de braços abertos e continuado assim, estimulando-me durante todo o desenvolvimento desta tese.

À Faculdade de Engenharia Mecânica da Unicamp, através do Departamento de Energia, pela infraestrutura oferecida ao trabalho experimental. E aqui, agradeço aos técnicos Edmur L. Antunes, Sílvio de Sousa e Jeferson A. de Sousa.

Aos professores do programa de Pós Graduação da FEM, Leonardo Goldstein Jr., José Ricardo Figueiredo, Carlos Altemani e Eugênio Spanó Rosa, pelas aulas ministradas, as quais contribuíram na minha formação acadêmica.

Aos meus alunos de EQ 741 e de Iniciação Científica, Érika Yukie Imai, Alexandre Perez, Rodrigo Tocalino, Marcelo Clini e Carmem Silvia Ferraz, pelo inestimável auxílio durante a obtenção dos dados experimentais.

Ao funcionário Celso do DTF/FEQ/Unicamp por ter me acompanhado durante as corridas experimentais e caracterização dos sólidos utilizados neste trabalho.

Ao Sr. Rubens Rigby Ribeiro e Neyde Bonilha Ribeiro, pelo trabalho fotográfico da montagem experimental.

Ao Runey Bonilha Ribeiro, pelas diversas visitas ao computador, deixando-o sempre apto até o último segundo, pois, depois de ter terminado a tese e a sua escrita, o velho 386 deu problema de paridade ...

Ao amigo-padrinho Ademir Demarchi, que acompanhou esta tese como se fosse sua.

Aos mestres Giulio Massarani, José Teixeira Freire e César Costapinto Santana, pelos trabalhos em sistemas particulados e pela minha iniciação a *aprendiz de particuleiro*.

A Guaraci-Pr, minha terra natal, pois ao longo desse percurso sempre esteve em minha mente e em meu coração.

Ao Hospital da Clínicas da Unicamp, nas pessoas do Dr. Gentil Alves Filho, Dr^a Marilda Mazzali e às enfermeiras Jô, Betinha e Nancy, da Nefrologia, e a tantos outros anjos da guarda que a memória deu pra não lembrar. A todos, pelo acompanhamento do corpo, para que o espírito se sentisse à vontade para começar, continuar e chegar à defesa desta tese.

... a você, meu querido desconhecido,
que precisou deixar de viver
para me dar a chance
de compartilhar, novamente
cada partícula de ar.

A BORBOLETA

*a lagarta
rasteja*

*não vê
mas sonha
o céu*

*esforço algum
a deterá*

é crisálida!

*vencido o casulo
aflora diáfana*

a vida?

*breve
se comparada
à latência de um verme*

*eterna
como um anjo
de asas coloridas*

(marco)

SUMÁRIO

Dedicatória	i
Agradecimento	ii
Epígrafe	iv
Sumário	v
Resumo	viii
Abstract	ix
Lista de Figuras	x
Lista de Tabelas	xiii
Nomenclatura	xv
CAPÍTULO UM: INTRODUÇÃO	1
1.1- O Ciclone	2
1.2- O Reator Ciclônico	6
1.3- Motivação à Pesquisa	7
1.4- Objetivos do Trabalho	8
1.5- Apresentação do Trabalho	9
CAPÍTULO DOIS: REVISÃO DA LITERATURA	10
2.1- Breve Histórico	11
2.2- escoamento do ar sem a presença de particulados	12
2.2.1- Estudos experimentais	12
2.2.2- Modelos para o escoamento do fluido sem a presença de sólidos	15
2.3- Escoamento do ar com a presença de particulados	27
2.3.1- Estudos experimentais	27
2.3.2- Modelos para o escoamento do ar com a presença de particulados	33
CAPÍTULO TRÊS: MATERIAIS E MÉTODOS	47
3.1- Materiais utilizados	48
3.1.1- Caracterização dos sólidos	48
3.1.2- Descrição do sistema experimental	49
3.2- Metodologia experimental	59
3.2.1- Rotina experimental	59
3.2.2- Procedimento experimental	60

3.3- Análise dos resultados experimentais	65
3.3.1- Tempo de residência	65
3.3.2- Análise de algumas correlações para a estimativa do tempo de residência das partículas	68
 CAPÍTULO QUATRO: MODELO PARA O ESCOAMENTO AR-PARTÍCULAS EM UM REATOR CICLÔNICO E COMPARAÇÃO COM RESULTADOS EXPERIMENTAIS	 77
4.1- Considerações iniciais	78
4.2- Proposta de um modelo para o escoamento do ar sem a presença de particulados em um reator ciclônico	79
4.3- Proposta de um modelo para o escoamento do ar com a presença de particulados em um reator ciclônico	82
4.3.1- O modelo e as hipóteses básicas	82
4.4- Obtenção do tempo de residência	89
4.5- Adimensionalização das equações	90
4.5.1- Escoamento do ar sem a presença de particulados	91
4.5.2- Escoamento do ar com a presença de particulados	92
4.6- Solução do modelo proposto	94
4.6.1- A malha numérica	94
4.6.2- Discretização da equação da componente tangencial de velocidade	98
4.6.3- Solução numérica do modelo proposto	100
4.6.4- Análise da convergência do método numérico	101
4.6.5- Análise paramétrica	104
4.7- Comparação entre os resultados numéricos e experimentais	108
4.7.1- Análise do campo de velocidade	108
4.7.2- Análise do tempo de residência	117
4.8- Comparação entre os resultados obtidos no modelo desenvolvido com aqueles advindos da literatura	121
 CAPÍTULO CINCO: CONCLUSÕES E SUGESTÕES	 123
5.1- Conclusões	124
5.2- Sugestões	126

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	129
APÊNDICE A: RESULTADOS EXPERIMENTAIS	137
APÊNDICE B: TRANSPORTE PNEUMÁTICO HORIZONTAL	149
APÊNDICE C: ALGORITMO PARA A SOLUÇÃO DO MODELO PROPOSTO PARA O ESCOAMENTO DA MISTURA AR-PARTÍCULAS EM UM REATOR CICLÔNICO	160
ANEXO A: A SONDA CILÍNDRICA E A DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DO CAMPO DE VELOCIDADE NO INTERIOR CICLÔNICO	168
ANEXO B: MODELO DE PARIDA E CHAND	179

RESUMO

Este trabalho refere-se à análise do campo de velocidade do ar e tempo de residência dos sólidos em um reator ciclônico. Os estudos são dirigidos para situações distintas daquelas em que esse aparelho é utilizado como separador. Neste caso, o equipamento opera com velocidades baixas, menores do que 10 m/s e com particulados grossos, $d_p > 1\text{mm}$.

Um conjunto de experimentos foi realizado no intuito de se conhecer melhor a fluidodinâmica no interior do ciclone. Os testes experimentais direcionaram-se à obtenção da distribuição bidimensional das componentes tangencial e axial de velocidade do ar e tempo de residência dos sólidos. Trabalhou-se com diversas condições de alimentação de particulados no seio da corrente fluida junto à entrada do equipamento, na faixa de concentração volumétrica, $10^{-6} < C_v < 10^{-4}$.

Além do estudo experimental, desenvolveu-se um modelo teórico que descreve os campos de velocidade das fases fluida e particulada e o tempo de residência dos sólidos, tendo como base as equações de conservação de massa e quantidade de movimento em sistemas particulados. Essas equações foram resolvidas por um procedimento numérico que acopla o Método das Linhas com um integrador do tipo Runge-Kutta de quarta ordem. Os resultados obtidos apresentaram boa concordância com os experimentais

ABSTRACT

This work involves the analysis of the air velocity field and particle residence time in a cyclonic reactor. In this study the situations are distinct from those where the cyclone is used as a separation equipment. In this case gas velocities are low, less than 10 m/s, and particles are coarse, $d_p > 1\text{mm}$.

A set of experiments were realized in order to verify fluid dynamics in the cyclone reactor. The experimental runs were performed in order to obtain two-dimensional distributions of the axial and tangencial components of air velocity and particle residence time. Particle volumetric concentrations in the fluid feed ranging from 10^{-6} to 10^{-4} were investigated.

A mathematical model describing fluid and particle velocity fields and particle residence time was also developed. The model was based on the conservation equations of mass and *momentun* transfer in particulate systems. The equations were solved using a numerical procedure involving the methods of lines and the 4th order Runge-Kutta. The results obtained from this model were in good agreement with the experimental data.

LISTA DE FIGURAS

Número	Assunto	Página
1.1-	Características básicas do ciclone	2
1.2-	Escoamento em um ciclone	3
1.3-	Regiões definidas pela variação radial da componente tangencial de velocidade	4
2.1-	Distribuições do escoamento no ciclone [ter Linder, 1950]	14
2.2-	Sistema de coordenadas esféricas	18
2.3-	Influência da presença de sólidos na distribuição radial da componente tangencial de velocidade do ar [Yuu et alii, 1978]	28
2.4-	Forças que atuam na partícula [Lede et alii, 1989]	37
2.5-	Balanço de forças [Lebedev et alii, 1979]	37
2.6-	Influência da presença de sólidos na distribuição radial da componente tangencial de velocidade do ar [Parida e Chand, 1980]	43
2.7-	Distribuições de velocidades experimental e numérica no ciclone operando com microesferas de vidro [Silva,1991]	45
3.1-	Vista da montagem experimental	50
3.2-	Ilustração da montagem experimental	51
3.3-	Vista do detalhe do acoplamento do alimentador de sólidos ao duto de transporte pneumático	53
3.4-	Ilustração do duto de transporte pneumático	54
3.5-	Ilustração do ciclone utilizado	55
3.6-	Vista do detalhe do acoplamento do coletor de sólidos ao ciclone	56
3.7-	Vista da sonda cilíndrica	57
3.8-	Vista do detalhe do acoplamento da sonda ao ciclone	58
3.9-	Ilustração do coletor de sólidos	63

3.10-	Tempo de residência experimental	66
3.11-	Desempenho da correlação de Kang et alii	71
3.12-	Desempenho da correlação de Lede et alii	72
3.13-	Desempenho da correlação de Mori et alii	73
3.14-	Desempenho da correlação de Yen et alii	74
3.15-	Desempenho da correlação de Godoy et alii	75
3.16-	Desempenho da correlação proposta	76
4.1-	Malha numérica	94
4.2-	Análise da discretização radial	102
4.3-	Análise da discretização axial	103
4.4-	Influência da constante estrutural na componente tangencial de velocidade do ar sem partículas	105
4.5-	Influência da constante estrutural na componente tangencial de velocidade do ar com partículas	106
4.6-	Influência do parâmetro de inversão de fluxo	107
4.7-	Distribuições da velocidade do ar	109
4.8-	Escoamento bifásico unidirecional no transporte pneumático horizontal	112
4.9-	Velocidade da fase fluida no interior do ciclone	113
4.10-	Velocidade da fase particulada no interior do ciclone em $r'=1-h'$	114
4.11-	Simulação do escoamento ar/partículas em um sistema ciclônico material: vidro	115
4.12-	Simulação do escoamento ar/partículas em um sistema ciclônico material: plástico	116
4.13-	Tempo de residência: comparação entre os resultados experimentais e aqueles advindos do modelo	117
4.14-	Ajuste da porosidade junto à parede do ciclone	117

4.15-	Efeito da concentração volumétrica das partículas na entrada do ciclone na distribuição de concentração de sólidos perto da parede.	118
4.16-	Efeito do atrito mecânico partícula-parede	119
4.17-	Comparação entre os modelos de Parida e Chand e aquele proposto nesta tese	122
A.1-	Sonda cilíndrica tipo Pitot	169
A.2-	Esquema detalhado da sonda cilíndrica [Silva, 1988]	174
A.3-	Obtenção do ângulo real da sonda	175
A.4-	Obtenção da velocidade do escoamento no ciclone	177
B.1-	Região de transporte pneumático horizontal	153

LISTA DE TABELAS

Número	Assunto	Página
2.1-	Influência de particulados na queda de pressão	27
2.2-	Correlações para o tempo de residência	32
3.1-	Características físicas das partículas de teste	49
3.2-	Dimensões do ciclone (em metros)	55
3.3-	Pontos de medidas	61
3.4-	Análise estatística das correlações de tempo de residência	68
A.1-	Resultados experimentais da velocidade do ar Material: ar limpo; $V_0 = 5,38(\text{m/s})$; $T_0 = 36(^{\circ}\text{C})$	139
A.2-	Resultados experimentais da velocidade do ar Material: ar limpo; $V_0 = 6,20(\text{m/s})$; $T_0 = 35(^{\circ}\text{C})$	140
A.3-	Resultados experimentais da velocidade do ar Material: ar limpo; $V_0 = 5,89(\text{m/s})$; $T_0 = 153(^{\circ}\text{C})$	141
A.4-	Resultados experimentais da velocidade do ar Material: ar limpo; $V_0 = 6,07(\text{m/s})$; $T_0 = 93(^{\circ}\text{C})$	141
A.5-	Resultados experimentais da velocidade do ar Material: mistura ar/partículas; Sólido: plástico $d_p = 2,69(\text{mm})$; $C_V = 28,8 \times 10^{-6}$ $V_0 = 6,29(\text{m/s})$; $T_0 = 35(^{\circ}\text{C})$	142
A.6-	Resultados experimentais da velocidade do ar Material: mistura ar/partículas; Sólido: plástico $d_p = 2,69(\text{mm})$; $C_V = 54,0 \times 10^{-6}$ $V_0 = 5,36(\text{m/s})$; $T_0 = 36(^{\circ}\text{C})$	142

- A.7- Resultados experimentais da velocidade do ar
 Material: mistura ar/partículas; Sólido: plástico
 $d_p = 2,69(\text{mm})$; $C_V = 1,99 \times 10^{-6}$ $V_0 = 6,21(\text{m/s})$; $T_0 = 72(^{\circ}\text{C})$ 143
- A.8- Resultados experimentais da velocidade do ar
 Material: mistura ar/partículas; Sólido: plástico
 $d_p = 2,69(\text{mm})$; $C_V = 23,8 \times 10^{-6}$ $V_0 = 5,82(\text{m/s})$; $T_0 = 72(^{\circ}\text{C})$ 143
- A.9- Resultados experimentais da velocidade do ar
 Material: mistura ar/partículas; Sólido: vidro;
 $d_p = 3,00(\text{mm})$; $C_V = 3,32 \times 10^{-6}$ $V_0 = 6,27(\text{m/s})$; $T_0 = 72(^{\circ}\text{C})$ 144
- A.10- Resultados experimentais da velocidade do ar
 Material: mistura ar/partículas; Sólido: vidro
 $d_p = 1,43(\text{mm})$; $C_V = 1,43 \times 10^{-6}$ $V_0 = 5,89(\text{m/s})$; $T_0 = 93(^{\circ}\text{C})$ 144
- A.11- Resultados experimentais da velocidade do ar
 Material: mistura ar/partículas; Sólido: vidro
 $d_p = 1,43(\text{mm})$; $C_V = 3,38 \times 10^{-6}$ $V_0 = 6,21(\text{m/s})$; $T_0 = 73(^{\circ}\text{C})$ 145
- A.12- Tempo de residência
 Sólido: plástico; $d_p = 2,69(\text{mm})$; $V_0 = 5,36(\text{m/s})$ 146
- A.13- Tempo de residência
 Sólido: vidro; $d_p = 1,43(\text{mm})$; $V_0 = 5,36(\text{m/s})$ 147
- A.14- Tempo de residência
 Sólido: vidro; $d_p = 0,84(\text{mm})$; $V_0 = 5,90(\text{m/s})$ 148
- A.15- Tempo de residência
 Sólido: vidro; $d_p = 0,84(\text{mm})$; $V_0 = 5,80(\text{m/s})$ 148
- B.1- Região de transporte pneumático horizontal 153

NOMENCLATURA

LETRAS LATINAS

a-	altura do duto de entrada do ciclone , fig.(1.1)	[m]
a* , a ₁ , a ₂ , a ₃ ,	constantes, Eqs. (2.48)	
A _c -	área do tubo de saída do gás, Eq. (2.41)	[m ²]
A ₀ -	área do duto de entrada do ciclone, Eq. (2.33)	[m ²]
A ₀ (z)-	área normal ao escoamento no duto pneumático horizontal, Eq.(B.10-a)	[m ²]
b-	largura do duto de entrada do ciclone, fig. (1.1)	[m]
B-	diâmetro da base do ciclone , fig.(1.1)	[m]
c-	comprimento da seção variável do duto pneumático horizontal, fig. (A.1)	[m]
c ² -	constante estrutural, intervalos (2.43), (4.74)	
C ₁ , C ₂ -	constantes , Eqs. (2.7-a) e (2.7-b) respectivamente	
C ₃ -	constante, Eq. (2.27)	
C ₃ '-	constante, Eq. (4.6)	
C ₄ -	parâmetro referente à perda de carga na entrada do ciclone, Eq. (2.31)	
C ₆ -	constante, Eq. (2.98-b).	
C _D -	coeficiente de arraste	
C _M -	concentração mássica de sólidos , Eq. (3.11)	[kg sólidos/kg ar]
C _V -	concentração volumétrica de sólidos, Eq.(3.10)	[m ³ sólidos/m ³ ar]
D-	diâmetro do ciclone, fig. (1.1)	[m]
D _e -	diâmetro do tubo de saída do ar , fig. (1.1)	[m]
D _H -	diâmetro hidráulico , Eqs. (2.34), (B.11)	[m]
d _p -	diâmetro de partícula	[m]
e-	altura do coletor de sólidos, fig. (3.1)	[m]
f-	largura do coletor de sólidos, fig. (3.1)	[m]
f-	coeficiente de atrito mecânico, tabela (3.1)	
F-	inversa do tempo de relaxação, Eqs. (2.89-a) , (4.18), (B.2-c)	[1/s]
F _β -	inversa do tempo de relaxação na fase particulada, Eqs. (2.95) ,(2.100)	[1/s]
f _{atr} -	coeficiente de atrito gás-parede, Eq. (4.24-a)	
f _g -	coeficiente de atrito gás-parede, Eq. (B.7)	
f _p -	coeficiente de atrito partículas- parede, Eq. (B.3)	
g-	aceleração da gravidade	[m/s ²]
h-	altura da parte cilíndrica do ciclone ,fig (1.1)	[m]
h-	passo de discretização radial, fig. (A.1)	[m]
2h-	espessura junto à parede do ciclone onde se encontram as partículas	[m]

h_c - altura da seção cônica, fig (3.4)	[m]
H- altura do ciclone , fig (1.1)	[m]
k- parâmetro cinemático, Eq. (1.1)	
k - número da iteração numérica, Eqs. (4.72), (B-21)	
l - distância do ápice imaginário do cone até a base do duto de saída do gás	[m]
L- número de intervalos na direção axial, capítulo 4 e apêndice B	
m- parâmetro de inversão de direção da componente axial de velocidade	
\dot{m}_{AR} - vazão mássica de ar , Eq. (B.19)	[kg/s]
\dot{m}_p - vazão mássica de sólidos , Eq. (3.9)	[kg/s]
M- número de intervalos na direção radial, capítulo 4 e apêndice C	
n- índice de vórtice , Eq. (1.2)	
N-aceleração relacionada à força normal de reação da parede , Eq. (2.81)	[m/s ²]
Q- vazão volumétrica de ar	[m ³ /s]
P- pressão	[N/m ²]
P_0 - pressão de estagnação, Eq. (A.11)	[N/m ²]
P_x - pressão estática, Eq. (A.11)	[N/m ²]
P(z)- altura variável no duto pneumático horizontal, fig. (B.1)	[m]
Q_p - vazão volumétrica de partículas	[m ³ /s]
q_γ, q_R, q_ϕ - componentes de velocidade em coordenadas esféricas	[m/s]
r- coordenada radial	[m]
r'_1 - raio adimensional do núcleo de ar no hidrociclone, Eq. (2.6-f)	
\bar{R} - raio médio, Eq. (2.42-c)	[m]
R_{cor} - raio da região central do escoamento no interior ciclônico, Eqs.(2.40)	[m]
$R_D(z)$ - raio máximo do ciclone na altura z	[m]
R_e - raio do tubo de saída do gás	[m]
R_M - raio máximo do ciclone na seção cilíndrica ,	[m]
S- comprimento do tubo de saída de ar no ciclone, fig.(1.1)	[m]
t- tempo de residência, Tabela (2.2)	[s]
T- temperatura, Eq. (1.3)	[K]
T_0 - temperatura média do ar na entrada do ciclone	[°C]
u- componente radial de velocidade	[m/s]
v- componente tangencial de velocidade	[m/s]
V_0 - velocidade média do ar na entrada do ciclone	[m/s]
V_∞ - velocidade do escoamento não perturbado	[m/s]
w- componente axial de velocidade	[m/s]
W_0 - velocidade média do ar na entrada do duto pneumático horizontal	[m/s]
\bar{w}_{pi} - valor médio na altura i da componente axial de velocidade das partículas	[m/s]

x_L - comprimento do duto pneumático horizontal , fig. (B.1)	[m]
X - parâmetro característico das partículas e do ciclone, Tabela (2.2)	[m]
y - momento angular adimensionalizado, Eq. (2.6)	
z - coordenada axial	[m]

LETRAS GREGAS

α - semi-ângulo característico do ciclone, fig. (1.1)	
α_1 - relação entre comprimento e raio máximos, Eq. (4.36)	
α_2, α_3 - critérios de generalização do escoamento, Eq. (4.37)	
$\alpha_4, \alpha_5, \alpha_6, \alpha_7, \alpha_8$ - parâmetros adimensionais, Eqs. (4.45) e (4.50)	
β - inversa do tempo de relaxação no domínio stokesiano, Eqs. (2.64)	[1/s]
ΔP - variação de pressão do ar, Eq. (2.53)	[N/m ²]
ΔP_D - variação de pressão do ar com partículas, Eq. (2.53)	[N/m ²]
Δz - passo axial de discretização, fig. (4.1)	[m]
ε - porosidade	
ε^* - porosidade junto à parede do ciclone	
Γ_{ef} - difusividade da partícula, Eq. (2.77)	[m ² /s]
η - comprimento de mistura de Prandtl, Eq. (2.52)	[m]
φ - esfericidade	
φ -ângulo entre a direção do escoamento e o plano horizontal, Eqs. (A.15), (A.16)	
λ - constante, Eq. (2.6-c)	
λ_1 - constante, Eq. (2.98-a)	
λ_2 - constante, Eq. (2.38)	
μ - viscosidade molecular	[kg/m.s]
ν - viscosidade cinemática	[m ² /s]
ν_T - viscosidade cinemática turbilhonar	[m ² /s]
θ - ângulo característico teórico da sonda cilíndrica	
θ_{car} - ângulo característico real da sonda cilíndrica	
ρ - massa específica	[kg/m ³]
ρ_m - massa específica do fluido manométrico, Eq. (A.1)	[kg/m ³]
ρ_p - massa específica da partícula	[kg/m ³]
ψ - função corrente, coordenadas esféricas, Eq. (2.22)	
ψ - circulação	[m ² /s]
ψ_c - função corrente, coordenadas cilíndricas, Eq. (4.3)	

SUBSCRITOS

- 1,2,3,4- passos de integração numérica
- AR - ar
- cal- calculado
- e- saída do ciclone
- ef- efetivo
- exp- experimental
- i- ponto na direção radial, fig. (4.1)
- j- ponto na direção axial, fig (4.1)
- M- parede do ciclone
- o- entrada
- p- fase particulada
- rel- relativo fluido/partícula, Eqs. (2.73) e (2.74)
- T- turbulento

SUPERESCRITO

- ' adimensional

NÚMEROS ADIMENSIONAIS

- Re- número de Reynolds
- Re_{po} - número de Reynolds da partícula referenciado à velocidade média do ar na entrada do ciclone, Tabela (2.2)
- Re_p - número de Reynolds da partícula referenciado à velocidade relativa.
- Re_t - número de Reynolds da partícula referenciado à velocidade terminal, Tabela (2.2)

**CAPÍTULO UM:
INTRODUÇÃO**

1.1- O CICLONE

O ciclone é um equipamento normalmente destinado à separação de partículas sólidas de uma corrente gasosa. Apresenta na sua forma clássica uma construção cone-cilíndrico, cuja patente data de 1886 por G. Jackson (Ogawa, 1989).

Esse dispositivo, sem peças móveis, constitui-se basicamente de uma entrada lateral e duas saídas orientadas no eixo central do equipamento. Uma de partículas, então separadas da corrente gasosa, situada à base do aparato e que dá acesso a um coletor de sólidos. Outra, disposta no topo do equipamento, permite a descarga da corrente fluida com uma baixa concentração de particulados finos para um filtro. A figura 1.1 ilustra as características básicas de um ciclone com diversos tipos de entrada.

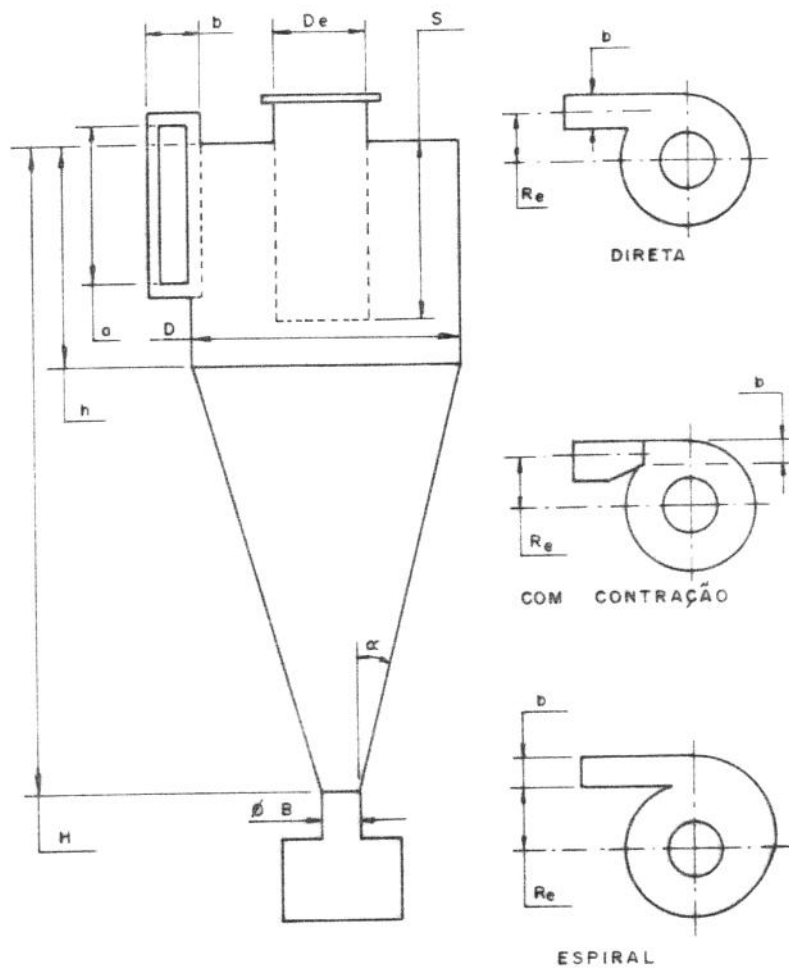


Figura 1.1 - Características básicas do ciclone.

Face à sua característica construtiva e à maneira como a corrente gasosa com a suspensão sólida entra no ciclone, ele é classificado como um separador tipo centrífugo (Silva, 1989). Além da forma da entrada, esta denominação advém também da fluidodinâmica no seu interior.

Na entrada do ciclone a mistura ar-partículas adquire movimento em espiral, que se estende até a base do equipamento. As partículas, devido à ação da força centrífuga oriunda do escoamento da fase fluida, deslocam-se em direção à parede do ciclone. Esta, por sua vez, age na direção radial impondo aos sólidos um movimento circular. Deste modo, o particulado escoo encostado na parede em direção ao coletor de sólidos. No seu percurso, as partículas descrevem uma trajetória helicoidal sob a ação do arraste, da gravidade e do atrito com as paredes do equipamento.

A fase fluida ascende em movimento espiral, circundando o eixo central até o duto de saída do gás. A figura 1.2 ilustra o comportamento descrito.

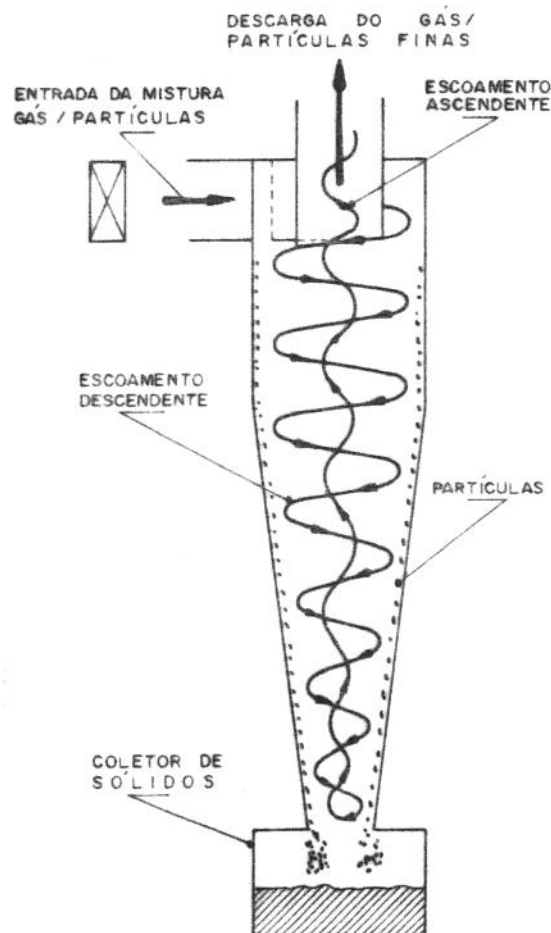


Figura 1.2- Escoamento em um ciclone.

O escoamento em espiral apresenta componentes de velocidade nas direções tangencial, v , axial, w , e radial, u . Uma forma comum de se identificar regiões de escoamento no interior do ciclone, pode ser através da análise da componente tangencial de velocidade. Neste caso, divide-se o escoamento em duas regiões, apresentadas na figura 1.3, como se segue:

1- região central situada, segundo ter Linder (1950), entre $0 \leq r < 0,4D_c$. Nesta região, a distribuição radial da componente tangencial de velocidade é análogo àquela advinda da descrição da rotação de um corpo rígido (Cremasco e Nebra, 1992):

$$v = kr \tag{1.1}$$

2- região anular situada entre a região central e a periferia ciclônica. Nesta, a descrição do escoamento, para a componente tangencial de velocidade, segue o tipo vorticial na forma (Shepherd e Lapple, 1939):

$$v = \frac{k}{r^n} \tag{1.2}$$

onde k é um parâmetro cinemático que depende das dimensões do bocal de entrada e da velocidade de entrada do fluido no ciclone. O índice de vórtice n , indica o distanciamento do comportamento de vórtice-livre, que corresponderia a $n=1$ na Eq.(1.2).

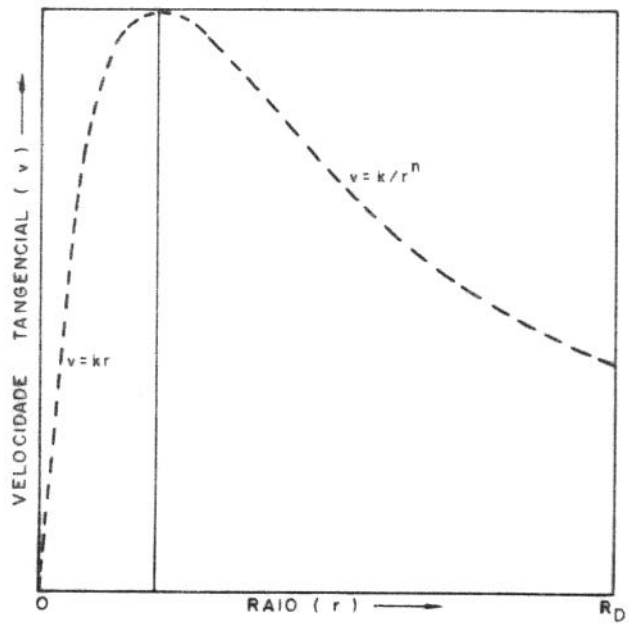


Figura 1.3- Regiões definidas pela variação radial da componente tangencial de velocidade.

Shepherd e Lapple (1939) verificaram, por experimentos, uma faixa para o índice de vórtice $0,5 < n < 0,8$. Alexander (1949), apresenta a primeira correlação para n , na qual se percebe a influência da geometria.

$$n = 1 - \left[\left(1 - 0,64D^{0,14} \right) \left(\frac{T}{283} \right)^{0,30} \right] \quad (1.3)$$

Na correlação (1.3) já é considerada a influência da temperatura do fluido na entrada do ciclone na distribuição da componente tangencial de velocidade. Esta influência se estende à eficiência de separação, como pode ser visto no trabalho de Patterson e Munz (1989).

Em muitas instalações o ciclone trabalha como separador, a temperaturas bem acima do ambiente (da Silva, 1994), em outras constitui-se em uma peça vital, como nas caldeiras recirculantes (Lombardi, 1991). Há de se notar que este equipamento começa a ser tratado como parte integrante de um sistema e seu estudo térmico pode trazer vantagens técnicas e construtivas.

Neste sentido torna-se válido citar o trabalho de Nebra (1985). A autora observou em sua tese de doutorado, sobre secagem de bagaço de cana em transporte pneumático, que o material ao abandonar esse dispositivo, sofre considerável redução de umidade após atravessar o ciclone. Isto indica a sua aplicação, além de separador, como secador, que foi tema de tese sobre secagem de borra de café em um ciclone (Silva, 1991).

1.2 O REATOR CICLÔNICO

Além de secador, há trabalhos que se utilizam do ciclone como trocador de calor (Szekelly e Carr, 1966; Lombardi, 1991; Cremasco, Mompean da Cruz e Nebra, 1993). Encontram-se, ainda, sua aplicação como combustor (Boysan, Weber e Swithenbank, 1986). Estudos recentes mencionam o ciclone como um equipamento também empregado como reator químico, como pode ser observado no trabalho de Lede, Li e Soullignac, 1992.

Devido à versatilidade do ciclone, podemos adicionar-lhe o termo genérico "reator" ciclônico.

Ele poder vir a operar com eficiência de coleta de praticamente 100% e com velocidades de operação do gás na entrada, fora daquelas utilizadas usualmente ($V_0 > 10$ m/s).

A gama de aplicações citadas há pouco é possível em virtude das características do escoamento no reator ciclônico. As fortes correntes convectivas no seu interior proporcionam um bom contato entre as fases fluida e particulada. Disto deriva o auxílio às trocas tanto de massa quanto de calor, assim como às velocidades de reação por ventura existentes.

Observa-se que as aplicações técnicas são decorrentes da fluidodinâmica, transferências de calor, massa e reações químicas que ocorrem no interior do reator ciclônico, o que torna imprescindível seu conhecimento para um futuro projeto de engenharia.

1.3- MOTIVAÇÃO À PESQUISA

O aspecto básico da Engenharia é o ato de engendrar, aplicar conhecimentos tecno-científicos à criação de estruturas, dispositivos e processos para converter recursos naturais e não naturais em formas adequadas, visando o atendimento das necessidades humanas. Neste contexto, o reator ciclônico torna-se um atrativo pelo espectro de aplicações técnicas que nele podem ser exploradas.

Antes de imaginar o dispositivo fruto de um projeto de engenharia e pronto para uso comercial, é válida a lembrança que, independentemente da especificidade do reator ciclônico, é indispensável o conhecimento da fluidodinâmica no seu interior.

A compreensão do escoamento do ar em um reator ciclônico, por si só, é um grande desafio. O estudo desse escoamento com a presença de particulados vem a aumentar a complexidade dos fenômenos. Isto, ao invés de afastar, motiva o estudo, mesmo porque a maioria dos trabalhos encontrados na literatura trata o reator ciclônico como um separador.

São poucos os estudos que se dedicam ao escoamento da fase fluida com partículas consideradas grossas, cujo regime já não é mais stokesiano e a eficiência de coleta é de praticamente 100%. Uma quantidade menor ainda, são os trabalhos que se utilizam de uma faixa de velocidade do ar na entrada do reator ciclônico abaixo de 10 m/s.

Como decorrência, quase não se encontram modelos que descrevam satisfatoriamente o comportamento do escoamento do ar e das partículas e o tempo de residência delas nesse tipo de equipamento. Neste sentido, abre-se um enorme campo de pesquisa, visando avaliar a operação do ciclone independente da sua aplicação clássica de separador.

1.4- OBJETIVOS DO TRABALHO

O objetivo deste trabalho, em seu aspecto geral, é o estudo do escoamento de ar contendo particulados e o tempo de residência desses no interior de um reator ciclônico. As condições de operação deste são distintas daquelas encontradas em sua aplicação como separador.

Em seu aspecto específico, intenta-se o desenvolvimento de um modelo que descreva o campo de velocidade do ar com e sem a presença de sólidos, assim como, a previsão do tempo de residência das partículas no interior de um reator ciclônico. Para tanto, utilizar-se-á de equações básicas de quantidade de movimento comungadas com relações constitutivas encontradas na literatura e aquelas obtidas empiricamente no presente trabalho.

Da simulação proposta procura-se obter a distribuição das componentes de velocidade tangencial e axial de velocidade do gás com e sem a presença de particulados, ao longo da altura e raio do ciclone e o tempo de residência das partículas.

A solução do conjunto de equações proposto só é possível pela via numérica. Esta, desenvolvida na presente tese, baseia-se no Método das Linhas em conjunto com a integração de Runge-Gutta-Gill.

Tanto a viabilização do estudo proposto quanto a verificação do modelo desenvolvido é possível por intermédio de resultados experimentais obtidos no Laboratório do Departamento de Energia (LDE) da Faculdade de Engenharia Mecânica (FEM) da Unicamp. Por conseguinte, tem-se um outro objetivo, que é a continuação dos estudos sobre o ciclone desenvolvido no LDE/FEM/UNICAMP.

A presente tese é a terceira desenvolvida no LDE/FEM/UNICAMP sobre ciclone. A primeira, sobre tempo de residência, foi realizada por Godoy (1989) em seu mestrado. A segunda, sobre secagem de borra de café, foi desenvolvida por Silva (1991) em seu doutorado. Inclusive o aparato experimental utilizado no presente trabalho, com algumas modificações, é o mesmo desses pesquisadores.

1.5- APRESENTAÇÃO DO TRABALHO

Além deste capítulo, que é uma introdução à temática da tese, este trabalho é composto dos seguintes capítulos assim distribuídos:

No 2º Capítulo é realizada uma revisão da literatura, sendo apresentados alguns estudos teóricos e experimentais sobre o escoamento do ar com e sem a presença de particulados no ciclone. Também são comentados trabalhos que versam sobre a trajetória das partículas, que servirão para introduzir os estudos sobre o tempo de residência dos sólidos.

O 3º Capítulo é dedicado à análise experimental. Nele são descritos os equipamentos e os procedimentos que levam à obtenção experimental do campo de velocidade do ar com e sem a presença de particulados, bem como, o tempo de residência das partículas, os quais são posteriormente analisados. Como suporte a este capítulo há o *Anexo A*, que descreve os princípios de funcionamento do aparato que permite a medida do campo de velocidade. As tabelas dos resultados experimentais desse campo e do tempo de residência das partículas estão contidos no *Apêndice A*.

No 4º Capítulo é proposto um modelo que simula o campo de velocidades do ar com e sem a presença de sólidos, o campo de velocidade de sólidos e deste o tempo de residência das partículas no interior do ciclone. A solução das equações é apresentada, bem como, a análise numérica do método empregado. Posteriormente, os resultados advindos do modelo são analisados e comparados com os experimentais e com aqueles encontrados na literatura.

Convém mencionar que no sistema experimental empregado existe um duto pneumático horizontal de seção variável que atua como alimentador da mistura ar-partículas ao ciclone. Deste modo, houve a necessidade de simular este alimentador, o que está reportado no *Apêndice B*.

No 5º Capítulo são apresentadas as conclusões sobre os fenômenos estudados e algumas sugestões para trabalhos futuros.

**CAPÍTULO DOIS:
REVISÃO DA LITERATURA**

2.1- BREVE HISTÓRICO

A preocupação de se investigar o campo de velocidade do ar com e sem a presença de particulados acompanha, efetivamente, os estudiosos no assunto desde a década de 30.

Shepherd e Lapple (1939) procuraram justificar fenômenos associados à queda de pressão em um ciclone, através da influência que uma suspensão de sólidos exerce no perfil da componente tangencial de velocidade.

Por intermédio do artigo de ter Linder (1950) é que se tem, com ampla divulgação, um estudo experimental mais detalhado. Esse trabalho mostra a variação das componentes axial e tangencial de velocidade do ar sem a presença de particulados no interior ciclônico.

Desde a década de 30 até o início da década de 90, foram desenvolvidas inúmeras pesquisas experimentais sobre queda de pressão e eficiência de coleta. Contudo, quase não se encontram dados experimentais do campo de velocidade do ar com e sem a presença de sólidos. Dentre os trabalhos pesquisados na literatura pode-se citar os de Yuu et alii (1978), Parida e Chand (1980) e Silva (1988). No entanto, tais estudos direcionam-se ao reator ciclônico operando também como separador. Ou seja, o equipamento trabalhando com partículas consideradas pequenas ($dp < 200 \mu\text{m}$).

Um trabalho experimental que descreve o campo de velocidades do ar com a presença de particulados de diâmetros superiores a $300 \mu\text{m}$, é o de Silva, Godoy e Nebra (1989). Tais pesquisadores, por sua vez, visando o reator ciclônico como secador, operam-no sem o coletor de sólidos.

No que se refere à proposta da modelagem do escoamento do ar com e sem a presença de partículas sólidas na corrente fluida, encontram-se as primeiras tentativas em fins da década de 50.

Um dos estudos pioneiros nesta linha de pesquisa é o trabalho de Rietema (1961). Apesar de ter sido desenvolvido inicialmente para hidrociclones, o seu modelo, de solução analítica, pode ser estendido para ciclones de gás (Cremasco e Nebra, 1993-b).

Já na década de 70, analogamente a Rietema, boa parte dos trabalhos buscam a modelagem do ciclone, via solução analítica das Equações de Navier-Stokes. Aqui sobressaem os trabalhos de Bloor e Ingham (1973, 1974, 1975) também para hidrociclones. Cremasco e Nebra (1993-b) verificaram que o modelo de Bloor e Ingham (1973) pode ser aplicado para ciclones de gás.

A partir da metade da década de 70 até os dias atuais, os modelos tornam-se mais complexos, necessitando de métodos numéricos para resolvê-los. Dentre os autores pode-se citar: Bloor e Ingham (1975, 1987), Parida e Chand (1980), Boysan Ayers e Swithenbank (1982, 1986), Davidson (1988), Soo e Zhou (1990), Hsieh e Rajamani (1991), Minier, Simonin e Gallibard (1991), Silva (1991) e Zerbini (1991), entre outros.

Quanto a modelagem da fase particulada, alguns autores assumem a hipótese que considera esta fase não influenciando o campo de velocidade do fluido. Outros pesquisadores admitem esta influência. Fazem parte do primeiro grupo Bloor e Ingham; Boysan, Ayers e Swithenbank ; Soo e Zhou. No segundo grupo estão Parida e Chand; Davidson e Silva.

Em se tratando de tempo de residência dos sólidos, que é fruto do conhecimento da trajetória das partículas no interior ciclônico, existem alguns estudos que apresentam correlações experimentais para o seu cálculo, como aquelas obtidas por Mori et alii (1968), Kang et alii (1989), Lede et alii (1989), Yen et alii (1990) e Godoy et alii (1993). Por outro lado, não se encontrou na literatura pesquisada a determinação deste parâmetro como consequência de uma modelagem que envolva tanto a fase fluida quanto a particulada.

Dado este breve histórico e visto os objetivos desta tese, procurar-se-á apresentar este capítulo em, basicamente, dois itens:

- * Escoamento do ar sem a presença de particulados.
- * Escoamento do ar com a presença de particulados

2.2 ESCOAMENTO DO AR SEM A PRESENÇA DE PARTICULADOS

2.2.1- ESTUDOS EXPERIMENTAIS

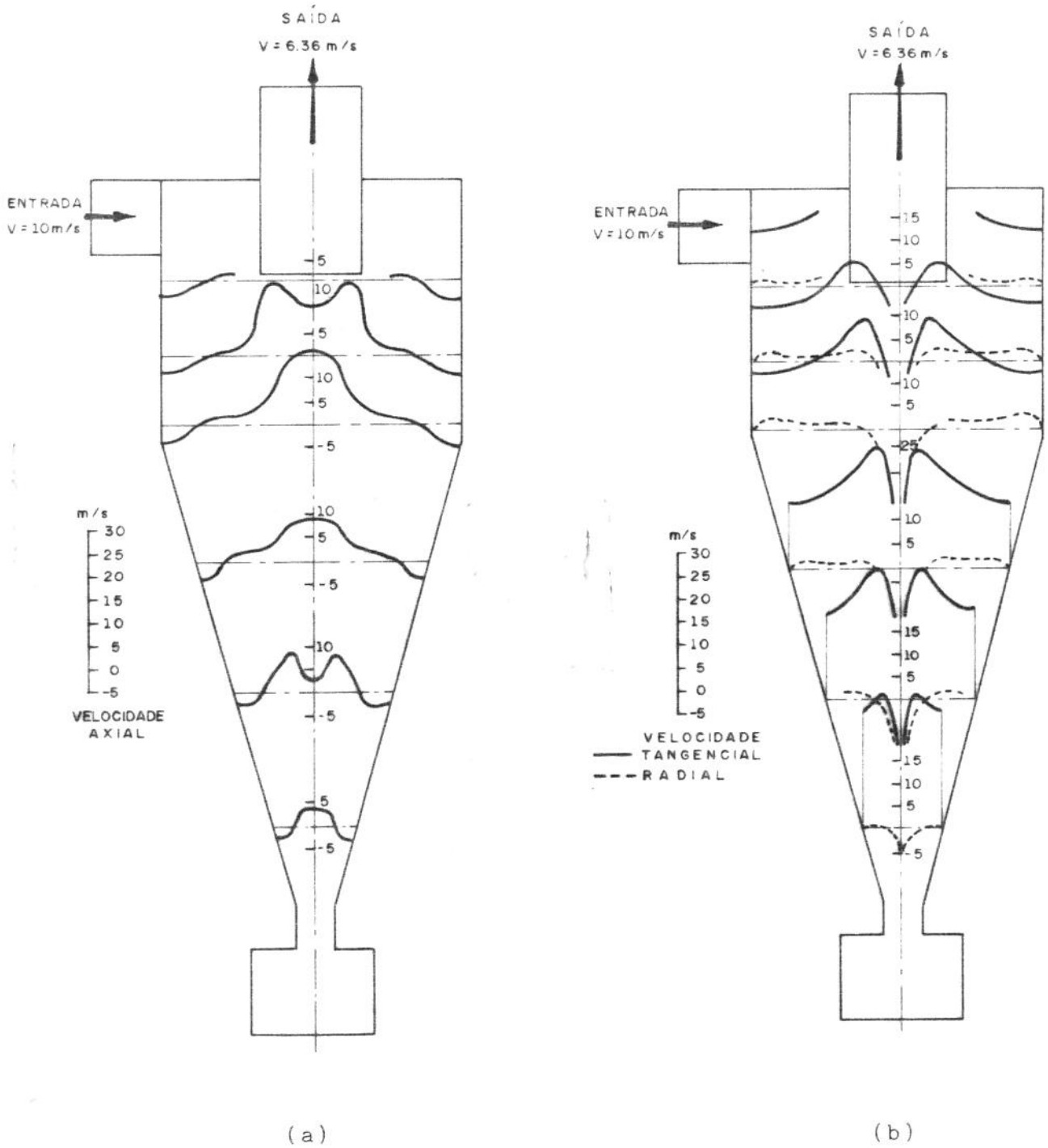
Nas figuras 2.1 são reproduzidas as distribuições de velocidades nas direções radial e axial obtidas por ter Linder (1950).

A figura (2.1-a) mostra que a componente axial de velocidade, w , está orientada no sentido descendente do escoamento junto à parede do ciclone. Verifica-se a uma distância do eixo central de $r \approx 0,3D$, que esta componente torna-se nula, produzindo neste ponto uma inversão do sentido do escoamento.

Há de se observar na figura (2.1-b), que a componente tangencial de velocidade predomina sobre as demais. Pode-se ter uma noção qualitativa das proporções entre elas na seguinte ordem de grandeza:

$$v \approx 10w \approx 100u \quad (2.1)$$

Nota-se ainda na figura (2.1-b), o comportamento da componente tangencial de velocidade, v , já comentado no item 1.1. A sua descrição é análoga à da rotação de um corpo rígido na região central do escoamento e comporta-se semelhante ao tipo vorticial na região anular. Verifica-se sua quase independência da altura. Esta constatação experimental foi de grande valia para trabalhos futuros, como os que serão apresentados a seguir.



Figuras 2.1- Distribuições do escoamento no ciclone (ter Linder, 1950)

(a) Componente axial de velocidade

b) Componente tangencial de velocidade

2.2.2- MODELOS PARA O ESCOAMENTO DO FLUIDO SEM A PRESENÇA DE SÓLIDOS

Alimentados de informações experimentais, no começo da década de 60, diversos estudiosos se propuseram resolver analiticamente o escoamento tanto em ciclones de gás quanto em hidrociclones. De posse das Equações do Movimento e da Continuidade, escritas em coordenadas cilíndricas, foi suposto: regime permanente, escoamento axissimétrico, fluido incompressível. Deste modo, pode-se escrever:

para a componente tangencial, v ,

$$u \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{uv}{r} + w \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\mu_{ef}}{\rho} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv) \right] + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right\} \quad (2.2)$$

para a componente radial, u

$$u \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{v^2}{r} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\mu_{ef}}{\rho} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru) \right] + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right\} \quad (2.3)$$

para a componente axial, w .

$$u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\mu_{ef}}{\rho} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right] + g \quad (2.4)$$

Equação da Continuidade,

$$\frac{\partial w}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru) = 0 \quad (2.5)$$

onde $\mu_{ef} = \mu + \mu_T$

No seu trabalho em hidrociclones, Rietema (1961), visando simplificar a Eq. (2.2), supôs as seguintes hipóteses:

- * a componente tangencial independe da coordenada axial (z);
- * escoamento simétrico em torno do eixo central;
- * componente radial de velocidade, u , constante;
- * escoamento turbulento, com a viscosidade turbilhonar constante e maior que a molecular, a ponto desta ser desprezível.

De posse de tais simplificações, a Equação resultante, já adimensionalizada em termos do momento angular é a seguinte:

$$\frac{\lambda}{r} \frac{dy}{dr'} + \frac{d}{dr'} \left(\frac{1}{r'} \frac{dy}{dr'} \right) = 0 \quad (2.6-a)$$

onde os adimensionais são:

$$y = \frac{vr}{v_M R_M} \quad (2.6-b)$$

sendo ($v.r$) o momento angular a uma dada distância radial. O subscrito M, indica periferia do ciclone.

$$\lambda = - \frac{\rho u_r R_M}{\mu_T} \quad (2.6-c)$$

$$r' = \frac{r}{R_M} \quad (2.6-d)$$

As condições de contorno utilizadas por Rietema, foram:

$$r' = 1, \quad y = 1 \quad (2.6-e)$$

$$r' = r'_1, \quad \frac{d}{dr'} \left(\frac{y}{r'} \right) = \frac{y}{r'^2} \quad (2.6-f)$$

A condição de contorno (2.6-f) deve-se ao fato de se trabalhar com hidrociclone, no qual admite-se a existência de um núcleo de ar em volta do eixo central do escoamento.

A solução obtida por Rietema, foi:

$$y = C_1 - C_2 \left(\frac{r}{\lambda} + \frac{1}{\lambda^2} \right) \exp(-r\lambda) \quad (2.7)$$

onde:

$$C_1 = 1 + C_2 \left(\frac{1}{\lambda} + \frac{1}{\lambda^2} \right) \exp(-\lambda) \quad (2.7-a)$$

$$C_2 = \frac{\lambda^2}{-(1 + \lambda) \exp(-\lambda) + \left[0, 5(r_1\lambda)^2 + (r_1\lambda) + 1 \right] \exp(-r_1\lambda)} \quad (2.7-b)$$

Parida e Chand (1980) procuraram estender o Modelo de Rietema para ciclones, admitindo a ausência do núcleo de ar, de modo que a condição de contorno (2.6-f), foi reescrita como:

$$r' = 0, \quad y = 0 \quad (2.8)$$

obtendo como solução:

$$y = \frac{(r'\lambda_1 - 1) \exp(r'\lambda_1) + 1}{(\lambda_1 - 1) \exp(\lambda_1) + 1} \quad (2.9)$$

$$\text{onde } \lambda_1 = \lambda, \text{ fazendo } u_0 = \frac{Q}{2\pi R_M H} \quad (2.10)$$

Bloor e Ingham (1973) propuseram um modelo para o escoamento de um fluido invíscido em hidrociclones de configuração cônica de pequenos ângulos característicos, α . Utilizaram-se de coordenadas esféricas (R, ϕ, γ) , com origem em um vértice imaginário e eixo de simetria na direção γ , figura 2.2. A Equação do movimento para a componente de velocidade nesta coordenada, é

componente γ

$$q_R \frac{\partial q_\gamma}{\partial R} + \frac{q_\phi}{R} \frac{\partial q_\gamma}{\partial \phi} + \frac{q_R q_\phi}{R} + \frac{q_\phi q_\gamma}{R} \cot \phi = 0 \quad (2.11)$$

onde se tem a seguinte equação que satisfaz a Eq. (2.11) e que representa um vórtice-livre na forma:

$$q_\gamma = \frac{k}{R \sin \phi} \quad (2.12)$$

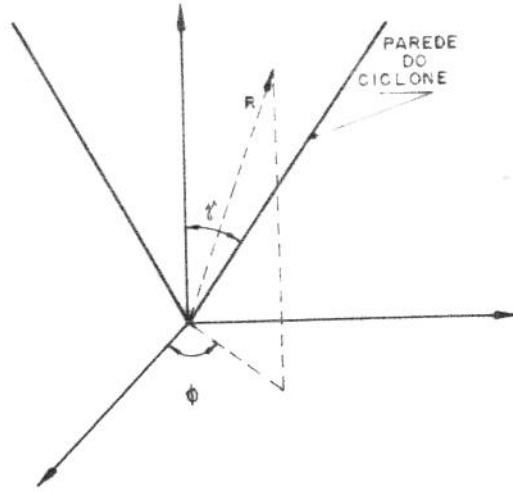


Figura 2.2 - Sistema de coordenadas esféricas

As outras equações do movimento para as direções R e ϕ são dadas, respectivamente, por:

componente R

$$q_R \frac{\partial q_R}{\partial R} + \frac{q_\phi}{R} \frac{\partial q_R}{\partial \phi} - \frac{q_\phi^2 + q_\gamma^2}{R} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial R} \quad (2.13)$$

componente ϕ

$$q_R \frac{\partial q_\phi}{\partial R} + \frac{q_\phi}{R} \frac{\partial q_\phi}{\partial \phi} + \frac{q_R q_\phi}{R} - \frac{q_\gamma^2 \cot \phi}{R} = -\frac{1}{\rho R} \frac{\partial P}{\partial \phi} \quad (2.14)$$

A Equação da continuidade é dada por:

$$\frac{\partial}{\partial R} (R^2 q_R \sin \phi) + \frac{\partial}{\partial \phi} (R q_\phi \sin \phi) = 0 \quad (2.15)$$

Ao utilizarem a Equação (2.12) e admitirem uma solução para a pressão na forma:

$$P' = P + \frac{1}{2} \rho \left(\frac{k}{R \sin \phi} \right)^2 \quad (2.16)$$

Bloor e Ingham escreveram as Equações (2.13) e (2.14) segundo:

$$q_R \frac{\partial q_R}{\partial R} + \frac{q_\phi \partial q_R}{R \partial \phi} - \frac{q_\phi^2}{R} = - \frac{1 \partial P'}{\rho \partial R} \quad (2.17)$$

$$q_R \frac{\partial q_\phi}{\partial R} + \frac{q_\phi \partial q_\phi}{R \partial \phi} + \frac{q_R q_\phi}{R} - \frac{q_R q_\phi}{R} = - \frac{1 \partial P'}{\rho R \partial \phi} \quad (2.18)$$

Depois de eliminarem a pressão nas Eqs. (2.17) e (2.18), os autores obtiveram:

$$\left[q_R \frac{\partial}{\partial R} + \frac{q_\phi}{R} \frac{\partial}{\partial \phi} \right] \left[\frac{\omega_\gamma}{R \sin \phi} \right] = 0 \quad (2.19)$$

onde $\omega_\gamma = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R q_\phi) - \frac{1}{R} \frac{\partial q_R}{\partial \phi}$, é a componente da vorticidade na direção γ

De posse da função corrente, em coordenadas esféricas

$$\frac{\partial \psi_c}{\partial R} = -q_\phi R \sin \phi \quad \text{e} \quad \frac{\partial \psi_c}{\partial \phi} = q_R R^2 \sin \phi \quad (2.20)$$

Bloor e Ingham transformando a Equação (2.19), obtiveram:

$$\frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{1}{\phi} \frac{\partial \psi_c}{\partial \phi} \right) = -R^2 \phi f(\psi_c) \quad (2.21)$$

Supuseram a seguinte solução particular para esta equação :

$$\psi_c = C_3 (R\phi)^{3/2} [\alpha - \phi] \quad (2.22)$$

Tendo em mãos a Equação (2.22), as componentes de velocidade nas direções R e ϕ advêm da integração da Equação (2.20), tendo como resultado, respectivamente:

$$q_R = \frac{1}{2} C_3 (R\phi)^{-1/2} (3\alpha - 5\phi) \quad (2.23)$$

$$q_\phi = -\frac{3}{2} C_3 \left(\frac{\phi}{R} \right)^{1/2} (\alpha - \phi) \quad (2.24)$$

Em coordenadas cilíndricas (r, z, θ) , as componentes axial e radial de velocidades, são dadas respectivamente, segundo Bloor e Ingham (1973-b), por:

$$w = \frac{1}{2} C_3 r^{-1/2} \left(3\alpha - 5 \frac{r}{z} \right) \quad (2.25)$$

$$u = -C_3 \frac{r^{3/2}}{z^2} \quad (2.26)$$

A constante C_3 que aparece nas Equações (2.25) a (2.26) é determinada a partir do fluxo volumétrico, calculada por:

$$C_3 = \frac{Q}{2\pi R_e^{3/2} \left(\alpha - \frac{R_e}{\ell} \right)} \quad (2.27)$$

onde ℓ é a distância do ápice imaginário do cone até a base do tubo de descarga do fluido, figura 2.2, podendo ser determinado pela expressão (Cremasco e Nebra, 1993-b):

$$\ell = \frac{1}{2} \frac{B}{\tan \alpha} + (H - S) \quad (2.28)$$

Já a componente tangencial de velocidade que cumpre a sua Equação de Movimento, em coordenadas cilíndricas, segundo o Modelo de Bloor e Ingham, é:

$$v = \frac{k}{r} \quad (2.29)$$

$$\text{onde } k = C_4 V_0 R_M \quad (2.30)$$

O parâmetro C_4 considera os efeitos da deformação do escoamento na entrada do equipamento. Este parâmetro pretende levar em consideração a perda de carga na entrada do ciclone, dependendo assim muito da forma geométrica da sua parte superior.

O seu valor, numericamente, estabelece a relação entre o valor da componente tangencial de velocidade na periferia do aparato, v_M , e a velocidade média do fluido na sua entrada, V_0 , ou seja:

$$C_4 = \frac{v_M}{V_0} \quad (2.31)$$

Para hidrociclones, segundo Bradley (1965), o valor de C_4 situa-se entre 0,5 e 0,8, propondo a seguinte correlação:

$$C_4 = 3,7 \frac{D_0}{D} \quad (2.32)$$

onde D_0 é o diâmetro do tubo de entrada no equipamento.

Para ciclones, o valor de C_4 pode vir a ser igual ou superior a 1, como atesta o trabalho de Stairmand (1951).

Alexander (1949) propôs uma correlação para ciclones na forma:

$$C_4 = 3,7 \left(\frac{A_0}{D_e D} \right)^{1/2} \quad (2.33)$$

No caso de ciclones com bocal de entrada na forma retangular, foi proposta por Cremasco e Nebra (1993-b) a substituição de D_0 , na correlação (2.32), pelo diâmetro hidráulico definido por:

$$D_H = \frac{2ab}{(a + b)} \quad (2.34)$$

Davidson (1988) generalizou o modelo de Bloor e Ingham (1973), expresso na Equação (2.22). Admitiu para a função corrente, quando o semi-ângulo característico do ciclone, α , for pequeno, a seguinte expressão:

$$\psi_c \approx (R\phi)^{(m+2)} \left[\alpha^{2(2-m)} - \phi^{2(2-m)} \right] \quad (2.35)$$

Esse autor obteve para a componente axial de velocidade a seguinte equação, em coordenadas cilíndricas:

$$w = C'_3 r^m \left[(2 + m) \alpha^{-2m} - (2 - m) \left(\frac{r}{z} \right)^{-2m} \right] \quad (2.36)$$

onde C'_3 é uma constante a ser determinada a partir de condições de contorno adequadas.

Há de se observar que para $m=-0,5$, a solução de Davidson recai à de Bloor e Ingham, Equação (2.26).

Bloor e Ingham (1975) retomaram o estudo em hidrociclones cônicos. Essa preocupação foi decorrente de se melhorar a predição da componente tangencial de velocidade, então escrita na forma da Eq.(2.31), que é válida somente para a região anular.

Esses autores reavaliaram o Modelo de Rietema, considerando a variação de λ , Eq. (2.6-a), por intermédio da variação da componente radial de velocidade, obtida da Eq. (2.26). Levaram esta Equação na Eq. (2.2) e desprezando as variações axiais, bem como, considerando a viscosidade turbulenta constante e muito maior do que a molecular, obtiveram a seguinte equação do movimento para a componente tangencial de velocidade já adimensionalizada:

$$-\lambda_2 r'^{1/2} \frac{dy}{dr'} = \frac{d}{dr'} \left(\frac{1}{r'} \frac{dy}{dr'} \right) \quad (2.37)$$

$$\text{onde, } \lambda_2 = \frac{\rho C_3 R_M^{5/2}}{\mu_T H} \quad (2.38)$$

As condições de contorno são as condições (2.6-a) e (2.6-c). A solução analítica decorrente da Eq. (2.37), obtida para altos valores de λ_2 , é:

$$y = \frac{\gamma(4,5, 2,5\lambda_2 r'^{5/2})}{\Gamma(4,5)} \quad (2.39)$$

onde γ e Γ são as funções gama incompleta e completa, respectivamente.

Baseado no escoamento vorticial em tubos, Soo (1989) propôs para ciclones a gás, a seguinte descrição para a componente tangencial de velocidade:

$$y = 1 - \exp \left[- \left(\frac{r}{R_{cor}} \right)^2 \right] \quad (2.40)$$

onde R_{cor} , é o raio da região central do escoamento, podendo ser calculado por (Soo, 1973):

$$R_{cor} = 1,37 \frac{k}{W_e} \left(\frac{v_T}{k} \right)^{1/2}, \text{ para } \frac{\rho k}{\mu_T} \leq 10^4 \quad (2.41-a)$$

$$R_{cor} = 0,0643 \frac{k}{W_e} \left(\frac{v_T}{k} \right)^{1/5}, \text{ para } \frac{\rho k}{\mu_T} > 10^4 \quad (2.41-b)$$

$$\text{onde } W_e = V_0 \frac{A_0}{A_e} \quad (2.41-c)$$

sendo A_e , a área do tubo de saída do gás; e k um parâmetro cinemático que considera a deformação do escoamento na entrada do ciclone.

Quanto à estimativa do valor da viscosidade cinemática turbilhonar, pode-se utilizar a expressão de Neponiaski e Pavlovski (1979):

$$\frac{\mu_T}{\rho} = 2kc^2 \quad (2.42-a)$$

ou a de Cremasco e Nebra (1993-b),

$$\frac{\mu_T}{\rho} = 2kc^2 \left(\frac{\bar{R}}{R_{cor}} \right)^2 \exp \left[- \left(\frac{\bar{R}}{R_{cor}} \right)^2 \right] \quad (2.42-b)$$

$$\text{com } \bar{R} = \frac{1}{4} (D + D_e) \quad (2.42-c)$$

A constante estrutural c^2 , para ciclones, situa-se no intervalo (Duggins e Frith, 1987),

$$0,00078 \leq c^2 \leq 0,0012 \quad (2.43)$$

Para a obtenção das componentes axial e radial de velocidades, Soo (1989) apresenta uma solução para esses perfis em uma aproximação em série, que pode ser representada por uma polinomial na forma:

para a componente axial:

$$w^* = \frac{w}{\bar{w}} = z^* f(r') \quad (2.44)$$

para a componente radial:

$$\frac{u}{\bar{w}} = u^* = z^* g(r') \quad (2.45)$$

onde $\bar{w} = \frac{Q}{\pi R_M^2}$, $z^* = 1 - \frac{z}{H-h}$ e $f(r')$ e $g(r')$ são funções dadas pelas seguintes polinomiais,

$$f(r') = a_0 + a_1 r'^2 + a_2 r'^4 + a_3 r'^6 \quad (2.46-a)$$

$$g(r') = r'^3 \left(a_1 + \frac{4}{3} a_2 r'^2 + \frac{3}{2} a_3 r'^4 \right) \tan(\alpha) + r' \left(a_0 + \frac{1}{2} a_1 r'^2 + \frac{1}{3} a_2 r'^4 + \frac{1}{4} a_3 r'^6 \right) \left[\frac{R_D}{2(H-h)} \right] \quad (2.46-b)$$

onde $r' = \frac{r}{R_D(z)}$

as constantes são obtidas de:

$$a_0 = a^* \left(1 - \frac{r_1'^2}{2} \right), a_1 = a^* (-3 + 2r_1'^2), a_2 = -\frac{3}{2} a^* r_1'^2,$$

$$a_3 = 2a^*, a^* = \left[r_1'^2 (1 - r_1'^2) \right], r_1' = R_e/R_M \quad (2.47)$$

CreMASCO e NEBRA (1993-b) de posse dos dados experimentais de SILVA, Godoy e NEBRA (1989) para um ciclone, analisaram os modelos apresentados neste trabalho para o escoamento do ar sem particulados, exceto o Modelo de Bloor e Ingham de 1975 e o de Davidson (1988), concluindo:

- componente tangencial:

O Modelo de Rietema, apesar de assumir a independência da coordenada axial, descreve de forma satisfatória o perfil desta componente.

- componente axial:

Os Modelos de Bloor e Ingham (1973-b) e Soo (1989) praticamente se equivalem, e descrevem com boa concordância os resultados obtidos experimentalmente.

- o parâmetro C_4 , da Eq. (2.30).

Para velocidades do ar na entrada do ciclone inferiores a 6m/seg, pode-se assumir o valor igual a 1 para C_4 . Para velocidades superiores ou igual a 6m/seg, pode-se utilizar a expressão (2.32), com o diâmetro calculado pela (2.34).

- viscosidade cinemática turbilhonar, ν_T , considerando-a constante e assumindo o valor para a constante estrutural igual a 0,0012:

Na região anular, as expressões (2.42-a) e (2.42-b) se equivalem; porém a segunda conduz a melhores resultados na região central do equipamento.

Em todos os modelos apresentados afluem duas particularidades no que se refere à componente tangencial de velocidade: 1) independência da coordenada axial e 2) constância da viscosidade cinemática turbilhonar, que levam a resultados razoáveis quando comparados aos experimentais.

Modelos mais completos que não adotam as hipóteses simplificadoras mencionadas no parágrafo anterior, requerem soluções numéricas bidimensionais para as Equações do Movimento e da Continuidade, Eqs.(2.2) a (2.5). Dentre os vários autores que adotaram esta via, pode-se citar os trabalhos de Davidson (1988) e Silva (1991).

Silva (1991) resolveu numericamente as Equações (2.2) a (2.5) utilizando-se do método Patankar de discretização e do algoritmo SIMPLE. A autora supôs, entre outras hipóteses, simetria axial, fluido incompressível, regime permanente, viscosidade cinemática turbilhonar variável. Utilizou as seguintes condições de contorno:

$$r = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial w}{\partial r} = 0 \quad (2.48-a)$$

$$r = R_D(z), \quad v = u = w = 0 \quad (2.48-b)$$

A viscosidade efetiva, nas Equações do Movimento, foi considerada variável. Ela foi admitida como sendo descrita conforme a proposta de Duggins e Frith (1987)

$$\frac{\mu_{ef}}{\rho} = c^2 r^2 \left| \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \right| \quad (2.49)$$

onde a constante estrutural c^2 advém do intervalo (2.43). A autora utilizou-se do limite superior desse intervalo.

A comparação dos resultados obtidos pela simulação com os experimentais oriundos de seu trabalho, foi boa para a componente axial de velocidade e razoável para a componente tangencial. A simulação prevê valores menores daqueles obtidos experimentalmente, distanciando-se principalmente nas proximidades da zona central do equipamento.

O tratamento numérico apresentado por Davidson (1988-b) é similar ao de Silva (1991). O primeiro, no entanto, escreve de forma generalizada as Equações do Movimento tal qual como se segue:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r u \phi) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w \phi) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_{ef} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_{ef} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) + S_\phi \quad (2.50)$$

para $\phi = u, w$ e ψ (onde $\psi = v \cdot r$, é a circulação e $\rho \psi$, o momento angular); sendo:

$$S_u = -\frac{\partial P}{\partial r} + \rho \frac{v^2}{r} - \mu_{ef} \frac{u}{r^2}; \quad S_w = -\frac{\partial P}{\partial z} \text{ e } S_\psi = 0 \quad (2.51)$$

A viscosidade efetiva, após a utilização da teoria de Prandtl aplicada ao momento angular, foi proposta por Davidson (1988-b) segundo:

$$\mu_{ef} = \mu_0 + \eta^2 \left| \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} \right| \quad (2.52)$$

sendo μ_0 , um parâmetro empírico que corresponde à viscosidade dinâmica turbulenta avaliada na entrada do ciclone; e η , o comprimento de mistura de Prandtl.

No que se refere às condições de contorno, Davidson (1988-b) as propôs semelhantes às de Silva (1991). Contudo considerou nula apenas a componente de velocidade perpendicular à parede do ciclone.

Davidson (1988-b), visando o hidrociclone, compara seus resultados advindos da simulação com os resultados experimentais de Knowles et alii (1973). A comparação para a componente tangencial leva a bons resultados, exceto na parte superior do equipamento. Isto era de se esperar, visto que na entrada do hidrociclone a suposição de simetria não é válida. O autor compara seus resultados numéricos para a componente axial de velocidade com aqueles resultantes do cálculo desta componente através do Modelo de Bloor e Ingham, Eq. (2.30). Nessa comparação tem-se boa aproximação até as proximidades da zona central do escoamento.

2.3- ESCOAMENTO DO AR COM A PRESENÇA DE PARTICULADOS

2.3.1- ESTUDOS EXPERIMENTAIS

2.3.1.1- INFLUÊNCIA DAS PARTÍCULAS NO CAMPO DE VELOCIDADE DO AR

A ação que a presença de sólidos exerce no escoamento do ar no interior do ciclone se faz notada desde Shepherd e Lapple (1939). Um dos primeiros fenômenos a ser observado é a redução na queda de pressão quando se opera o ciclone com uma certa carga de partículas. Esta redução pode ser expressa segundo a correlação proposta por Briggs (1946), na forma:

$$\frac{\Delta P_D}{\Delta P} = \frac{1}{1+aC_M^b} \quad (2.53)$$

A Tabela 2.1 mostra alguns valores de a e b obtidos por diversos autores.

Tabela 2.1- Influência de particulados na queda de pressão

Autores	a	b
Briggs (1946)	0,0086	0,50
Casal (1988)	0,675	0,14
Comas (1991)	0,023	0,69
Sheid e Massarani (1992)	$0,0284(\rho/\rho_p)^{0,831}$	0,831

Esta redução da queda de pressão, segundo Shepherd e Lapple (1939), decorre da inércia das partículas. Elas, durante o seu trajeto no seio da corrente gasosa, têm uma ação equalizadora do momento de camadas adjacentes de gás, diminuindo assim o valor da componente tangencial de velocidade, escrita segundo a Eq. (1.2):

$$v = \frac{k}{r^n} \quad (1.2)$$

De modo a explicitar a queda de pressão em função do escoamento na forma da Eq. (1.2), mais especificamente dos parâmetros empíricos k e n , pode-se considerar: 1) as componentes axial e radial de velocidade desprezíveis face a componente tangencial; 2) ação do campo centrífugo maior do que o gravitacional e 3) o efeito da viscosidade não ser significativo, tem-se da Eq. (2.3), (Bradley, 1965; Cremasco e Nebra, 1992):

$$\frac{dP}{dr} = \rho \frac{v^2}{r} \quad (2.54)$$

Substituindo a Eq. (2.53) na Eq. (2.54) e integrando o resultado na região anular da parte cilíndrica do ciclone, obtém-se:

$$\Delta P_D = \frac{\rho}{2n} \left(\frac{k}{R_M^n} \right)^2 \left[\left(\frac{R_M}{R_e} \right)^{2n} - 1 \right] \quad (2.55)$$

Yuu et alii (1978) apresentam diversos valores para os parâmetros k e n , para várias concentrações de partículas e velocidades da mistura na entrada do ciclone. Além dos resultados de queda de pressão, esses autores apresentam variações radiais da componente tangencial de velocidade do ar para uma gama de concentrações de particulados, conforme indica a figura 2.3.

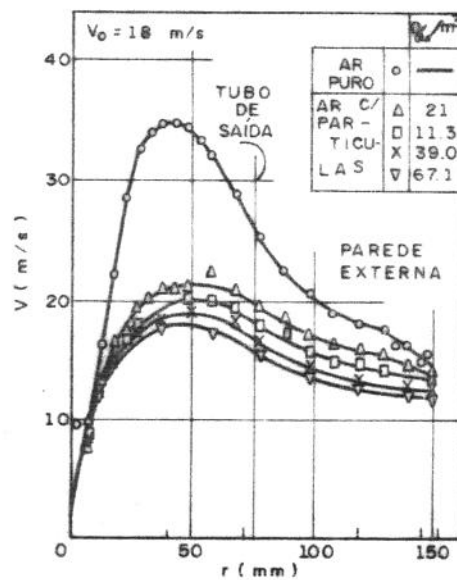


Figura 2.3- Influência da presença de sólidos na distribuição radial da componente tangencial de velocidade do gás [Yuu et alii, 1978]

Ao contrário de Shepherd e Lapple (1939), Yuu et alii (1978) sugerem que a redução da queda de pressão resulta do aumento do atrito da corrente junto à parede do ciclone, em virtude de nela depositarem-se os sólidos. Para tanto, esses autores fixaram partículas nas paredes do equipamento de forma a confirmarem sua hipótese.

Comas et alii (1991) admitem que o efeito da redução da queda de pressão pode ser devido tanto ao mecanismo proposto por Shepherd e Lapple (1939), quanto ao de Yuu et alii (1978). Argumentam que as partículas movem-se no seio da corrente gasosa e já separadas, escorregam pela parede do ciclone em movimento espiral.

Independente do mecanismo que provoca a redução da queda de pressão, é fato notado a influência do particulado no escoamento da fase gasosa, principalmente para a componente tangencial de velocidade. Este fenômeno foi constatado experimentalmente, também, por Silva (1988); Silva, Godoy e Nebra (1989). Esses últimos verificaram que a concentração de sólidos exerce pouca influência na componente axial de velocidade.

2.3.1.2- TRAJETÓRIA E TEMPO DE RESIDÊNCIA DA FASE PARTICULADA

A influência da presença de particulados é devidamente marcada pela trajetória das partículas no interior ciclônico. Este percurso, por sua vez, é governado tanto pelas características geométricas e de operação do ciclone quanto pelas propriedades físicas do particulado como massa específica e diâmetro do sólido (Kang, Kwong e Kim, 1989).

Quando se analisa o ciclone como um aparelho destinado à separação, normalmente trabalha-se com particulados finos, cujo diâmetro mínimo é da ordem de $5\mu\text{m}$ (Silva, 1991). Neste caso, a trajetória das partículas depende da sua concentração. Para concentrações de particulados suspensos em uma corrente gasosa na entrada do ciclone acima de 10 g/m^3 , criam-se condições para a aglomeração de sólidos nas vizinhanças da parede. Nesta região a concentração é mais elevada, facilitando a colisão entre as partículas, necessárias ao processo de aglutinação. Com massa suficiente, as partículas são conduzidas ao coletor de sólidos (Lombardi, 1991).

Um modo de se acompanhar experimentalmente a trajetória das partículas é através da sua visualização. Lede et alii (1989) utilizaram-se desse recurso para acompanharem a trajetória de particulados grossos ($dp > 200\mu\text{m}$) em um ciclone de paredes transparentes. Esses pesquisadores verificaram que as partículas percorrem rapidamente a seção cilíndrica do equipamento, ocupando por mais tempo a sua parte cônica.

Dentre os métodos experimentais para a determinação do tempo de residência das partículas, os mais utilizados são:

Método dos sólidos remanescentes. Este método utilizado por Mori et alii (1968), Lede et alii (1989), Yen et alii (1990) e Godoy et alii (1993), consiste em medir a vazão de sólidos que atravessam o ciclone, e depois de interromper a sua alimentação, determina-se a massa de partículas remanescentes no aparelho. Do quociente entre esses dois valores obtém-se o tempo de residência médio das partículas.

Método da DTR (Distribuição do tempo de residência). Este método mede o tempo de residência de uma partícula. Uma mesma medida é repetida várias vezes nas mesmas condições experimentais. Com isto obtém-se a DTR por via estatística. Tal método foi utilizado por Kang et alii (1989) e Lede et alii (1989).

Segundo Lede et alii (1989) os métodos apresentados acima levam, praticamente, aos mesmos valores.

Os resultados das pesquisas dos autores citados há pouco, geraram correlações que são aquelas apresentadas na tabela 2.2.

Comparando-se as correlações de Mori et alii (1968), e Yen et alii. (1990), verifica-se que elas contêm os mesmos grupos adimensionais. Contudo, apresentam sinais contrários para o expoente do diâmetro da partícula.

A justificativa de Yen et alii (1990) está na influência que a distância da alimentação dos sólidos ao bocal de entrada do ciclone exerce no tempo de residência deles no corpo do ciclone. Esta distância no trabalho de Mori et alii(1968) é de 3 metros, enquanto no trabalho de Yen et alii(1990) é de apenas 15 centímetros. Dependendo do tamanho da partícula, esta distância pode conduzir a diferentes velocidades da fase sólida na entrada.

Nota-se em todas as correlações o efeito da vazão de entrada do gás. Na sua maioria há um indicativo que ao se aumentar a vazão de gás, aumenta-se o tempo de residência.

Kang, Kwon e Kim (1989), através de visualização da trajetória de partículas em diversos tipos de ciclones, verificaram que o aumento da vazão do gás na entrada do equipamento acarreta um aumento no número de espirais contendo sólidos no interior ciclônico, aumentando o seu tempo de residência. Isto, segundo Kang et alii (1989), é causado pela ação centrífuga, decorrente do movimento espiralado do gás.

Em contrapartida, Godoy et alii (1993) justificam a influência da vazão de gás, mediante o efeito que o arraste do gás no interior ciclônico exerce nas partículas. Ou seja, aumentando-se a velocidade do gás aumenta-se o arraste dos sólidos pela corrente fluida, diminuindo assim o tempo de residência.

Nas correlações apresentadas na tabela 2.2, há um grupo que considera a influência da concentração de sólidos avaliada na entrada do ciclone no tempo de residência e outro não.

Segundo Yen et alii (1990), a redução do tempo de residência com o aumento da concentração de sólidos, obedece o mesmo princípio da redução da queda de pressão. De onde se conclui que, ao se aumentar a concentração de sólidos, diminui-se a ação da força centrífuga, permitindo que as partículas aglomeradas na parede alcancem mais rápido o coletor de sólidos.

Tabela 2.2- Correlações para o tempo de residência.

Autores	$t/t_0 =$, onde t_0 (s)	limites de aplicação
Mori, Suganama Tanaka (1968) Eq. (2.56)	$\left(\frac{d_p}{X}\right) \left(\frac{V_0^2}{Dg}\right)^{0,80} C_M^{-0,75}$ $t_0 = D/V_0; X = 0,74 \times 10^{-4} \text{ m}$	$D=0,06;0,12;0,24\text{m}$ $20\sim 40 < dp < 150\sim 200 \text{ mesh}$ $10 < V_0 < 30\text{m/s};$ $0,0002 < C_M < 0,02; \text{areia}$
Kang, Kwon Kim (1989) Eq. (2.57)	$3,2 \times 10^{-2} Re_{po}^{0,43} V_R^{0,70} FR^{0,42} HR^{-1,70}$ $t_0 = t_0^{(1)} = \frac{V_s - 0,5 V_{nl}}{Q}$ $Re_{po} = \frac{\rho d_p V_0}{\mu}, FR = \frac{\rho_p}{\rho} - 1$ $V_R^{(2)} = \frac{V_0}{V_T} - 1, HR = \frac{H}{H-h}$	$D=0,125\text{m};$ $0,14 < dp < 0,22\text{mm};$ $6,0 < V_0 < 17\text{m/s};$ $0,0 < C_V < 10^{-4}$ carvão, vidro
Lede, Li, Soullignac Villiermaux (1989) Eq. (2.58)	$4 \times 10^{-5} Re_{po}^{1,09} + 1$ $t_0 = t_0^{(3)} = \frac{H - 0,5a}{V_T}$	$D=0,03;0,04;0,15\text{m}$ $0,2 < dp < 3,2\text{mm};$ $415 < Re_{po} < 2,5 \times 10^{-5}$ areia, vidro, bronze, madeira
Yen, Lu e Shung (1990) Eq. (2.59)	$\left(\frac{d_p}{X}\right)^{-0,125} \left(\frac{V_0^2}{Dg}\right)^{0,50} C_M^{-0,75}$ $t_0 = D/V_0; X = 1,27 \times 10^{-3} \text{ m}$	$D=0,013\text{m}; 0,3 < dp < 0,6\text{mm}$ $7,0 < V_0 < 15,7\text{m/s};$ areia
Godoy, Silva Nebra (1993) Eq. (2.60)	$1,69 \times 10^{-5} Re_{po}^{-0,12} \left(\frac{\rho_p}{\rho}\right)^{1,58} C_V^{-0,35}$ $t_0 = t_0^{(1)} = \frac{V_s - 0,5 V_{nl}}{Q}$ $Re_{po} = \frac{\rho d_p V_0}{\mu}$	$D=0,315\text{m}; 0,4 < dp < 2,7 \text{ mm}$ $6,2 < V_0 < 11,5\text{m/s}$ $7,0 \times 10^{-4} < C_V < 5,0 \times 10^{-4}$ plástico, vidro, borracha café

$$^{(1)} V_{nl} = \frac{\pi D^2}{4} \left[(h-s) + \frac{(\ell + s - h)}{3} \left(1 + \frac{d}{D} + \frac{d^2}{D^2} \right) \right] - \frac{\pi D_e^2}{4} \ell, \text{ com } \ell = 2,3 D_e \left(\frac{D^2}{ab} \right)^{1/3} \text{ (emft) e } d = D - (D - B) \left(\frac{s + \ell - h}{H - h} \right) \text{ e}$$

$$V_s = \frac{\pi}{4} (D^2 - D_c^2) \left(s - \frac{a}{2} \right)$$

$$^{(2)} V_t = \left[\frac{4}{225} \frac{g^2 (\rho_p - \rho)^2}{\rho \mu} \right]^{1/3} d_p$$

$$^{(3)} V_t = 0,27 \left[\frac{g d_p (\rho_p - \rho) Re_t^{0,6}}{\rho} \right]^{0,5}, \text{ com } (1 \leq Re_t \leq 10^3), \text{ e } V_t = 1,74 \left[\frac{g d_p (\rho_p - \rho)}{\rho} \right]^{0,5}, \text{ para } (Re_t \geq 10^3), \text{ com } Re_t = \frac{\rho V_t d_p}{\mu}$$

2.3.2- MODELOS PARA O ESCOAMENTO DO AR COM A PRESENÇA DE PARTICULADOS

2.3.2.1- MODELOS PARA A FASE PARTICULADA

Encontra-se, normalmente, na literatura a descrição da fase particulada no intuito de analisar a separação de particulados finos. Alguns autores utilizaram-se do equacionamento da partícula isolada, considerando-a em vôo livre na corrente gasosa (Boysan, Ayers e Swithenbank, 1986). No referencial Lagrangeano, este equacionamento é posto como:

para a componente tangencial:

$$\frac{dv_p}{dt} = \beta(v - v_p) - \frac{u_p v_p}{r} \quad (2.61)$$

para a componente radial:

$$\frac{du_p}{dt} = \beta(u - u_p) + \frac{v_p^2}{r} \quad (2.62)$$

para a componente axial:

$$\frac{dw_p}{dt} = \beta(w - w_p) + g \quad (2.63)$$

onde β é a inversa do tempo de relaxação. No domínio stokesiano é obtida de:

$$\beta = \frac{18\mu}{\rho_p d_p^2} \quad (2.64)$$

Parida e Chand (1980), em estudo em uma câmara ciclônica cilíndrica, adotaram o modelo descrito pelas Equações (2.61) a (2.64), só que escritas no referencial Euleriano. Obtiveram, depois de desprezarem a ação gravitacional, o seguinte sistema de Equações do Movimento:

componente tangencial, v,

$$u_p \frac{\partial v_p}{\partial r} + \frac{u_p v_p}{r} + w_p \frac{\partial v_p}{\partial z} = \beta(v - v_p) \quad (2.65)$$

componente radial, u

$$u_p \frac{\partial u_p}{\partial r} - \frac{v_p^2}{r} + w_p \frac{\partial u_p}{\partial z} = \beta(u - u_p) \quad (2.66)$$

componente axial, w,

$$u_p \frac{\partial w_p}{\partial r} + w_p \frac{\partial w_p}{\partial z} = \beta(w - w_p) \quad (2.67)$$

De modo a simplificar o seu equacionamento, Parida e Chand (1980) fizeram, ainda, as seguintes suposições:

- * a componente tangencial de velocidade independe da coordenada axial;
- * a componente de velocidade radial do fluido é assumida constante, com o valor obtido da Equação (2.10) e muito menor que esta componente para a fase particulada;
- * os termos convectivos da Equação (2.66) são desprezíveis se comparados com o termo centrífugo.

Como consequência tem-se:

$$u_p = \frac{1}{\beta} \frac{v_p^2}{r} \quad (2.68)$$

Visto as considerações assumidas e de posse da Equação (2.68), a descrição da componente tangencial de velocidade da fase particulada pode ser feita por intermédio da seguinte equação diferencial:

$$\frac{v_p^2}{r} \left(\frac{dv_p}{dr} + \frac{v_p}{r} \right) = \beta^2 (v - v_p) \quad (2.69)$$

O interesse de Parida e Chand (1980) estava direcionado à análise da influência da concentração de partículas na distribuição da componente tangencial de velocidade do gás. Eles direcionaram seu trabalho na investigação dessa componente. Como decorrência, adotaram a seguinte adimensionalização:

$$y_p = r' \frac{V_p}{V_M} \quad (2.70)$$

e r' definido por (2.6-d).

Depois de substituírem a Equação (2.70) na Equação (2.69), obtiveram:

$$\frac{dy}{dr'} = \left(\frac{\beta R_M}{V_M} \right)^2 \frac{r'^3}{y_p^2} (y - y_p) \quad (2.71)$$

cuja condição de contorno é:

$$r' = 0, \quad y_p = 0 \quad (2.72)$$

Davidson (1988-b) supôs que o escoamento da fase particulada pode ser descrito por uma situação na qual a contribuição convectiva é desprezível face as outras forças. Deste modo, a partir das Equações (2.65) e (2.67), esse autor propôs as seguintes equações:

para a componente axial:

$$w_{rel} = w - w_p = \left[\frac{4}{3} g \frac{d_p}{C_D} \left(\frac{\rho_p}{\rho} - 1 \right) \right]^{1/2} \quad (2.73)$$

para a componente radial:

$$u_{rel} = u - u_p = \left[\frac{4}{3} \frac{v_p^2}{r} \frac{d_p}{C_D} \left(\frac{\rho_p}{\rho} - 1 \right) \right]^{1/2} \quad (2.74)$$

$$\text{com } C_D = \frac{24}{Re_p}, \text{ para } Re_p < 57 \text{ e } C_D = 0,42, \text{ para } Re_p \geq 57 \quad (2.75)$$

$$\text{onde } Re_p = \frac{\rho(u_{rel}^2 + w_{rel}^2)^{1/2} d_p}{\mu} \quad (2.76)$$

Nesse modelo existe a consideração de que a concentração de particulados varia no interior ciclônico. Tal comportamento é posto em termos da equação da continuidade da fase particulada, considerando a difusividade, como:

$$\frac{\hat{c}}{\hat{c}z} [\rho_p(1-\varepsilon)w_p] + \frac{1}{r} \frac{\hat{c}}{\hat{c}r} [\rho_p(1-\varepsilon)rw_p] = \frac{\hat{c}}{\hat{c}z} \left[\Gamma_{ef} \frac{\hat{c}}{\hat{c}z} (1-\varepsilon) \right] + \frac{1}{r} \frac{\hat{c}}{\hat{c}r} \left[\Gamma_{ef} r \frac{\hat{c}}{\hat{c}r} (1-\varepsilon) \right] \quad (2.77)$$

Há de se observar que o modelo de Davidson (1988-b), quando se trata de suspensões sólidas concentradas, é um avanço em relação ao modelo do "vôo livre". No modelo em questão, ele considera a interação partícula-partícula através da presença da difusividade efetiva, esta relacionada a Γ_{ef} .

O que se verifica, por intermédio de experiências, é que os sólidos após entrarem no ciclone atingem rapidamente a periferia do equipamento, [Lede et alii, 1989; Godoy, 1989]. Nesta região, as partículas tendem a deslocar-se até o coletor de sólidos sempre com uma maior concentração junto à parede do ciclone. Como decorrência devem existir forças de outra natureza, além do arraste e da gravidade que atuam nas partículas. Tais efeitos podem influenciar o tempo de permanência delas.

Lede et. all (1989) justificam os possíveis tempos de residência elevados para uma determinada partícula a partir de um equilíbrio de forças. Essas forças atuam sobre o sólido quando este está junto à periferia do reator ciclônico. Segundo esses autores, o fenômeno ocorre principalmente na seção cônica. Nesta região, pode haver um equilíbrio da força centrífuga oriunda da fase fluida, que prende a partícula na parede, com a gravitacional, que tende a empurrá-la em direção ao coletor de sólidos. A figura 2.4 ilustra a hipótese de Ledé et alii (1989).

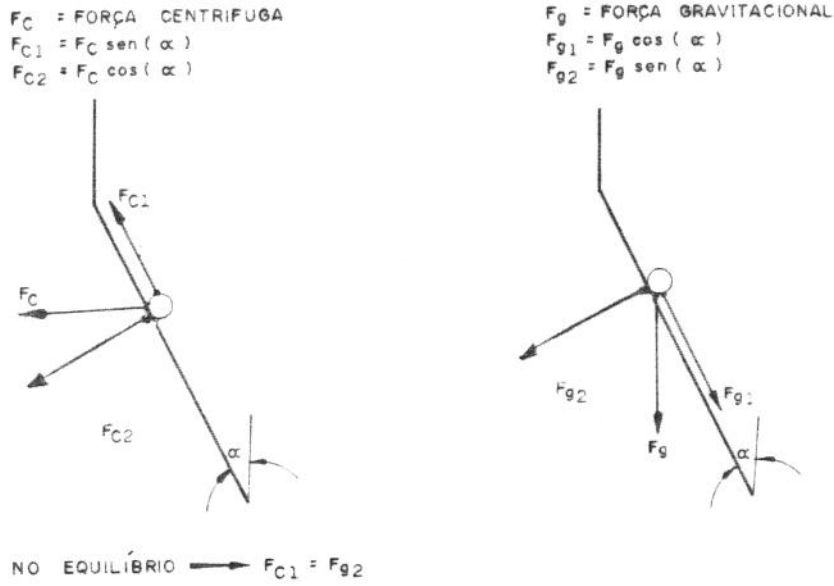


Figura 2.4 - Forças que atuam na partícula. [Lede et alii (1989)]

A ação das forças mencionadas por Lede et alii (1989), foi anteriormente comentada no trabalho de Lededev et alii (1979). Além de tais forças, esses autores consideram os efeitos do atrito mecânico que a parede do ciclone exerce na partícula. Levam em consideração a reação normal da parede. O balanço de forças de Lebedev et alii (1979), desprezando o efeito do empuxo, pode ser visto na figura 2.5.

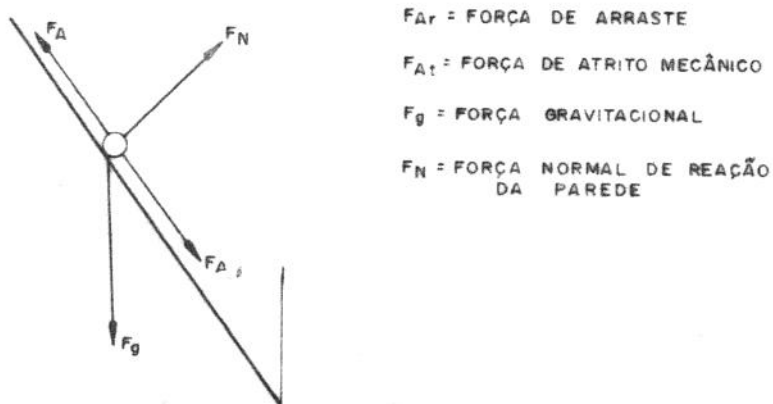


Figura 2.5 - Balanço de Forças, [Lebedev et alii, 1979]

Lebedev et alii (1979) propuseram algumas modificações nas Equações do "Vôo Livre", Eqs.(2.56) a (2.58), para a situação na qual uma partícula está próxima da parede ciclônica. O modelo estabelecido por tais pesquisadores é o seguinte:

para a componente tangencial

$$\frac{dv_p}{dt} = \beta(v - v_p) - \frac{u_p v_p}{r} - f N \frac{v_p}{\|V_p\|} \quad (2.78)$$

para a componente radial

$$\frac{du_p}{dt} = \beta(u - u_p) + \frac{v_p^2}{r} - N \cos \alpha - f N \frac{u_p}{\|V_p\|} \quad (2.79)$$

para a componente axial:

$$\frac{dw_p}{dt} = \beta(w - w_p) + g - N \sin \alpha - f N \frac{w_p}{\|V_p\|} \quad (2.80)$$

$$\text{em que } N = g \sin \alpha + \frac{v_p^2}{r} \cos \alpha, \quad (2.81)$$

está relacionada à força normal de reação da parede,

$$\text{com } \|V_p\| = \sqrt{(v_p^2 + u_p^2 + w_p^2)} \quad (2.82)$$

e f , é o coeficiente de atrito mecânico. Ele caracteriza o atrito de uma partícula que pode rodar ou deslizar fortemente contra uma parede (Nebra e Silva, 1992).

As condições de contorno utilizadas por Lebedev et alii (1979) foram:

$$t = 0, \quad v_p = u_p = 0 \text{ e } w_p = w_{p0} \quad (2.83)$$

$$\text{em } r = R_D(z), \quad f = f \text{ e } r \neq R_D(z), \quad f = 0 \quad (2.84)$$

Silva (1991) propõe um tratamento de *pseudo-fluido* para a fase particulada. A autora supõe que as partículas são esféricas, distribuindo-se em uma camada de concentração uniforme junto à parede ciclônica. Admite, ainda, a existência de uma baixa concentração de particulados no escoamento central. O equacionamento de Silva (1991) considera, portanto, a equação da continuidade independente da concentração de sólidos como se segue.

$$\frac{\partial w}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [ru_p] = 0 \quad (2.85)$$

As equações do Movimento no modelo de Silva (1991) são as seguintes:

para a componente tangencial, v ,

$$u_p \frac{\partial v_p}{\partial r} + \frac{u_p v_p}{r} + w_p \frac{\partial v_p}{\partial z} = \frac{\mu_p}{\rho_p(1-\epsilon)} \left[\nabla^2 v_p - \frac{v_p}{r^2} \right] + \frac{F}{(1-\epsilon)} (v - v_p) \quad (2.86)$$

para a componente radial, u

$$u_p \frac{\partial u_p}{\partial r} - \frac{v_p^2}{r} + w_p \frac{\partial u_p}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_p(1-\epsilon)} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\mu_p}{\rho_p(1-\epsilon)} \left[\nabla^2 u_p - \frac{u_p}{r^2} \right] + \frac{F}{(1-\epsilon)} (u - u_p) \quad (2.87)$$

para a componente axial, w ,

$$u_p \frac{\partial w_p}{\partial r} + w_p \frac{\partial w_p}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_p(1-\epsilon)} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\mu_p}{\rho_p(1-\epsilon)} \nabla^2 w_p + \frac{F}{(1-\epsilon)} (w - w_p) \quad (2.88)$$

$$\text{onde: } F = \frac{3}{4} (1-\epsilon) C_D \text{Re}_p \frac{\mu}{\rho_p d_p^2} \quad (2.89-a)$$

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_p} (1 + 0,15 \text{Re}_p^{0,687}) \quad (2.89-b)$$

$$\text{Re}_p = \frac{\rho d_p (V - V_p)}{\mu} \quad (2.89-c)$$

$$V - V_p = \left[(v - v_p)^2 + (u - u_p)^2 + (w - w_p)^2 \right]^{1/2} \quad (2.89-d)$$

Para viscosidade efetiva da fase particulada, Silva (1991) adotou a seguinte constante:

$$\mu_p = 1,85 \times 10^4 \frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}} \quad (2.90)$$

De modo a solucionar o seu modelo, a autora admitiu as seguintes condições de contorno:

$$r = 0, \quad \frac{\partial v_p}{\partial r} = \frac{\partial u_p}{\partial r} = \frac{\partial w_p}{\partial r} = 0 \quad (2.91-a)$$

$$r = R_D(z), \quad v_p = u_p = w_p = 0 \quad (2.91-b)$$

Há de se observar no modelo de Silva (1991) que ela considera a interação partícula-partícula através da viscosidade efetiva. O termo de pressão, segundo a autora, é encarado como a pressão parcial da fase.

2.3.2.2 - MODELOS PARA A FASE FLUIDA

As constatações experimentais apontam que a fase particulada modifica o campo de velocidade do ar, assim como o inverso. Tal fenômeno, denominado por Nebra e Silva (1992) de *influência mútua entre as fases*, é considerado em alguns modelos. Esta influência mútua pode ser verificada nas Eqs.(2-61) a (2-63) através da presença das componentes de velocidade do gás, v , u e w .

Por outro lado, um exemplo clássico de modelo que não considera a influência mútua entre as fases, é a proposta de Bloor e Ingham (1973-b). Eles utilizam-se do modelo descrito pelas Equações (2.23), (2.24) e (2.31) para a fase gasosa e o modelo do "vôo livre", Equações de (2.61) a (2.63) para a fase particulada.

Davidson (1988-b), apesar de apresentar a variação da concentração de particulados em seu modelo, o simplifica para suspensões diluídas e admite solução desacoplada entre as fases. Ou seja, utiliza-se primeiramente das Equações do Movimento e da Continuidade, (2.51) e (2.5), respectivamente. Com os resultados obtidos, determina as componentes de velocidade das partículas pelas Equações (2.73) e (2.74).

Dentre os trabalhos pesquisados nesta tese que consideram a influência mútua, estão os de Parida e Chand (1980) e Silva (1991). Ambos levam em conta este efeito nas Equações do Movimento, Equações (2.2) a (2.4), incluindo o termo do arraste.

No modelo da influência mútua entre as fases, Parida e Chand (1980) e, posteriormente, Silva (1991), consideram:

- * regime estacionário;
- * fluido incompressível;
- * fluxo axissimétrico;
- * partículas esféricas;
- * concentração de sólidos constante na região de análise [Silva (1991) admite, no entanto, duas regiões, uma central de baixa concentração e uma camada periférica de alta concentração].

Após tais considerações, as equações que governam o escoamento em coordenadas cilíndricas, são escritas como:

para a componente tangencial, v.

$$u \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{uv}{r} + w \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\mu_{ef}}{\rho} \left[\nabla^2 v - \frac{v}{r^2} \right] - F_{\beta} (v - v_p) \quad (2.92)$$

para a componente radial, u.

$$u \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{v^2}{r} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\mu_{ef}}{\rho} \left[\nabla^2 u - \frac{u}{r^2} \right] - F_{\beta} (u - u_p) \quad (2.93)$$

para a componente axial, w.

$$u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\mu_{ef}}{\rho} \nabla^2 w - F_{\beta} (w - w_p) \quad (2.94)$$

onde a Equação da Continuidade é dada pela Equação (2.5).

Parida e Chand (1980) de modo a simplificar as Equações do Movimento, Equações (2.93) a (2.94), admitiram as seguintes hipóteses:

a- a fração volumétrica ocupada pelas partículas é desprezível se comparada à do gás;

b- o arraste das partículas dá-se no domínio stokesiano. Desta forma, o termo do inverso do tempo de relaxação é calculado por:

$$F_p = \beta(1 - \varepsilon) \frac{\rho_p}{\rho} \quad (2.95)$$

onde $(1 - \varepsilon) = C_{V0}$ é a concentração volumétrica dos sólidos na entrada do ciclone. β é determinado pela Equação (2.64).

c- devido à baixa concentração de sólidos, a presença de partículas não influencia o comprimento de mistura de Prandtl. Assumem que a viscosidade efetiva é igual à turbulenta, cujo valor, em condições ambiente, é:

$$\mu_T = 1,0 \times 10^{-3} \frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}} \quad (2.96)$$

d- em virtude, ainda, da baixa concentração de particulados, o efeito de interação partícula-partícula devido à colisão e atrito é desprezível;

e- a componente tangencial da velocidade do gás independe da coordenada axial.

De igual modo quando da apresentação do modelo da fase particulada, onde Parida e Chand (1980) estavam preocupados em analisar a componente tangencial de velocidade das partículas, eles consideraram as hipóteses (a) a (e) na Equação (2.92). Utilizando-se dos adimensionais definidos nas Equações (2.6-a) a (2.6-b), obtiveram a equação diferencial para componente tangencial da velocidade da fase fluida em termos do momento angular, na forma:

$$\frac{d^2 y}{dr'^2} - \left(\frac{1}{r'} + \lambda_1 \right) \frac{dy}{dr'} - C_6 (y - y_p) = 0 \quad (2.97)$$

$$\lambda_1 = - \frac{\rho Q}{2\pi H \mu_T} \quad (2.98-a)$$

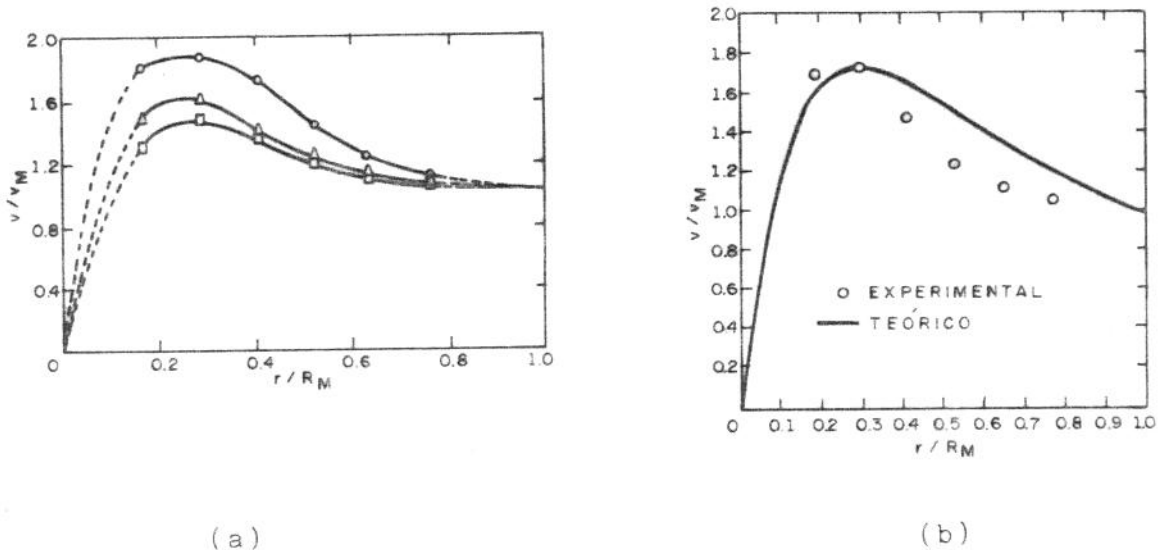
$$C_6 = \frac{\rho_p C_V R_M^2}{\mu_T} \beta \quad (2.98-b)$$

As condições de contorno estabelecidas por Parida e Chand(1980), são:

$$r' = 0, \quad y = 0 \quad (2.99-a)$$

$$r' = 1, \quad y = 1 \quad (2.99-b)$$

A solução desse modelo constitui-se no acomplamento das Equações (2.71) e (2.72), para a fase particulada, e (2.97) a (2.99-b) para a fase fluida. Procedendo dessa maneira, Parida e Chand (1980) verificaram numericamente o efeito da concentração de sólidos no perfil da componente tangencial de velocidade do gás. Este resultado é mostrado nas figuras (2.6), corroborando, assim, a constatação experimental de Yuu et alii (1978).



Figuras 2.6- Influência da presença de sólidos no perfil da componente tangencial de velocidade do gás. [Parida e Chand, 1980]

(a) Valores experimentais para a componente tangencial do fluido para diferentes concentrações de partículas: \circ - fluido puro; Δ - $\rho_p C_V = 1,23 \times 10^{-4} \text{ g/cm}^3$; \square - $\rho_p C_V = 1,75 \times 10^{-4} \text{ g/cm}^3$

(b) Comparação entre os resultados experimentais e aqueles resultantes do modelo.
 $Q = 10,45 \times 10^3 \text{ cm}^3/\text{s}$; $d_p = 0,012 \text{ cm}$; $\rho_p C_V = 0,8 \times 10^{-4} \text{ g/cm}^3$; $\mu_T = 0,01 \text{ g/cm.s}$

Parida e Chand(1980) não informam sobre a influência da concentração de particulados nas outras componentes de velocidades.

Há de se notar que no Modelo de Parida e Chand foi feita a consideração do regime stokesiano. Os autores reconhecem que, experimentalmente, o regime é intermediário ou newtoniano, mas que isto não exerce influência significativa em seus resultados numéricos.

Um modelo mais completo foi o proposto por Silva (1991). A autora considera a influência da concentração das partículas nas equações do movimento da mesma forma que Parida e Chand (1980), ou seja, através do termo de arraste, sendo que nas Equações (2.92) a (2.94), ele é determinado pela expressão:

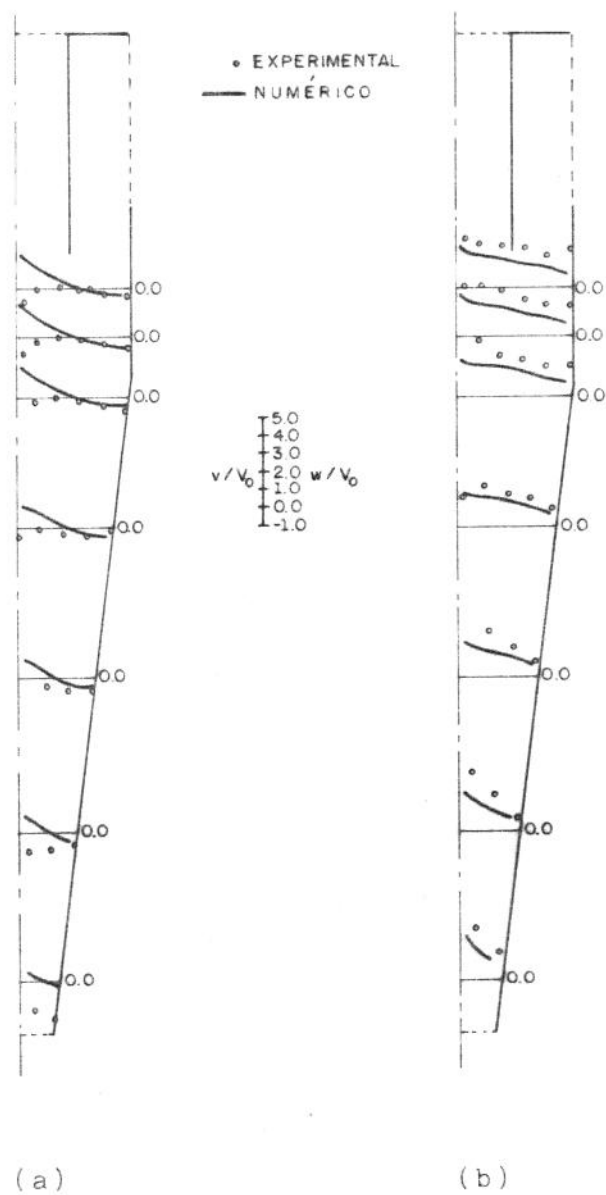
$$F_{\beta} = F \frac{\rho_p}{\rho} \quad (2.100)$$

onde F é dado pelas Equações (2.89-a,b,c,d).

O grande avanço no modelo de Silva (1991) quando comparado ao de Parida e Chand (1980), é que o primeiro considera as variações de todas as componentes nas direções axial e radial, assim como, a variação da viscosidade efetiva.

A solução numérica das equações foi obtida utilizando-se o acoplamento entre as equações da fase particulada, Equações (2.85) a (2.89-d), e da fase fluida, Equações (2.5) e (2.92) a (2.96). A autora lançou mão do algoritmo SIMPLE de Patankar e Spalding. A figura 2.7 apresenta alguns resultados obtidos por Silva (1991).

Verifica-se nesta figura, que o valor numérico da componente tangencial é sempre menor quando comparado ao obtido experimentalmente. No entanto, constata-se a influência da concentração nesse perfil. Há uma boa concordância entre os resultados numéricos e experimentais para a componente axial de velocidade, quando o fluxo é descendente. No entanto, os resultados se distanciam no centro do ciclone.



Figuras 2.7- Distribuições de velocidades do ar experimental e numérico no ciclone operando com microesferas de vidro [Silva, 1991].

$$V_0 = 6,30 \text{ m/s}; d_p = 1,43 \text{ mm}; \dot{m}_p = 0,0367 \text{ kg/s}$$

a) componente axial de velocidade

b) componente tangencial de velocidade

Diante da complexidade do escoamento de uma mistura gás-partículas em um ciclone, verificou-se, basicamente, que:

- * Existe a influência da concentração de sólidos no campo de velocidade do ar. Esta foi uma constatação experimental verificada por diversos pesquisadores.
- * Há três correntes que buscam interpretar o fenômeno descrito há pouco: a) Hipótese de Shepherd e Lapple; b) Hipótese de Yuu et alii; c) Hipótese de Comas et alii, sendo esta uma comunhão entre as anteriores.
- * Poucos modelos de escoamento da fase fluida com a presença de particulados consideram a influência mútua entre as fases.
- * Dos modelos pesquisados, a maioria objetiva sua aplicação ao ciclone como separador de pós. O trabalho de Silva (1991), apesar de prever a aplicação do reator ciclônico como secador e utilizar-se de partículas grossas, admite uma baixa concentração de sólidos no escoamento central. Disto se conclui a necessidade da estimativa da eficiência de separação, bem como, a distribuição de porosidade no ciclone, a qual o modelo não prevê, pois supõe concentração uniforme de particulados, conforme indicado na Equação (2.85).
- * Dentre a bibliografia consultada, encontrou-se o modelo de Davidson (1988-b) que apresenta a variação da concentração de sólidos no ciclone. Contudo, o autor faz simplificações de modo que este parâmetro possa vir a ser considerado constante.
- * Nenhum dos modelos apresentados neste trabalho estimam o tempo de residência das partículas. Godoy (1989), em sua tese de mestrado, avalia este parâmetro por intermédio de um modelo de camada-limite laminar. No entanto, esse autor não propôs um modelo matemático para todo o ciclone. Sua hipótese básica é que as partículas se concentram basicamente na parede do equipamento.
- * No que se refere ao estudo experimental do tempo de residência, há pontos de divergência entre os autores pesquisados. Tais pontos dizem respeito à influência da vazão do gás e da concentração de sólidos no tempo de residência das partículas.

Dado este panorama, o presente trabalho se centrará na verificação experimental e na apresentação de um modelo próprio para o campo de velocidade do ar com e sem a presença de particulados. Como decorrência, poder-se-á avaliar o tempo que as partículas permanecem no reator ciclônico.

CAPÍTULO TRÊS:
MATERIAIS E MÉTODOS EXPERIMENTAIS

3.1- MATERIAIS UTILIZADOS

3.1.1- CARACTERIZAÇÃO DOS SÓLIDOS

Os estudos experimentais foram feitos com a utilização de corrente de ar com e sem a presença de particulados. Os sólidos utilizados foram microesferas de vidro e plástico. Dentre as razões que levaram à escolha desses materiais, encontram-se: a) disponibilidade; b) facilidade de manuseio e c) permitem uma separação de praticamente 100%.

A caracterização de algumas das espécies de partículas já foram efetuadas em trabalhos anteriores, Godoy (1989) e Silva (1991), e no caso de microesferas de vidro de diâmetro médio igual a 3mm, foi realizada no presente trabalho.

O diâmetro médio foi obtido mediante análise de peneira, utilizando-se a definição do diâmetro médio de Sauter, onde:

$$\bar{d}_p = 1 / \sum \left(\frac{x_i}{d_i} \right) \quad (3.1)$$

onde x_i , é a fração mássica retida na peneira i e \bar{d}_i a média aritmética das peneiras $(i-1)$ e i . Foram realizadas três determinações, sendo a média dos valores obtidos, o valor para o diâmetro das partículas apresentado na tabela 3.1.

A análise granulométrica mostrou que as microesferas de vidro, apresentaram uma pequena dispersão de tamanho, o mesmo ocorrendo com a resina plástica. O formato da última aproxima-se de um cilindro, sendo a sua esfericidade calculada segundo a definição:

$$\varphi = \left(\frac{\text{área superficial da esfera}}{\text{área superficial da partícula}_{\text{igual volume}}} \right) \quad (3.2)$$

A massa específica dos materiais, que estão apresentados na tabela 3.1, foi obtida por picnometria.

Tabela 3.1- Características físicas dos Materiais de Teste

Material	ρ_p (kg/m ³)	d_p (mm)	ϕ	$f^{(3)}$
Microesfera de Vidro ¹	2460	0,84	1,0	0,1
Microesfera de Vidro ²	2460	1,43	1,0	0,1
Microesfera de Vidro ¹	2460	3,00	1,0	0,1
Resina Plástica ²	1340	2,69	0,85 ⁽¹⁾	0,5

(1)- Obtido neste trabalho

(2)- Advindo da Literatura [Godoy, 1989; Silva, 1991]

(3)- Advindo da Literatura [Moore, 1975; Neale, 1973]

3.1.2- DESCRIÇÃO DO SISTEMA EXPERIMENTAL

O sistema utilizado nas corridas experimentais encontra-se no Laboratório do Departamento de Energia (LDE) da Faculdade de Engenharia Mecânica. Este sistema foi utilizado por Godoy (1989), para estudos de tempo de residência, e por Silva (1991), para estudos em secagem.

Devido a necessidade de se trabalhar com temperaturas superiores à ambiente, Silva (1991) isolou termicamente o conjunto experimental utilizado por Godoy (1989). Por outro lado, não o fez para o tubo de descarga de gás, bem como, trabalhou com a descarga de sólidos aberta para o ambiente.

Neste trabalho, a modificação realizada no sistema experimental de Silva(1991) foi o isolamento do tubo de descarga do gás e o acoplamento de um coletor de sólidos na saída inferior do ciclone. As figuras 3.1 e 3.2 ilustram esse sistema, em que está contido o reator ciclônico no qual se realizaram as atividades experimentais.

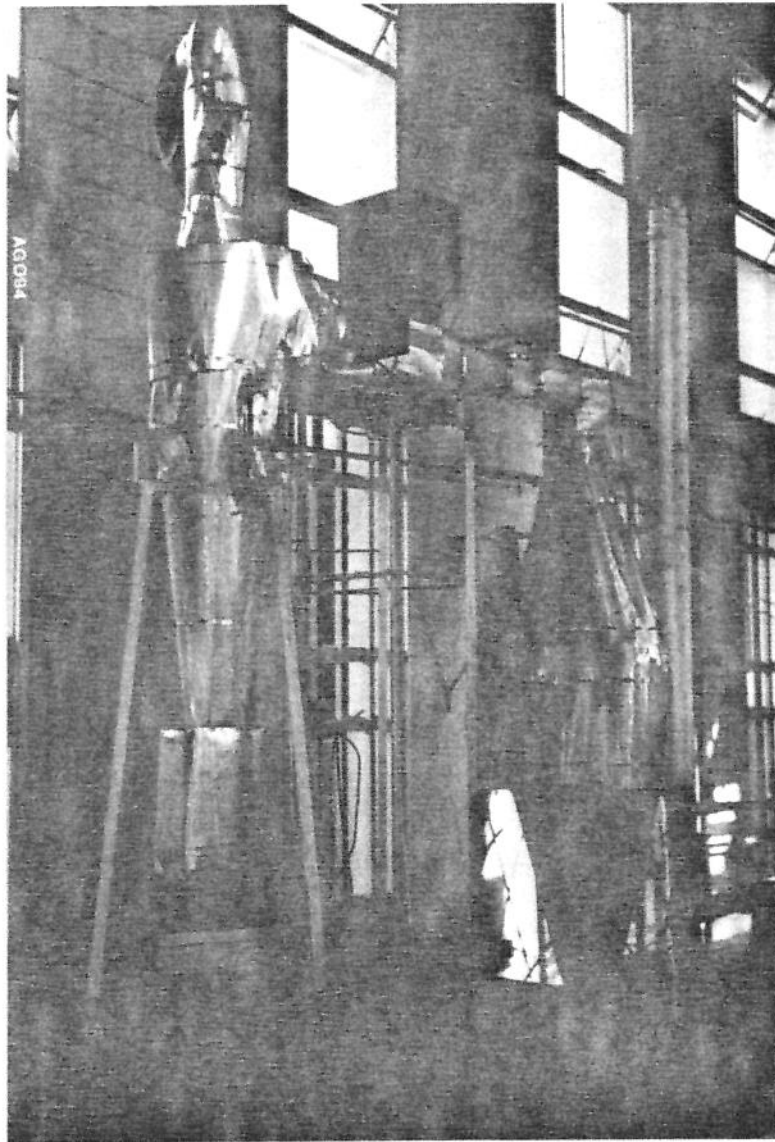


Figura 3.1-Vista da montagem experimental

a	D	De	e	f	H	hc	i	S
0,25	0,315	0,16	0,30	0,20	1,376	0,76	0,25	0,328

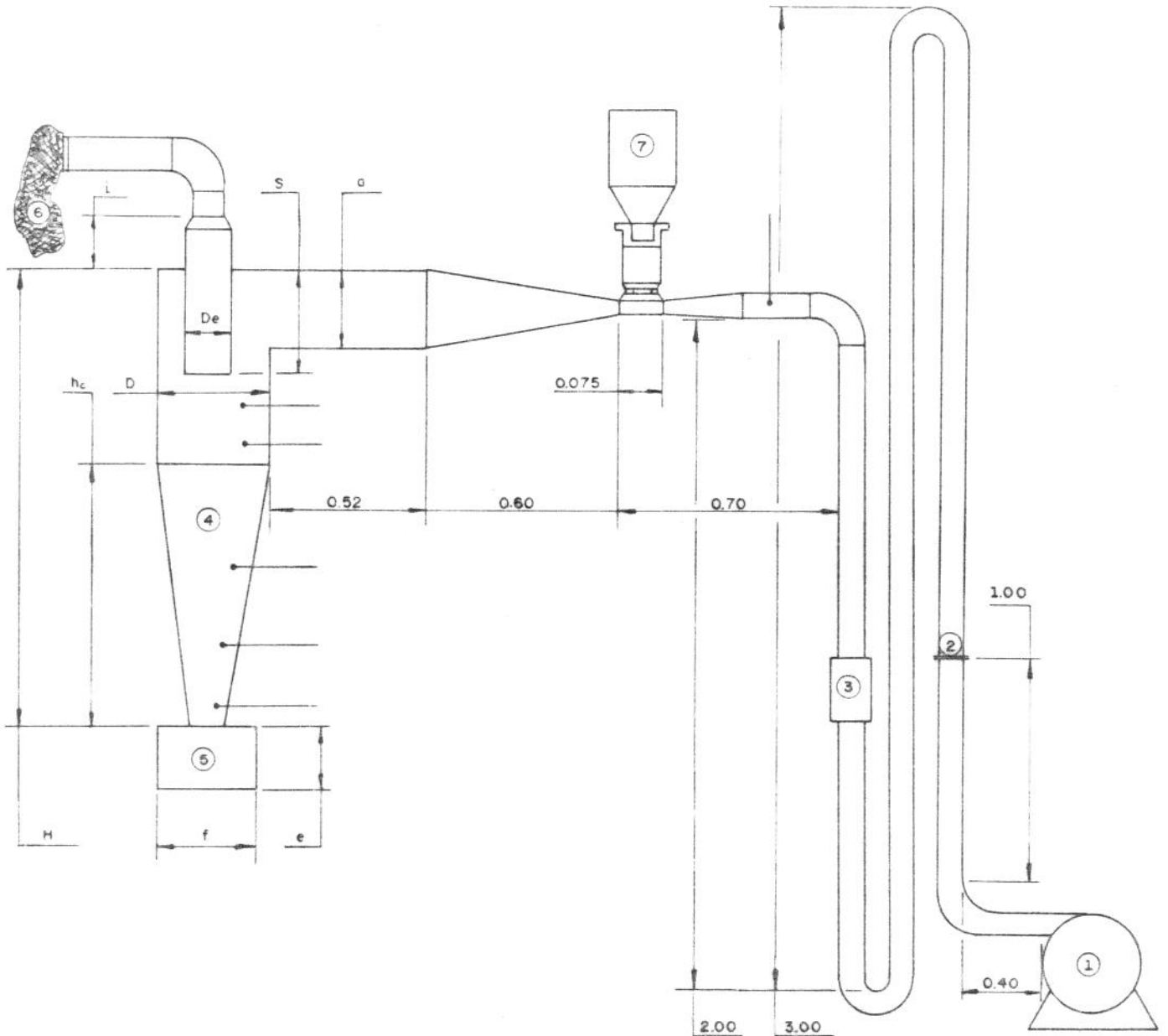


Figura 3.2 - Ilustração da montagem experimental

1. ventilador 2. placa-orifício 3. aquecedor 4. ciclone
 5. coletor 6. filtro-saco 7. silo • — pontos de medida de velocidade

Concluídas as modificações, e tendo como objetivos a obtenção experimental do campo de velocidade do ar com e sem a presença de sólidos e o seu tempo de residência, trabalhou-se na temperatura ambiente, bem como, em temperaturas superiores a ela. O sistema experimental é composto de:

- um soprador de 3HP, marca S.E.I, tipo RC,
- um medidor de vazão tipo placa de orifício, construído nas oficinas do LDE/FEM, com as seguintes características:

$$D_1 = 4"; D_2 = 3"; \beta = 0,75$$

com tomadas de pressão realizadas a $1.D_1$ antes e $1/2.D_1$ depois, sendo uma única tomada em cada ponto, de acordo com as normas da ASME com relação ao comprimento do tubo reto antes e depois da placa,

- um termômetro instalado após a tomada de pressão, de forma a medir a temperatura do ar, pois o ventilador produz um leve aquecimento acima da temperatura ambiente,
- um sistema de aquecimento elétrico de ar. O aquecedor é de chapa de aço-carbono contendo 17 resistências elétricas de 2Kw cada unidade,
- sistema termométrico constituído por dois termopares cobre-constantã, tipo T, com proteção de aço inoxidável, marca IOPE. Os termopares estavam conectados a um termômetro digital marca Fluke, tipo 2100A, através de uma chave seletora multiponto, marca Fluke, tipo 2150A. Esses termopares foram previamente calibrados antes da sua instalação no sistema,

- um sistema de alimentação de sólidos. Este, consiste de um alimentador de sólidos marca NORMA, modelo DE-3, que possui um silo fixo e uma calha vibratória. A esta está adicionado um controlador de vazão que permite a obtenção de uma gama de vazões de sólidos. A figura 3.3 mostra como este equipamento é acoplado ao aparato experimental.

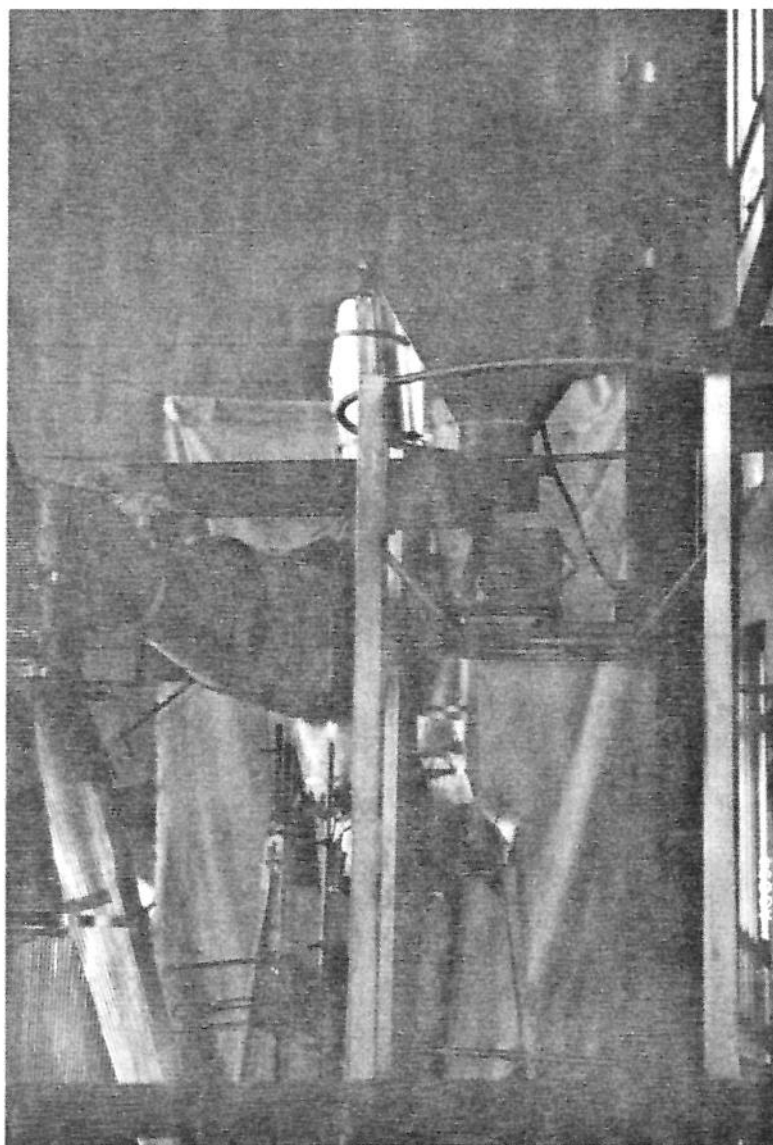


Figura 3.3- Vista do detalhe do acoplamento do alimentador de sólidos ao duto de transporte pneumático

- um sistema de alimentação de mistura ar/particulado ao ciclone. Este equipamento foi construído nas oficinas do LDE/FEM, em chapa galvanizada nº 20. Foi feito um estrangulamento na entrada de partículas para melhorar o seu acesso à corrente gasosa. Este aparato, mostrado na figura 3.4, lembra um venturi de seção retangular, que atua como um alimentador pneumático horizontal da mistura ao ciclone.

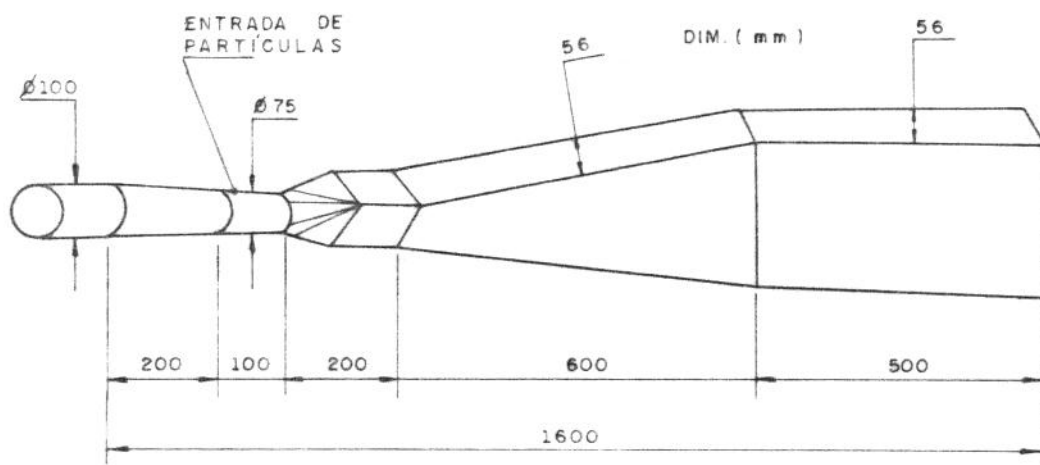


Figura 3.4- Ilustração do duto pneumático horizontal

- um ciclone de aço-carbono fabricado pela firma Bernauer S.A tipo 20/16. A sua característica principal é apresentar a entrada em espiral. A figura 3.5 ilustra o ciclone, enquanto a tabela 3.2 apresenta suas dimensões em metros.

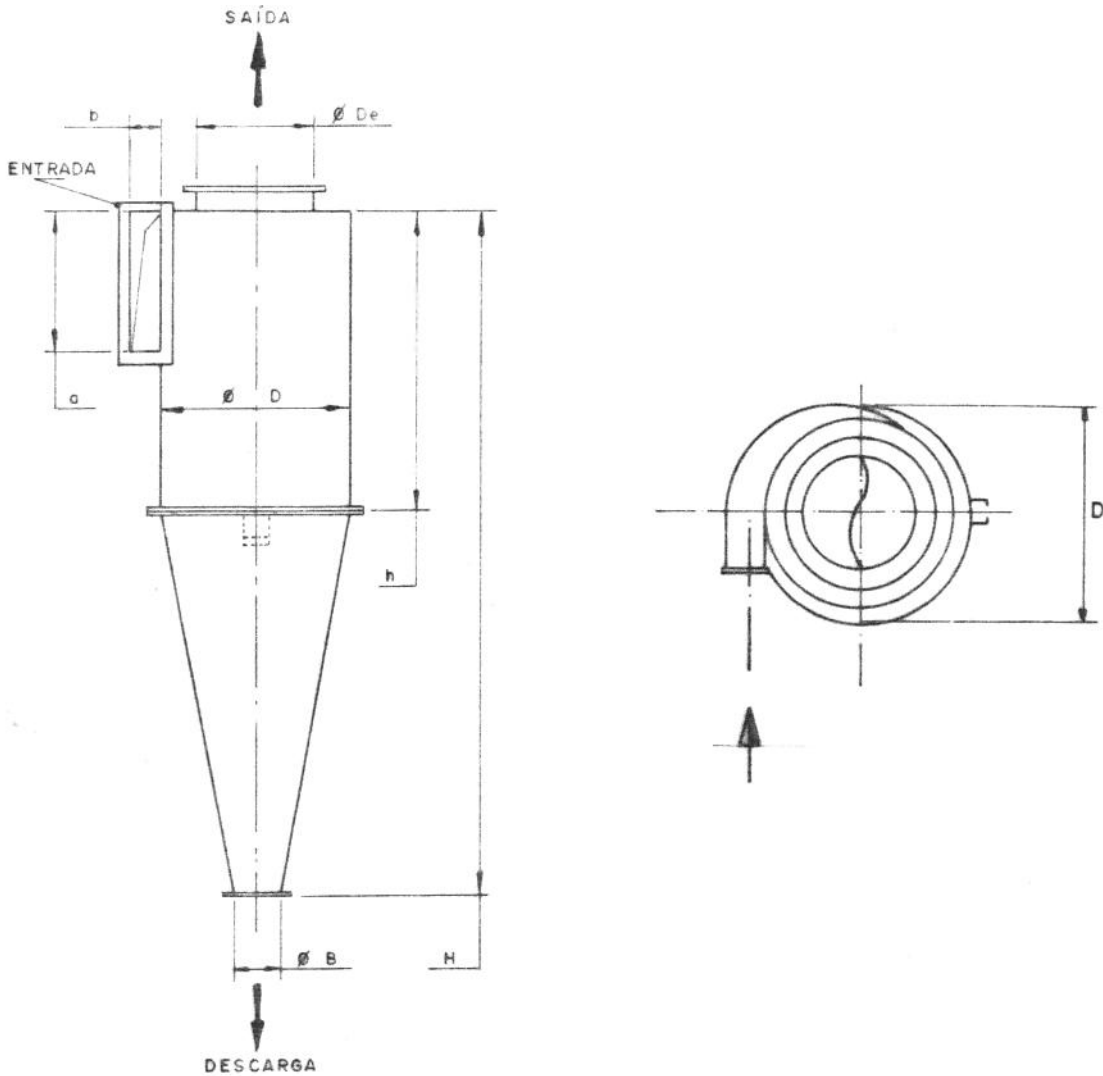


Figura 3.5- Ilustração do ciclone utilizado

Tabela 3.2. Dimensões do Ciclone (em metros).

a	b	B	D	De	h	H
0,25	0,056	0,095	0,315	0,16	0,420	1,376

- um filtro-saco colocado na saída superior do ciclone. Inicialmente a intenção era a coleta de finos. Mesmo trabalhando-se com eficiência de 100%, optou-se pela sua manutenção,
- um coletor de sólidos acoplado na base inferior do ciclone, de dimensões 0,2 X 0,2 X 0,3 metros (figura 3.6),
- o aparato experimental é isolado com lã de rocha, envolta por alumínio corrugado.

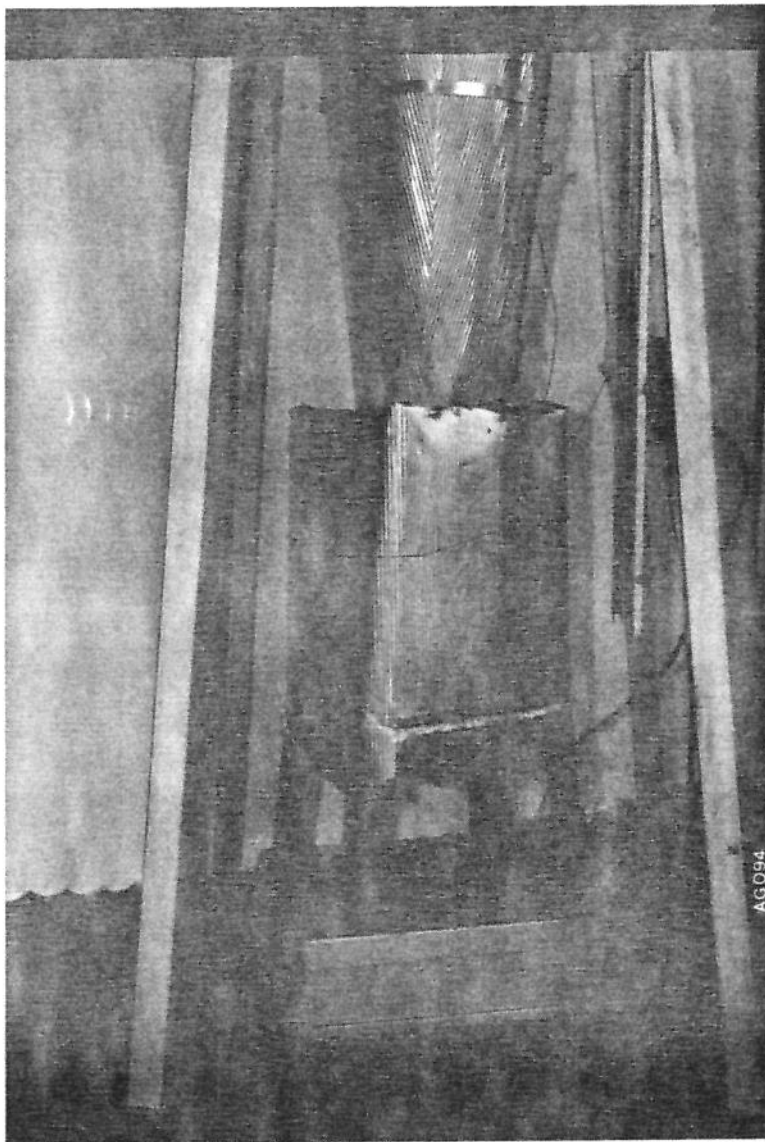


Figura 3.6- Vista do detalhe do acoplamento do coletor de sólidos ao ciclone.

Além do sistema experimental descrito há pouco, foram utilizados os seguintes instrumentos de medidas:

- uma balança analítica marca Filizola ID 10.000, de divisão 50 gramas, destinada à medida da vazão mássica de sólidos,
- uma balança analítica marca Ohaus GA 200-D, de divisão 10^{-4} gramas, destinada à medida da massa de sólidos remanescentes para o cálculo do tempo de residência,
- barômetro do tipo aneróide com correção por temperatura, com 0,5mbar de menor divisão,
- um manômetro de poço e tubo inclinado marca Meriam, com capacidade de 14 pol. de c.a e menor divisão 0,1 pol. de c.a.,
- uma sonda cilíndrica de orifício único, cuja descrição e características encontram-se no *Anexo A*. Na figura 3.7, a sonda pode ser vista em detalhes, enquanto a sua instalação no ciclone é mostrada na figura 3.8.

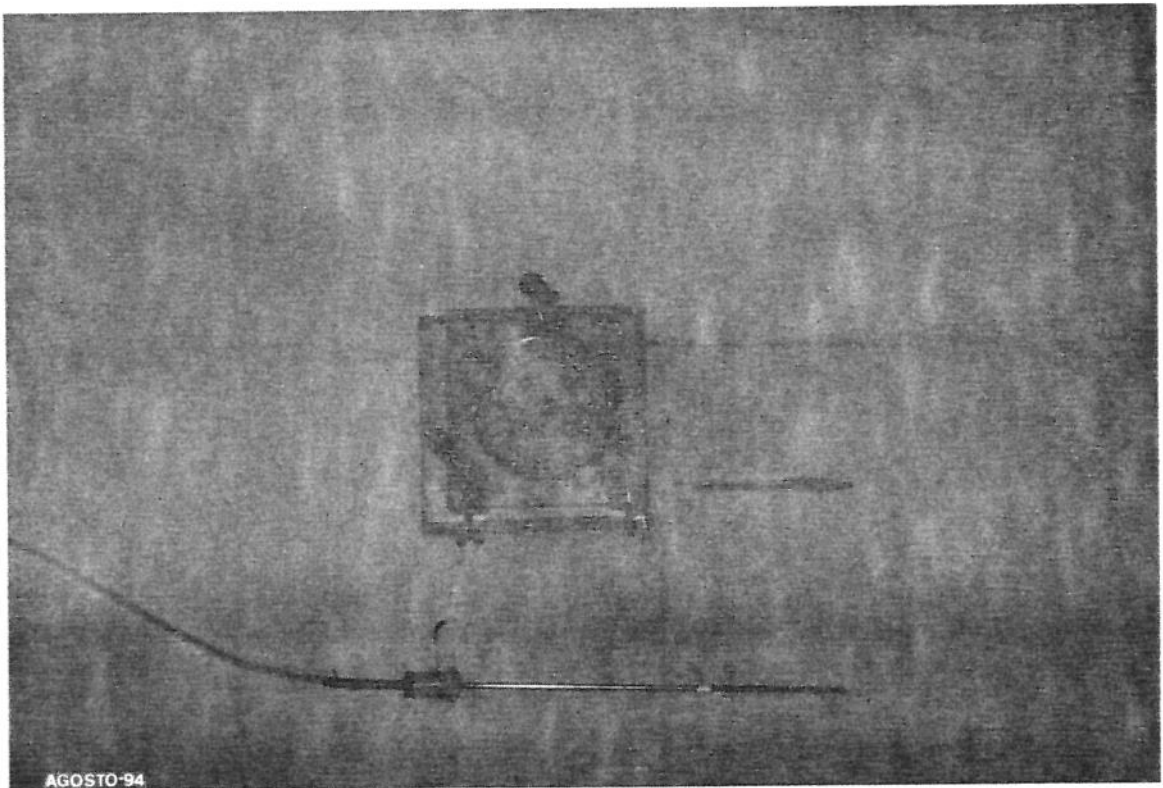


Figura 3.7- Vista da sonda cilíndrica

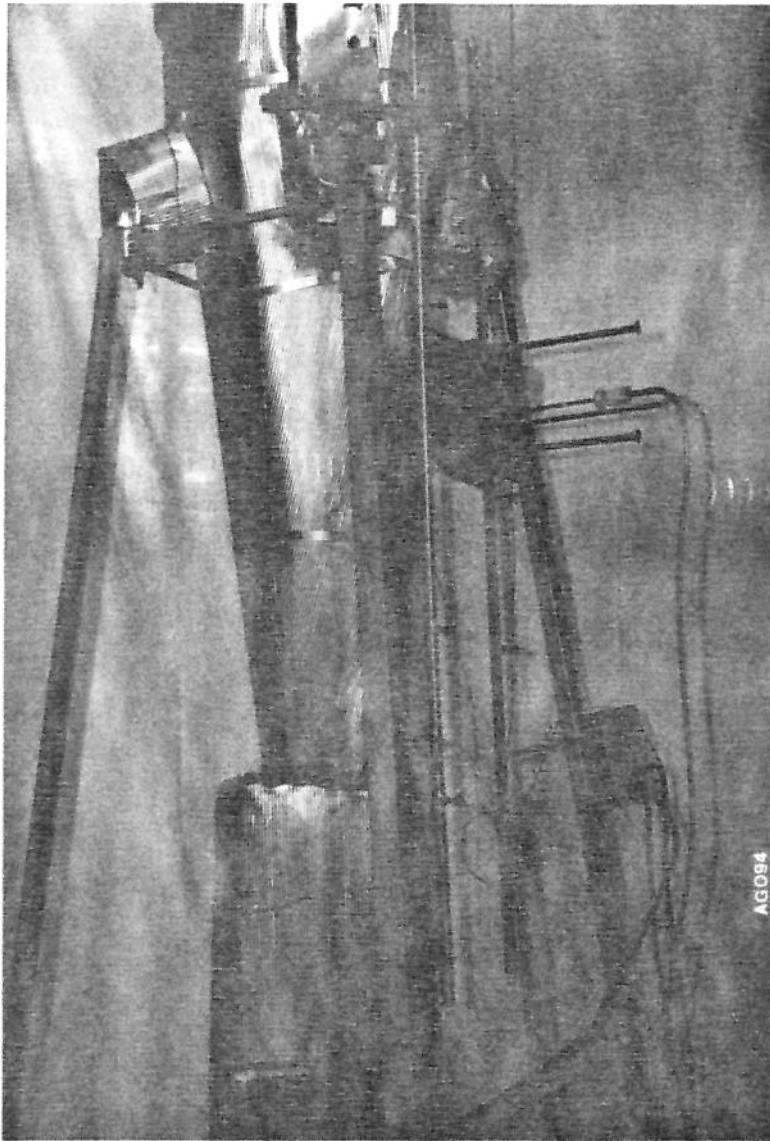


Figura 3.8- Vista do detalhe do acoplamento da sonda ao ciclone.

3.2 - METODOLOGIA EXPERIMENTAL

Tendo em mãos os equipamentos e instrumentos de medidas descritos anteriormente, pode-se estabelecer a seguinte rotina:

3.2.1- Rotina Experimental

a) *Início dos experimentos:*

- . liga-se o ventilador;
- . liga-se o aquecedor;
- . acompanha-se a leitura dos termopares no termômetro digital;
- . estabelece-se o grau de vibração para a calha de sólidos.

b) *Para a medida da vazão de ar de alimentação:*

- . leitura da queda de pressão da placa de orifício;
- . leitura da pressão barométrica;
- . leitura da temperatura advinda do termômetro da placa de orifício.

c) *Para a medida do campo de velocidade no interior ciclônico:*

A cada nó (r,z) em que era disposta a sonda cilíndrica, faz-se:

- . leitura do ângulo entre a direção do escoamento e a horizontal, φ ;
- . leitura da deflexão manométrica.

d) *Medida da vazão mássica de sólidos (\dot{m}_p):*

- . leitura da massa coletada na descarga de sólidos na balança de menor divisão 50 gramas, balança A;
- . leitura do tempo dispendido para coleta no crômetro.

e) *Medida da massa de sólidos remanescentes (M_R):*

- . leitura da massa coletada na balança de menor divisão 10^{-4} gramas, balança B.

3.2.2- Procedimento Experimental

Depois de definida a Rotina Experimental, o procedimento ao longo de cada experimento foi estabelecido da seguinte forma:

Escolhia-se, inicialmente, a vazão e a temperatura do ar de alimentação do ciclone, assim como, o grau de vibração para a alimentação de sólidos. Antes de proceder a qualquer medida, aguardava-se o sistema atingir regime permanente, o que acontecia após uma a duas horas do início de cada corrida.

a) Vazão de ar

De posse dos passos (a) e (b) da Rotina Experimental, a vazão de ar pode ser calculada de acordo com a seguinte equação proposta segundo normas da ASME (Delmée, 1983):

$$Q = CE\beta^2 A_1 \sqrt{\left(2 \frac{\Delta P}{\rho}\right)} \quad (3.3)$$

A constante CE é obtida da equação:

$$CE = C'E + Br \sqrt{\left(\frac{10^6}{Re_{D_1}}\right)} \quad (3.4)$$

$$C'E = 0,601 - 0,030 D_1^{-1/4} + (0,376 + 0,163 D_1^{-1/4}) \left[\frac{0,161}{(0,064 D_1 + D_1^2 \beta^2)} + \beta^4 + 1,5 \beta^{16} \right] \quad (3.5)$$

$$Br = 0,0002 + \left(\frac{0,0279}{D_1}\right) + \left(0,0380 + \frac{0,0102}{D_1}\right) \left[\beta^2 + (16,5 + 0,1969 D_1) \beta^{16} \right] \quad (3.6)$$

Nessas Equações, D_1 deve ser expresso em mm. O cálculo de $CE\beta^2$ é procedido por tentativa-e-erro até o ajuste de Re_{D_1} , onde:

$$Re_{D_1} = \frac{4Q\rho}{\pi D_1 \mu} \quad (3.7)$$

A massa específica do ar, ρ , que atravessa a placa, foi obtida segundo a lei dos gases ideais na forma:

$$\rho = \frac{P_{ABS} M}{RT} \quad (3.8)$$

onde P_{ABS} é o valor obtido na tomada de pressão antes da placa. T, temperatura lida pelo termômetro instalado antes da placa de orifício.

b) Campo de Velocidade (Apêndice A)

O campo de velocidades no interior do reator ciclônico foi obtido segundo o procedimento adotado por Godoy (1989) e Silva (1991). Ambos utilizaram de uma sonda cilíndrica, análoga aquela apresentada na figura 3.7.

Foram efetuadas medidas radiais em seis pontos distintos, a partir da periferia do ciclone até próximo ao seu eixo central e em alguns pontos ao longo da altura do equipamento. A tabela 3.3 apresenta os pontos nodais (r,z) nos quais foram obtidos os resultados experimentais.

Tabela 3.3- Pontos de Medidas

z(m)	RD(m)	1	2	3	4	5	6
0,96	0,158	0,94	0,87	0,68	0,49	0,16	0,02
0,70	0,149	0,93	0,87	0,66	0,46	0,30	0,11
0,28	0,086	0,88	0,77	0,65	0,42	0,24	0,07

Na tabela 3.3, z, representa a distância da base inferior do cone até a altura em que se está tomando o valor da velocidade do escoamento. R_D , é a distância radial do eixo central à parede do equipamento. Os pontos $i=1, \dots, 6$, são os pontos radiais a partir da parede em direção ao centro do equipamento. A primeira altura, $z=0,96$ m, está localizada na seção cilíndrica, enquanto as demais situam-se em diferentes alturas da seção cônica.

A descrição da sonda cilíndrica, bem como, a maneira em que as componentes de velocidades foram determinadas, encontram-se no *Anexo A*, item A.5.

c) *Vazão mássica de sólidos, (\dot{m}_p)*

Eleito o teor de vibração para a alimentação de sólidos no duto pneumático horizontal [passo (a), da Rotina Experimental], e constatando-se, posteriormente, que a eficiência de coleta fora de 100%, a vazão mássica de sólidos era obtida pelo método gravimétrico [passo (d) da Rotina Experimental].

O método gravimétrico consiste na determinação de uma certa quantidade de massa de sólidos coletada em um intervalo de tempo cronometrado.

Dependendo do grau de vibração, estabelecia-se um intervalo de coleta entre 15 a 60 minutos. Logo após, efetuava-se a leitura da massa de partículas, coletadas em um recipiente acoplado à base inferior do ciclone, que estava sobre a balança A. Desta forma, era possível determinar a vazão mássica de sólidos por:

$$\dot{m}_p = \frac{\text{massa coletada}}{\text{tempo de coleta}} \quad (3.9)$$

No final de cada corrida, obtinha-se um valor médio para a vazão mássica de sólidos. De posse desse valor em conjunto com o valor da vazão de ar, calculada pela Eq. (3.3), era possível conhecer a concentração de sólidos nas formas:

- Concentração Volumétrica, (C_V)

$$C_V = \frac{\dot{m}_p}{\rho_p Q} \quad (3.10)$$

- Concentração Mássica, (C_M)

$$C_M = C_V \frac{\rho_p}{\rho} \quad (3.11)$$

Como mencionado anteriormente, nos experimentos as partículas eram coletadas em um recipiente acoplado à base inferior do ciclone. A união entre o coletor de sólidos e o ciclone era feita por intermédio de uma cinta de borracha. Este dispositivo permitia a mobilidade do coletor à medida em que as partículas eram descarregadas. A figura 3.9 ilustra esse mecanismo.

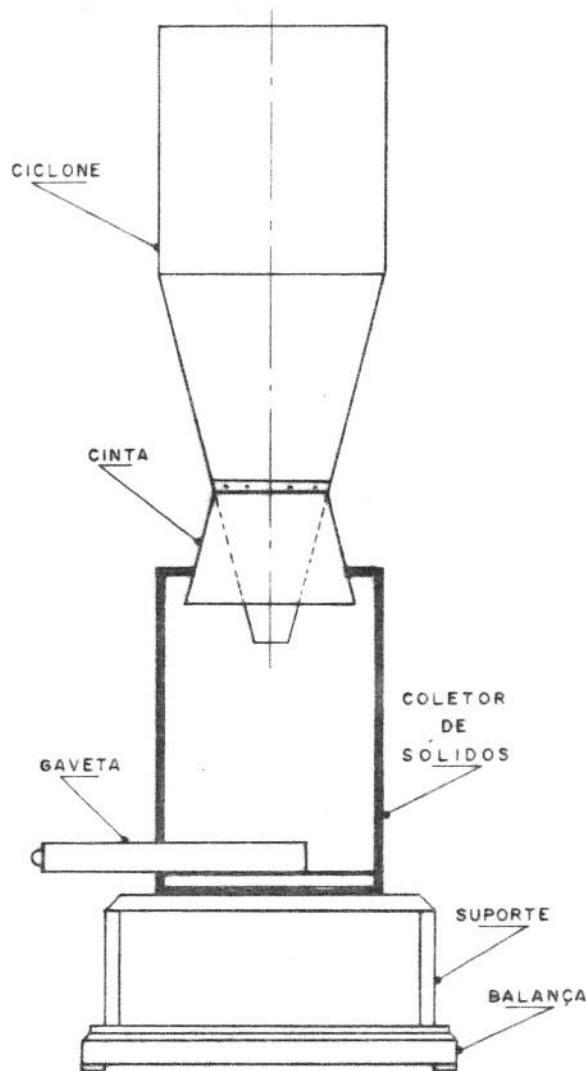


Figura 3.9- Ilustração do coletor de sólidos.

Antes de se trabalhar com partículas, foram realizados testes com ar limpo de forma a analisar a influência da sua massa ao atingir o coletor de sólidos. Não se verificou qualquer variação na leitura de massa na balança disposta sob o coletor de sólidos.

Na situação em que o coletor de sólidos estivesse cheio antes do final do experimento, havia na sua base uma gaveta, permitindo assim descarregar uma quantidade de sólidos suficiente para dar continuidade à experiência.

d) Tempo de residência, (t)

Realizado o passo e) da Rotina Experimental, no final de cada experimento desconectava-se o coletor de sólidos e efetuava-se a coleta de sólidos em um tempo em torno de $t_s=10$ minutos, o valor dessa massa (M_s) era obtida na balança A

Obtida a massa M_s , simultaneamente interrompia-se a alimentação de sólidos e de ar, bem como, coletava-se as partículas remanescentes no ciclone em um recipiente apropriado. A leitura da massa coletada (M_R) era realizada na balança B.

Desta maneira, o tempo de residência das partículas era obtido de:

$$t = \frac{M_R}{M_S} t_s \quad (3.12)$$

3.3 - ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

De acordo com a metodologia e o sistema experimental descritos anteriormente, foram realizadas 11 corridas experimentais para a obtenção do campo de velocidade. Delas, 5 operando com ar sem a presença de particulados.

Foram efetuados 22 experimentos para a obtenção do tempo de residência dos materiais apresentados na tabela 3.1. Deste conjunto, 6 foram realizados com plástico; 6 com microesfera de vidro de diâmetro 1,43mm e 10 para microesfera de vidro de diâmetro 0,84mm. Para esta partícula, utilizou-se ar a uma velocidade de entrada no ciclone igual a 5,90m/seg e 5,80 m/seg, para 6 e 4 corridas experimentais, respectivamente.

Os resultados experimentais estão tabelados no Apêndice A. Para facilitar a sua análise eles serão retomados na forma de gráficos.

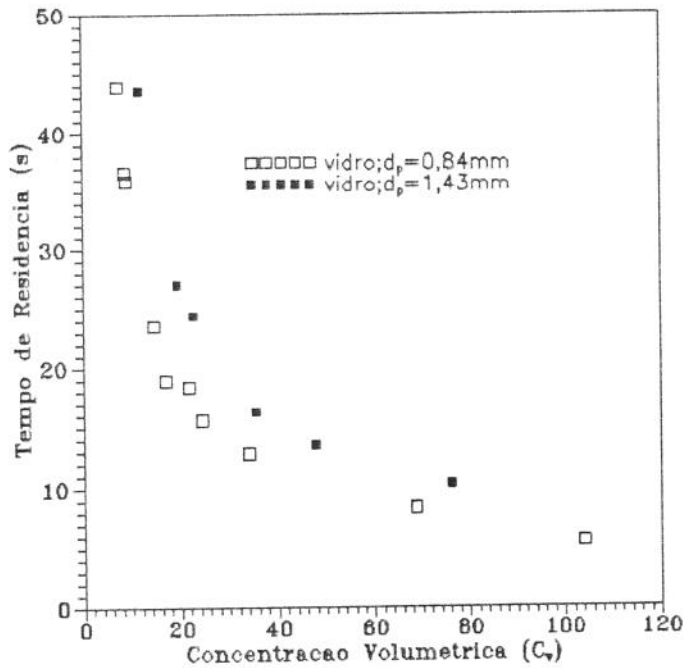
Os resultados referentes ao campo de velocidade do ar com e sem particulados serão reportados no Capítulo 4, em conjunto com a análise do modelo proposto.

3.3.1- Tempo de Residência

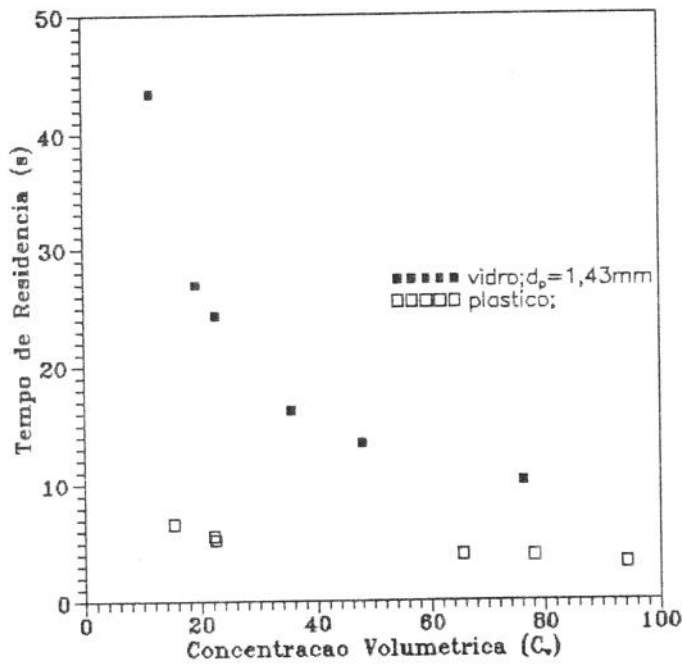
a) Influência da Concentração volumétrica dos sólidos na entrada do ciclone

Da simples inspeção das figuras (3.10), verifica-se que o aumento da concentração volumétrica de sólidos provoca a redução no seu tempo de residência, corroborando as observações de Mori et alii (1969), Yen et alii (1990) e Godoy et alii (1993).

Este comportamento é justificado pelo aumento da concentração de sólidos junto à periferia do reator ciclônico. Isto faz com que haja um aumento do atrito produzido pelas partículas sobre o escoamento do ar junto à parede do equipamento, diminuindo a componente tangencial de velocidade, e conseqüentemente a ação da força centrífuga que prende as partículas nesta região.



(a)



(b)

Figuras 3.10- Tempo de residência experimental

a) Influência do diâmetro da partícula

b) Influência das características de materiais distintos

b) Influência do diâmetro das partículas.

Segundo Kang et alii (1989), Yen et alii (1990) e Lede et alii (1989), partículas de menor diâmetro tendem a permanecer por mais tempo no ciclone. Este efeito é explicado pelos autores devido a ação da força centrífuga ser maior em particulados de menor diâmetro.

No entanto, ao se inspecionar a figura 3.10-a, verifica-se a mesma influência detectada por Mori et alii (1968), mas de comportamento inverso àquele apontado pelos autores citados no parágrafo anterior. As diferenças podem ser devidas a distância entre o alimentador de sólidos e o bocal de entrada do ciclone (que na presente tese é de 1,1m) e, portanto, à velocidade atingida pelas partículas antes de entrar no ciclone.

c) Influência das características de materiais distintos

Como as partículas de vidro e de plástico apresentam diâmetros e esferecidades distintos, bem como, massas específicas diferentes, não se torna possível isolar o efeito desta última propriedade no tempo de residência. A figura 3.10-b apresenta uma análise comparativa entre os dois materiais.

d) Outros fatores.

Por outro lado, um dos fatores que possa completar a análise apresentada no item c), é quanto às características adesivas do material. Tais forças acarretam o fenômeno de aglomeração interpartículas, facilitando a sua coleta.

No caso das partículas de plástico, este efeito é muito sensível, como apontado por Lombardi (1991). Já para as microesferas de vidro, elas praticamente não se aglomeram (Kang et alii) além de rebotearem constantemente nas paredes do ciclone, contribuindo desta maneira com o aumento do seu tempo de residência.

Além da aderência das partículas, pode haver também a ação do atrito mecânico entre si e com a parede do reator ciclônico. Este fator, f na tabela 3.1, como pode ser observado no modelo de Lebedev et alii (1979), Equações (2.78) a (2.80), influencia a trajetória das partículas. Pela inspeção dessas equações, percebe-se que à medida em que f aumenta, acarreta a diminuição da componente tangencial da velocidade das partículas, levando à redução da reação normal da parede e, concomitantemente, ao aumento da velocidade axial. Por decorrência, o efeito combinado (fN) pode produzir uma influência análoga à concentração de sólidos no tempo de residência das partículas.

3.3.2- Análise de algumas correlações para a estimativa do tempo de residência das partículas

Os diversos autores que se debruçaram no estudo do tempo de residência, praticamente o fizeram para partículas leves e finas, visando o ciclone como separador. Por consequência, boa parte das correlações encontradas na literatura são aplicadas para um diâmetro médio de partícula inferior a 200 μm .

De modo a avaliar a aplicabilidade das correlações mostradas na tabela 2.2, comparou-se os resultados experimentais reportados no *Apêndice A* com aqueles obtidos do cálculo das diversas correlações. A média dos desvios relativos, bem como, o desvio padrão entre os valores experimentais e calculados estão apresentados na Tabela 3.4

Além da Tabela 3.4, os resultados obtidos são mostrados nas figuras (3.11) a (3.15). Nelas, verifica-se que as correlações de Kang et alii(1989), e Lede et alii(1989), Equações (2.57) e (2.58) e figuras (3.11) e (3.12), respectivamente, fornecem valores para o tempo de residência independentes da concentração de sólidos. As previsões desses autores apresentam desvios consideráveis em relação aos dados obtidos neste trabalho.

Tabela 3.4- Análise Estatística das Correlações de tempo de residência (N= 22 corridas experimentais)

Correlações	M D R(100%) ¹	\bar{x} ⁽²⁾	DESVIO PADRÃO ³
Mori et alii; Eq (2.56)	99,9	0,87	1,12
Kang et alii, Eq (2.57)	87,8	0,12	0,14
Lede et alii; Eq. (2.58)	56,6	0,77	0,58
Yen et alii; Eq. (2.59)	84,7	0,15	0,12
Godoy et alii; Eq. (2.60)	32,6	1,20	0,39

$$(1) \text{ Média dos desvios relativos: M. D. R} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n \frac{|t_{\text{cal}} - t_{\text{exp}}|}{t_{\text{exp}}}$$

$$(2) \bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n \frac{t_{\text{cal}}}{t_{\text{exp}}}$$

$$(3) \sigma = \left[\left(\frac{1}{N-1} \right) \left(\sum_{i=1}^n x^2 - \frac{1}{N} \left(\sum_{i=1}^n x \right)^2 \right) \right]^{1/2} \quad \text{onde } x = \frac{t_{\text{cal}}}{t_{\text{exp}}}$$

Quanto ao desempenho das correlações de Mori et alii (1968) e Yen et alii (1990), figuras (3.13) e (3.14), respectivamente, observa-se desvios significativos, apesar desses autores considerarem a influência da concentração de sólidos. Eles, no entanto, não consideraram o efeito da massa específica da material. Além disto, nas correlações de Mori et alii e Yen et alii, há um parâmetro empírico, X , que é função da geometria dos ciclones e das características físicas dos particulados utilizados em suas pesquisas que, por sua vez, são distintos daqueles desta tese.

Quanto à correlação de Godoy et alii (1993), Equação (2.60), verifica-se que os resultados são os que mais se aproximam dos experimentais, principalmente para o plástico, figura (3.15). Contudo, nota-se que os resultados para a microesfera de vidro, advindos da correlação, começam a se distanciarem dos experimentais a partir de $C_p > 20 \cdot 10^{-6}$, figura (3.15-a), o que indica um expoente diferente de (-0,35) para este parâmetro, como proposto, na correlação citada.

Há de se mencionar que na correlação de Godoy et alii (1993), Equação (2.60), existe uma influência diferente para a velocidade do ar na entrada do ciclone, se comparada com as outras correlações. De acordo com esta correlação, um aumento deste parâmetro faz com que diminua o tempo de residência das partículas, indo em contraposição ao restante dos autores pesquisados.

Por outro lado, convém relatar que Godoy et alii (1993) utilizaram-se do método de "sólidos remanescentes", para a determinação experimental do tempo de residência, e os resultados obtidos podem ser devido ao fato dos autores não analisarem a possível influência da distância entre a seção de alimentação de sólidos e o bocal de entrada do ciclone.

De posse desta análise pode-se propor uma correlação para o tempo de residência utilizando-se os mesmos parâmetros adimensionais de Mori et alii (1968) e Yen et alii (1990), que incluem os adimensionais clássicos para este tipo de fenômeno: Número de Reynolds da partícula e o Número de Froude modificado. Além dessas contribuições, são considerados os efeitos da densidade relativa partícula-gás, concentração mássica de sólidos na corrente de ar quando esta entra no ciclone e o fator de atrito mecânico partícula-parede.

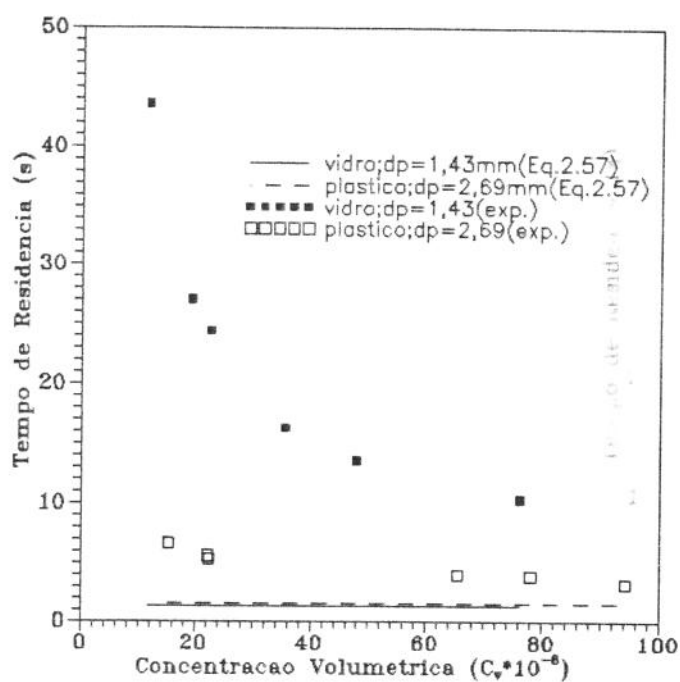
$$\frac{t}{t_0} = 3,8 \times 10^{-5} \left(\frac{V_0 d_p}{\nu} \right)^{0,1} \left(\frac{\rho_p}{\rho} \right)^{1,2} \left(\frac{V_0^2}{gD} \right)^{0,5} (fC_M)^{-0,7}, \text{ com } t_0 = \frac{H}{V_0} \quad (3.13)$$

A maior diferença da correlação (3.13) com as demais, reside em considerar o efeito do atrito mecânico. Observa-se que o seu efeito é semelhante à concentração mássica, ou seja quanto maior esse fator, menor será a força centrífuga, maior a componente axial de velocidade das partículas e, por consequência, menor o seu tempo de residência. Nas figuras (3.16) encontram-se o desempenho da correlação proposta. Os desvios desta correlação em relação aos resultados experimentais, calculados de acordo com a tabela 3.4, são:

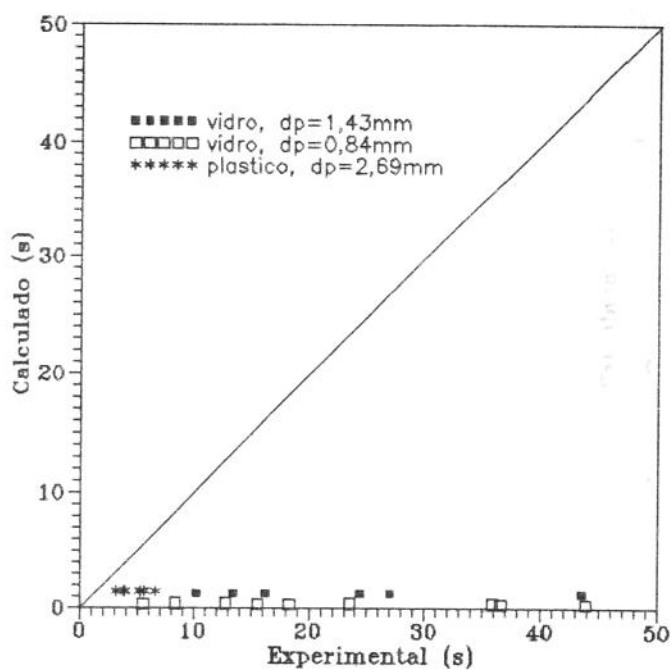
$$M.D.R(100\%)=16,92$$

$$\bar{x} = 1,03$$

$$\sigma = 0,21$$



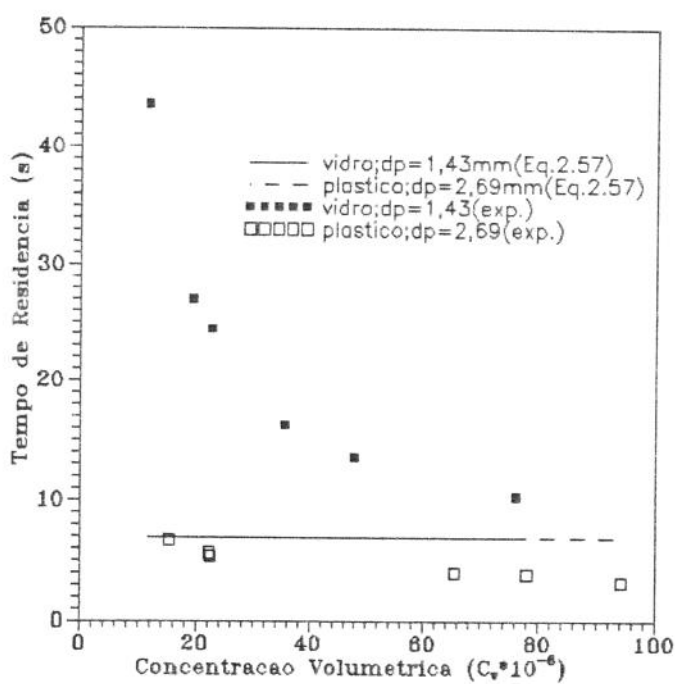
(a)



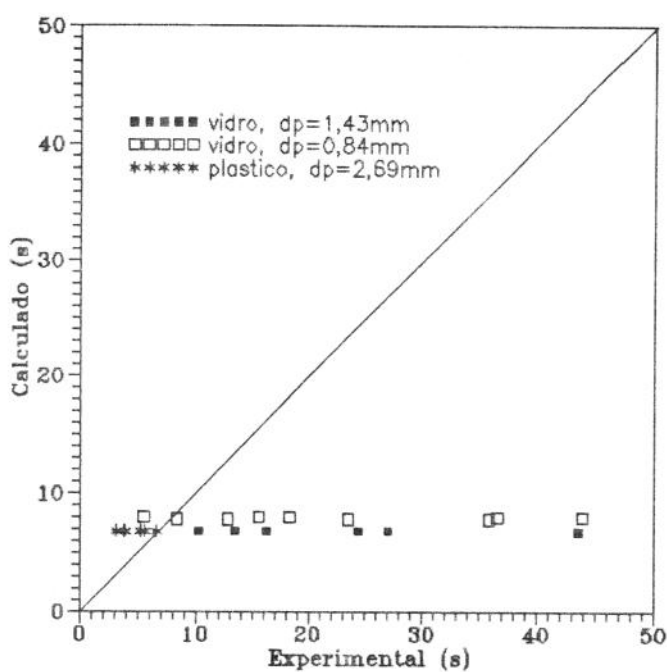
(b)

Figuras 3.11 - Desempenho da correlação de Kang et alii

- a) Influência da concentração volumétrica no tempo de residência das partículas
 b) Comparação entre os resultados experimentais e aqueles da correlação (2.57)



(a)

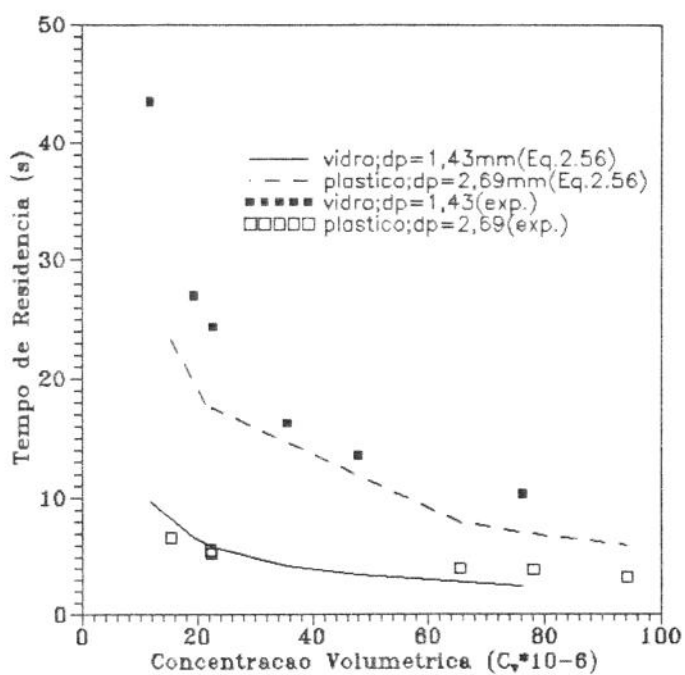


(b)

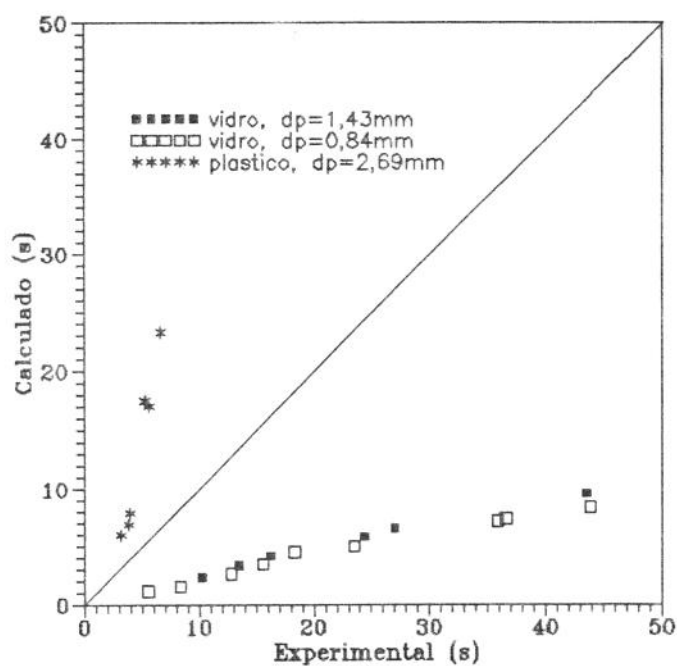
Figuras 3.12 - Desempenho da correlação de Lede et alii

a) Influência da concentração volumétrica no tempo de residência das partículas

b) Comparação entre os resultados experimentais e aqueles da correlação (2.58)



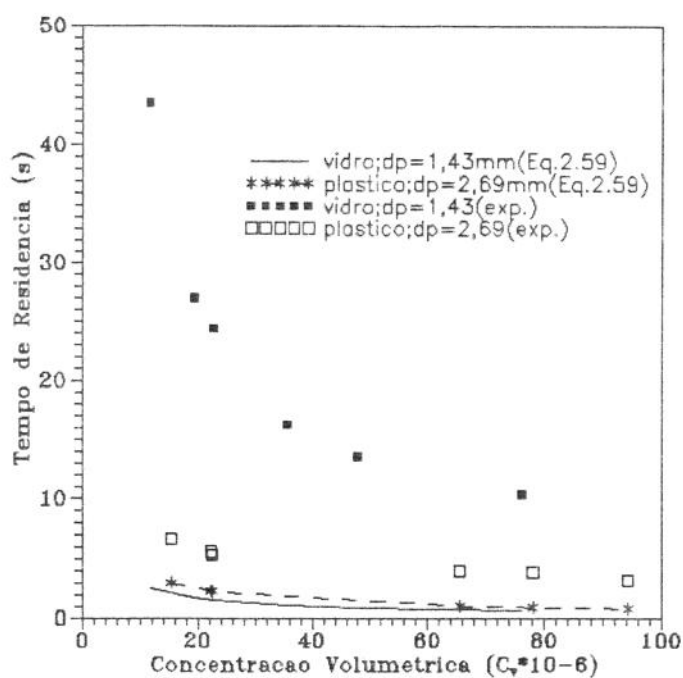
(a)



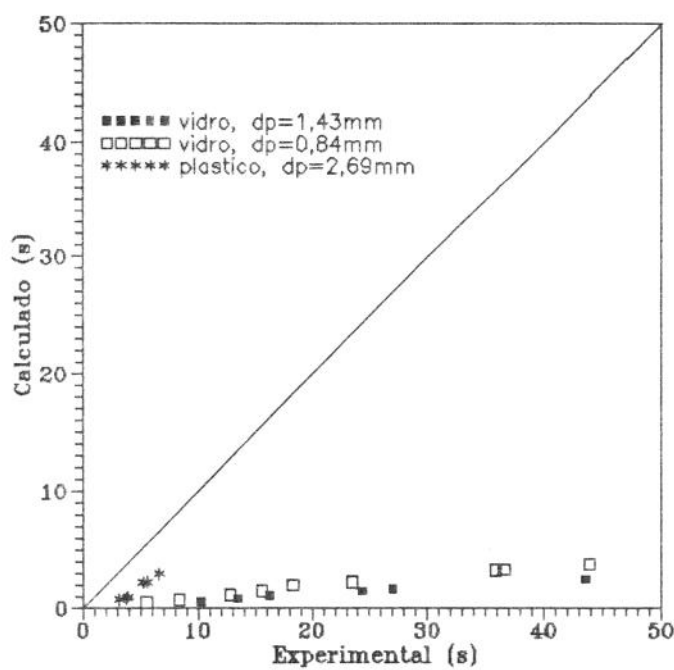
(b)

Figuras 3.13 - Desempenho da correlação de Mori et alii

- a) Influência da concentração volumétrica no tempo de residência das partículas
 b) Comparação entre os resultados experimentais e aqueles da correlação (2.56)



(a)

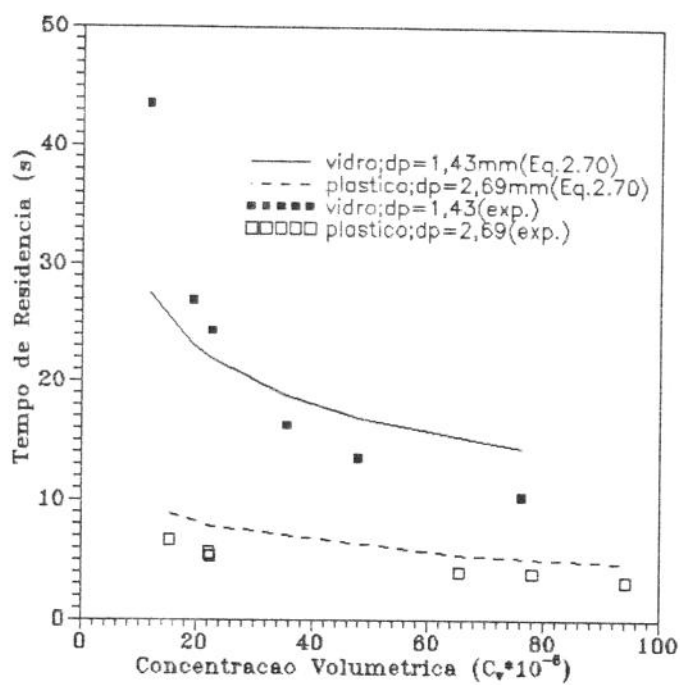


(b)

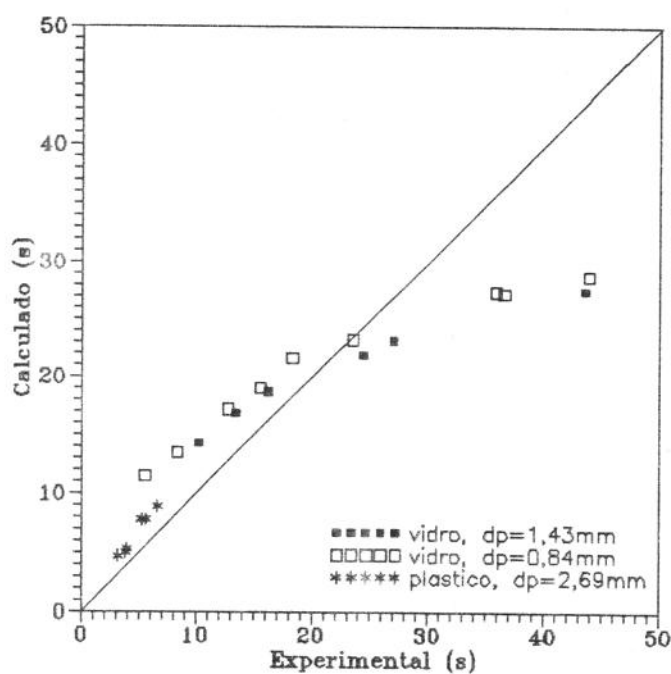
Figuras 3.14 - Desempenho da correlação de Yen et alii

a) Influência da concentração volumétrica no tempo de residência das partículas

b) Comparação entre os resultados experimentais e aqueles da correlação (2.59)



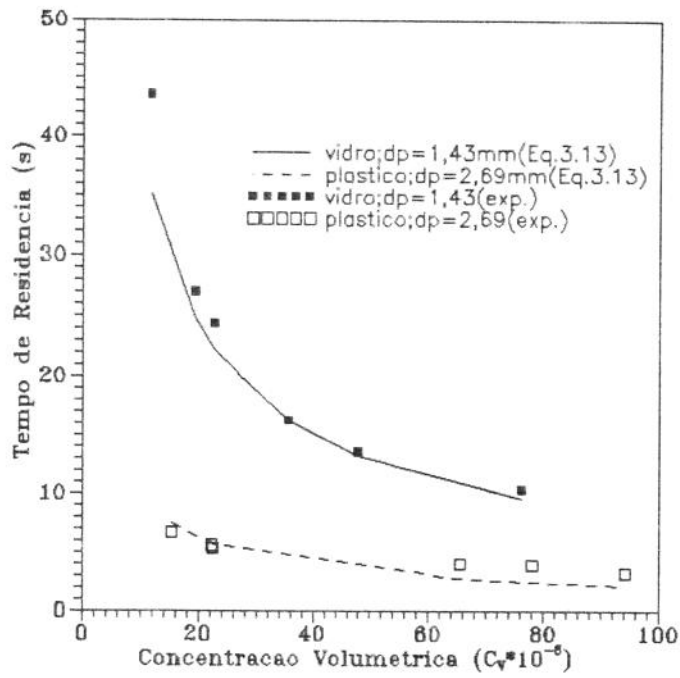
(a)



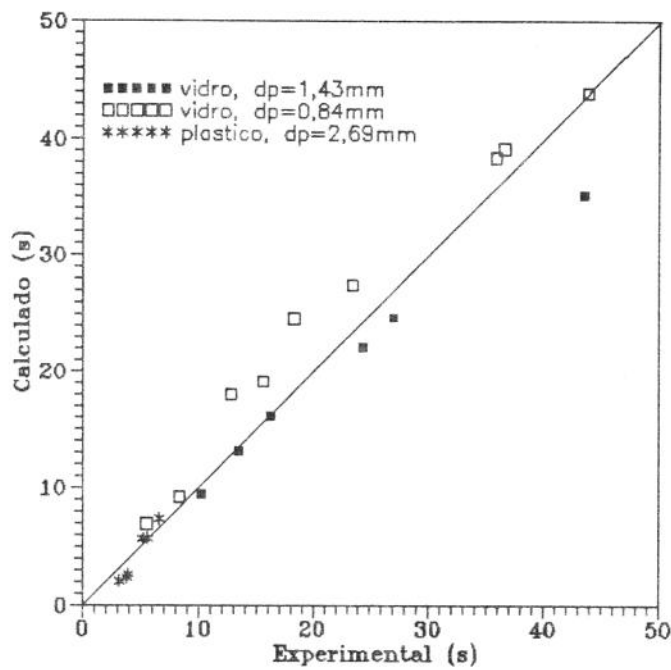
(b)

Figuras 3.15 - Desempenho da correlação de Godoy et alii

- a) Influência da concentração volumétrica no tempo de residência das partículas
 b) Comparação entre os resultados experimentais e aqueles da correlação (2.60)



(a)



(b)

Figuras 3.16 - Desempenho da correlação obtida nesta tese

a) Influência da concentração volumétrica no tempo de residência das partículas

b) Comparação entre os resultados experimentais e aqueles da correlação (3.13)

CAPÍTULO QUATRO:

**MODELO PARA O ESCOAMENTO AR-PARTÍCULAS EM UM REATOR
CICLÔNICO E COMPARAÇÃO COM RESULTADOS EXPERIMENTAIS**

4.1- CONSIDERAÇÕES INICIAIS

No presente capítulo procura-se apresentar um modelo para o escoamento de ar com e sem a presença de particulados.

Para que se obtenha um modelo que se aproxime o tanto quanto possível da situação física a ser analisada, torna-se necessário considerar o sistema experimental completo em que o reator ciclônico está instalado, figura 3.1. Em particular, a forma em que as partículas são alimentadas.

A figura 3.3 ilustra o venturi de duto retangular, constituído de uma região constante e outra de seção variável, que atua como alimentador da mistura gás-partículas ao ciclone. Ele se comporta como um agente de transporte pneumático horizontal.

Deste modo, além de sugerir um modelo para o escoamento no interior do corpo ciclônico, é necessária a simulação do escoamento da mistura na região de transporte pneumático, que fornece as condições de entrada para a simulação no ciclone. Esta simulação está apresentada no *Apêndice B*.

Estabelecida a simulação para o duto pneumático horizontal, resta a proposta de um modelo e posterior simulação do escoamento de uma mistura gás-partículas no corpo ciclônico. Antes, porém, será apresentado um modelo para o escoamento do ar sem a presença de particulados, que posteriormente será utilizado na simulação do escoamento na região anular do equipamento.

4.2- PROPOSTA DE UM MODELO PARA O ESCOAMENTO DO AR SEM A PRESENÇA DE PARTICULADOS EM UM REATOR CICLÔNICO

Serão consideradas as hipóteses de Bloor e Ingham (1973,1975):

- * regime permanente;
- * escoamento axissimétrico;
- * fluido incompressível;
- * escoamento viscoso e turbulento afetando apenas a componente tangencial de velocidade.

Por conveniência, a equação para a componente tangencial de velocidade será posta na forma vorticial, de acordo com a formulação de Davidson (1988-b), ou seja:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru\psi) + \frac{\partial}{\partial z} (w\psi) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(rv_{ef} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(v_{ef} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \quad (4.1)$$

onde $\psi = vr$ e $v_{ef} = \frac{\mu_{ef}}{\rho}$

* Neste modelo, o termo difusivo da coordenada axial será considerado desprezível face à radial. Esta hipótese é baseada nos resultados experimentais obtidos e na análise encontrada na literatura (Rietema, 1961; Bloor e Ingham, 1975). Deste modo, considerando a Equação da Continuidade segundo (2.5), a Equação (4.1) pode ser reescrita como:

$$u \frac{\partial \psi}{\partial r} + w \frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(rv_{ef} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \quad (4.2)$$

*Admite-se que as componentes de velocidade axial e radial venham a ser conhecidas a partir da proposta de Davidson (1988). Sendo a função corrente, para coordenadas cilíndricas e semi-ângulo característico do reator ciclônico pequeno, dada por:

$$\psi_c = C'_3 \left[\alpha^{-2m} - \left(\frac{r}{z} \right)^{-2m} \right] \quad (4.3)$$

$$\text{Visto que } w = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi_c}{\partial r} \text{ e } u = -\frac{\partial \psi_c}{\partial z} \quad (4.4)$$

chega-se às componentes axial e radial de velocidades, respectivamente, através de:

$$w = C'_3 r^m \left[(2+m)\alpha^{-2m} - (2-m) \left(\frac{r}{z} \right)^{-2m} \right] \quad (2.36)$$

$$u = 2m C'_3 r^{(1-m)} z^{(2m-1)} \quad (4.5)$$

$$\text{onde, } C_3 = \frac{Q}{2\pi R_e^{(m+2)} \left(\alpha^{-2m} - \left(\frac{R_e}{\ell} \right)^{-2m} \right)} \quad (4.6)$$

As Equações (4.5) a (4.6) foram obtidas no presente trabalho. Davidson (1988-b) escreveu a Equação (4.3) em coordenadas esféricas e apresentou a Equação (2.30) em coordenadas cilíndricas.

* Será assumido no presente modelo que a viscosidade efetiva apresenta-se de forma análoga à proposta de Davidson (1988) :

$$\frac{\mu_{ef}}{\rho} = \nu_{ef} = \frac{\mu_0}{\rho} + c^2 r \left| \frac{\partial \psi}{\partial r} \right| \quad (4.7)$$

sendo μ_0 a viscosidade molecular do ar puro. Admitir-se-á que a componente turbulenta venha a ser maior do que a molecular, a ponto desta ser desprezível. Deste modo, a Equação (4.7) é posta como:

$$\frac{\mu_{ef}}{\rho} = \nu_{ef} = c^2 r \left| \frac{\partial \psi}{\partial r} \right| \quad (4.8)$$

e c^2 situado no intervalo $0.00078 \leq c^2 \leq 0.0012$ [Duggins e Frith, 1987].

Seguindo a metodologia adotada por Bloor-Ingham (1975) e Ferguson (1990), substituiu-se a Equação (4.8) na Equação (4.2), da onde se obtém:

$$w \frac{\partial \psi}{\partial z} + u \frac{\partial \psi}{\partial r} = \frac{1}{r} \left\{ c^2 \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \left| \frac{\partial \psi}{\partial r} \right| \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \right\} \quad (4.9)$$

onde w e u são obtidas das Equações (2.36) e (4.5), respectivamente.

As condições de contorno que satisfazem a Equação (4.9) são:

$$r = R_D(z); \quad \psi \cong 0 \quad (4.10-a)$$

$$r = 0; \quad \psi = 0 \quad (4.10-b)$$

$$R_D(z) = R_M \text{ para a seção cilíndrica, e} \quad (4.10-c)$$

$$R_D(z) = z \tan \alpha, \text{ para a seção cônica do ciclone} \quad (4.10-d)$$

Ao se analisar as Equações (2.36) e (4.5), verifica-se a existência do expoente m . Este parâmetro, além de ser uma generalização de Davidson (1988) para o modelo de Bloor e Ingham (1973), é um indicativo do ponto de inversão da componente axial de velocidade no raio do ciclone. Da Equação (2.36) pode-se verificar que esta inversão de fluxo ocorre em:

$$\left(\frac{r}{z} \right) = \alpha \left(\frac{2+m}{2-m} \right)^{-1/2m} \quad (4.11)$$

Através da análise experimental da distribuição espacial da componente axial de velocidade, *Apêndice A*, é possível avaliar o local, r/z , em que a referida componente se anula. De posse de tal valor determina-se o coeficiente m . Procedendo desta maneira, obteve-se o seguinte intervalo:

$$-1,5 \leq m \leq -1,0 \quad (4.12)$$

4.3- PROPOSTA DE UM MODELO PARA O ESCOAMENTO DO AR COM PRESENÇA DE PARTICULADOS EM UM REATOR CICLÔNICO

4.3.1- O MODELO E AS HIPÓTESES BÁSICAS

Da constatação encontrada na literatura, a qual menciona que partículas grossas, depois de entrarem junto com a corrente de ar, atingem rapidamente a parede do ciclone (Godoy, 1989; Ledé et alii, 1989) lança-se mão, dentre outras, das seguintes hipóteses:

* eficiência de coleta de 100%;

* O modelo considera que os sólidos se concentram em um região de espessura $2h$, que tem porosidade $\epsilon=1$, em $r \leq R_D(z) - 2h$; e $\epsilon=\epsilon^*$ em $r = R_D(z)$.

O escoamento no interior do ciclone é afetado pela presença das partículas concentradas junto à periferia ciclônica e será dividido em duas regiões: uma em que há a presença de sólidos; e outra em que não há.

Na região sem partículas a descrição do escoamento obedece àquela apresentada no item 4.2 do presente capítulo. Sendo a componente tangencial de velocidade descrita pela Equação (4.9), sujeita à condição de contorno (4.10-b) e na distância radial $r = R_D(z) - h$, ela é igual ao valor oriundo da região em que existe a presença de sólidos.

As componentes axial e radial de velocidade são obtidas das Equações (2.36) e (4.5), respectivamente. Saliente-se que o parâmetro m presente em tais equações advém da Equação (4.11) e é função da distribuição experimental da componente axial de velocidade para a situação em que o fluido escoo com partículas em seu seio na entrada do ciclone. Para este caso, tem-se o seguinte intervalo experimental:

$$-1,9 \leq m \leq -1,4 \quad (4.13)$$

Para a região com a presença de sólidos será considerado o equacionamento que assume *influência mútua entre as fases*.

4.3.1.1- MODELO PARA A REGIÃO COM PARTICULADO

FASE FLUIDA

Na região com partículas, o equacionamento do modelo para a fase fluida, depois de considerar regime permanente, escoamento axissimétrico, fluido incompressível, viscosidade turbilhonar variável na direção radial e maior do que a molecular, partículas não esféricas, pode ser expresso por:

Equação da Continuidade:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\varepsilon r u) + \frac{\partial}{\partial z} (\varepsilon w) = 0 \quad (4.14)$$

Equações do Movimento:

- *Componente tangencial em termos do momento angular*

$$\frac{\partial}{\partial z} (\varepsilon w \psi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \varepsilon u \psi) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\varepsilon r v_{ef} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\varepsilon v_{ef} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) - \frac{\rho_p}{\rho} F (\psi - \psi_p) \quad (4.15)$$

- *Componente radial*

$$\frac{\partial}{\partial z} (\varepsilon w u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \varepsilon u u) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\varepsilon r v_{ef} \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\varepsilon v_{ef} \frac{\partial u}{\partial z} \right) - \varepsilon v_{ef} \frac{u}{r^2} + \varepsilon \frac{v^2}{r} - \frac{\rho_p}{\rho} F (u - u_p) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} \quad (4.16)$$

- *Componente axial*

$$\frac{\partial}{\partial z} (\varepsilon w w) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \varepsilon u w) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\varepsilon r v_{ef} \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\varepsilon v_{ef} \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \varepsilon g - \frac{\rho_p}{\rho} F (w - w_p) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} \quad (4.17)$$

O inverso do tempo de relaxação pode ser calculado por:

$$F = \frac{3}{4} (1 - \varepsilon) C_D \text{Re}_p \frac{\mu}{\rho_p (\varphi d_p)^2} \quad (4.18-a)$$

O Número de Reynolds da partícula, considerando-a não esférica, é calculado por:

$$Re_p = \frac{\rho(\phi d_p) |V - V_p|}{\mu}, \text{ com } |V - V_p| = \left[(v - v_p)^2 + (w - w_p)^2 + (u - u_p)^2 \right]^{1/2} \quad (4.18-b)$$

Conhecido Re_p , o coeficiente de arraste é determinado segundo:

$$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0,15 Re_p^{0,687}) \quad \text{para } Re_p < 1000$$

$$C_D = 0,44 \quad \text{para } Re_p \geq 1000 \quad (4.18-c)$$

No intuito de simplificar o modelo apresentado para esta fase, admite-se as seguintes hipóteses:

* De igual modo à descrição do escoamento do fluido isento de partículas, será assumido que as contribuições difusivas de transferência de quantidade de movimento na direção axial são desprezíveis face à radial.

* Será considerado na região que abriga as partículas, que as componentes radiais de velocidade, tanto do gás quanto das partículas, são desprezíveis quando comparadas as outras componentes de velocidade, como pode ser observado na aproximação (2.1) relatada no capítulo 2.

Além dessas simplificações e pelo fato das partículas se concentrarem junto à periferia ciclônica, pode-se considerar:

* O efeito da população de particulados no coeficiente de arraste, Equação (4.18-a) como:

$$C_{DM} = f(\varepsilon) C_D \quad (4.19-a)$$

$f(\varepsilon)$ é uma correção ao coeficiente de arraste devida à presença da população de partículas, proposta por (Yang, 1976):

$$f(\varepsilon) = \varepsilon^{-4,7} \quad (4.19-b)$$

* Além da correção efetuada no arraste das partículas considerado nas equações do movimento da fase fluida, admitir-se-á, também, o atrito mistura/parede.

Deste modo, as equações que descrevem o modelo proposto para a fase fluida na região com partículas, serão expressas como:

Equação da Continuidade:

$$\frac{d}{dz}(\varepsilon w) = 0 \quad (4.20)$$

Equações do Movimento:

- *Componente tangencial em termos do momento angular*

$$\frac{\partial}{\partial z}(\varepsilon w \psi) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\varepsilon r v_{ef} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) - \frac{\rho_p}{\rho} F(\psi - \psi_p) - \varepsilon f_{atr} \frac{\|V\| \psi}{4R_D(z)} \quad (4.21)$$

- *Componente axial*

$$\frac{\partial}{\partial z}(\varepsilon w w) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\varepsilon r v_{ef} \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \varepsilon g - \frac{\rho_p}{\rho} F(w - w_p) - \varepsilon f_{atr} \frac{\|V\| w}{4R_D(z)} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} \quad (4.22)$$

Admitindo-se que a hipótese de Yuu et alii (1978) seja válida, e através da inspeção da figura (2.3), onde se verifica que a componente tangencial de velocidade pode ser aproximada pela Equação (1.2), a viscosidade efetiva será obtida através da substituição da Equação (1.2) na Equação (4.8). O resultado é:

$$\frac{\mu_{ef}}{\rho} = v_{ef} = (1 - n)c^2 \psi \quad (4.23)$$

sendo n , para a corrente de ar contendo particulados, situado no intervalo $0,4 < n < 0,5$ (Yuu et alii, 1978). A constante estrutural, c^2 , será determinada através da comparação da distribuição da componente tangencial advinda do modelo com os resultados experimentais.

Nessas equações o termo relacionado ao inverso do tempo de relaxação, F , é corrigido com a expressão (4.19-a).

O coeficiente de atrito, f_{at} , pode ser obtido por correlações de coeficientes de atrito que levem em conta a rugosidade da parede, como por exemplo, a correlação de Pavlov et alii (1981).

$$\frac{1}{\sqrt{f_{at}}} = -2 \log \left[0,27 \frac{e}{D} + \left(\frac{6,81}{Re} \right)^{0,9} \right] \quad (4.24-a)$$

Esta correlação é válida para $Re > 10^3$ sendo, portanto, aplicada aos regimes de transição e turbulento.

Admitindo, ainda, a hipótese de Yuu et alii (1978), a qual postula que a diminuição do valor da componente tangencial de velocidade da corrente de ar é devido à localização de particulados junto à periferia ciclônica; no modelo proposto nesta tese, será assumido que a rugosidade da parede, e , venha a ser igual ao diâmetro da partícula, de modo que:

$$\frac{1}{\sqrt{f_{at}}} = -2 \log \left[0,135 \frac{d_p}{R_D(z)} + \left(\frac{6,81}{Re} \right)^{0,9} \right] \quad (4.24-b)$$

onde $R_D(z)$ é determinado pela equação (4.10-b) ou (4.10-c). O número de Reynolds é calculado por:

$$Re = \frac{2R_D(z) \|V\| \rho}{\mu} \quad (4.24-c)$$

$$\text{com } \|V\| = (v^2 + w^2)^{1,2} \quad (4.24-d)$$

FASE PARTICULADA

Há de se observar que o modelo da *influência mútua entre as fases* carece do conhecimento do escoamento da fase sólida. De posse da hipótese básica que norteia o presente modelo (as partículas se concentram em uma região próxima a parede), será adotado o modelo de Lebedev et alii (1989), agora escrito no referencial Euleriano, em conjunto com a Equação da Continuidade da fase particulada. O equacionamento completo é posto como:

Equação da Continuidade:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [\rho_p (1-\varepsilon) r u_p] + \frac{\partial}{\partial z} [\rho_p (1-\varepsilon) w_p] = 0 \quad (4.25)$$

Equação do Movimento

- *Componente tangencial em termos do momento angular*, $\psi_p = v_p \cdot r$.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [(1-\varepsilon) \rho_p \psi_p \psi_p] + \frac{\partial}{\partial z} [(1-\varepsilon) \rho_p w_p \psi_p] = \rho_p F(\psi - \psi_p) - \rho_p (1-\varepsilon) \left(N f \frac{\psi_p}{r \|V\|} \right) \quad (4.26)$$

- *Componente radial*

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [(1-\varepsilon) r \rho_p u_p u_p] + \frac{\partial}{\partial z} [(1-\varepsilon) \rho_p w_p u_p] = \rho_p F(u - u_p) + \rho_p (1-\varepsilon) \left[\frac{v_p^2}{r} - N \left(\cos \alpha + f \frac{u_p}{\|V\|} \right) \right] \quad (4.27)$$

- *Componente axial:*

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [(1-\varepsilon) r \rho_p u_p w_p] + \frac{\partial}{\partial z} [(1-\varepsilon) \rho_p w_p^2] = \rho_p F(w - w_p) + \rho_p (1-\varepsilon) \left[g - N \left(\sin \alpha + f \frac{w_p}{\|V\|} \right) \right] \quad (4.28)$$

onde N é obtido da equação (2.81) e $\|v_p\|$, da equação (2.82).

O termo relacionado ao inverso do tempo de relaxação, F, é o mesmo das Equações (4.18). Para o coeficiente de atrito mecânico será considerado o valor característico do atrito apresentado entre os materiais que constituem as partículas e a parede do ciclone. Os valores utilizados no presente modelo estão apresentados na tabela 3.1.

De posse das hipóteses simplificadoras da fase fluida, as equações da fase particulada e que serão adotadas para o modelo são as seguintes:

Equação da Continuidade:

$$\frac{d}{dz} [\rho_p (1 - \varepsilon) w_p] = 0 \quad (4.29)$$

Equações do Movimento

- *Componente tangencial em termos do momento angular, $\psi_p = v_p \cdot r$.*

$$\frac{d}{dz} [(1 - \varepsilon) \rho_p w_p \psi_p] = \rho_p F(\psi - \psi_p) - \rho_p (1 - \varepsilon) \left(N f \frac{\psi_p}{r \|V_p\|} \right) \quad (4.30)$$

- *Componente axial:*

$$\frac{d}{dz} [(1 - \varepsilon) \rho_p w_p^2] = \rho_p F(w - w_p) + \rho_p (1 - \varepsilon) \left[g - N \left(\sin \alpha + f \frac{w_p}{\|V_p\|} \right) \right] \quad (4.31)$$

CONDIÇÕES DE CONTORNO NA REGIÃO COM PARTICULADOS

Na entrada do ciclone foi assumido:

* Devido a que a corrente gasosa com particulados, ao abandonar o transporte pneumático, entra tangencialmente no ciclone, será assumido que as componentes de velocidade tangencial tanto do gás quanto da população de partículas na entrada do ciclone sejam iguais as componentes de velocidade na saída do duto pneumático, ou seja:

$$\text{em } r = R_M - h; (v)_{\text{ent. no ciclone}} = [w]_{\text{saída do pneum}} \quad (4.32-a)$$

$$* w_p \cong 0 \quad (4.32-b)$$

* No caso da porosidade, supõe-se uma concentração volumétrica conhecida. Esta pode ser aproximada pela concentração volumétrica média de sólidos em um volume efetivamente ocupado pelas partículas, ou seja:

$$1 - \varepsilon_0 = \frac{(M_p / \rho_p)}{2hA_{\text{cone}}} \quad (4.32-c)$$

(M_p / ρ_p) = Volume efetivamente ocupado pelas partículas.

M_p é a carga de partículas no leito obtida de:

$M_p = \dot{m}_p t$, com t experimental ou advindo de correlações

e $2hA_{\text{cone}}$ = Volume total da região considerada,

sendo $2h$ a espessura da região em que as partículas estão concentradas e A_{cone} a área lateral da seção cônica do equipamento.

Na região ocupada pelas partículas, serão consideradas as seguintes condições de contorno:

$$\text{para } r \leq R_D(z) - 2h; \varepsilon = 1 \quad (4.32-d)$$

$$\text{em } r = R_D(z); \varepsilon = \varepsilon^* \text{ e } \begin{cases} \psi = w = 0 \\ \psi_p = w_p = 0 \end{cases} \quad (4.32-e)$$

A porosidade junto à parede, ε^* , será determinada com o ajuste entre o tempo de residência experimental e aquele advindo do modelo, apresentado a seguir.

4.4- OBTENÇÃO DO TEMPO DE RESIDÊNCIA

O tempo de residência na região considerada, depois de conhecer a trajetória das partículas, pode ser determinado por (Soo, 1989):

$$t = \int_0^L \frac{dz}{w_{p1}} \quad \text{onde } \overline{w_{p1}} = \frac{\int_{R_D(z)-2h}^{R_D(z)} (1-\varepsilon) w_p r dr}{\int_{R_D(z)-2h}^{R_D(z)} (1-\varepsilon) r dr} \quad (4.33)$$

4.5- ADIMENSIONALIZAÇÃO DAS EQUAÇÕES

As Equações foram adimensionalizadas a partir dos seguintes parâmetros:

coordenadas espaciais:

$$z' = \frac{z}{\ell}, \quad r' = \frac{r}{R_D(z)} \quad (4.34-a)$$

componentes da velocidade da fase fluida:

$$w' = \frac{w}{V_o}, \quad u' = \frac{u}{V_o}, \quad y = \frac{\psi}{[V_o R_D(z)]} \quad (4.34-b)$$

componentes da fase particulada:

$$w'_p = \frac{w_p}{V_o}, \quad y_p = \frac{\psi_p}{[V_o R_D(z)]} \quad (4.34-c)$$

De modo a tornar única a discretização da Equação que governa a componente tangencial de velocidade da fase fluida tanto no escoamento do ar limpo bem como no escoamento ar/partículas, pode-se escrever a seguinte equação geral adimensionalizada, depois de substituir as Equações (4.34-ab,c) na Equação (4.15).

$$\frac{\partial y}{\partial z'} = \frac{\alpha_1}{w'} \left\{ \frac{1}{r'\epsilon} \frac{\partial}{\partial r'} \left(r'\epsilon v'_{ef} \frac{\partial y}{\partial r'} \right) - \alpha_2 u' \frac{\partial y}{\partial r'} - \alpha_3 [\alpha_4 (y - y_p) + \alpha_5 y] \right\} \quad (4.35)$$

$$\text{com } \alpha_1 = \frac{\ell}{R_D(z)} \quad (4.36)$$

os parâmetros $\alpha_2, \alpha_3, \alpha_4, \alpha_5$ serão definidos posteriormente.

4.5.1- ESCOAMENTO DO AR SEM A PRESENÇA DE PARTICULADOS

Para o escoamento de ar isento de particulados, a Equação geral (4.35) é simplificada com:

$$\alpha_2 = 1; \alpha_3 = 0; \varepsilon = 1 \quad (4.37)$$

Depois de substituir os adimensionais (4.34-a e b) nas Equações (2.36) e (4.5), as equações adimensionalizadas para as componentes axial e radial são, respectivamente:

$$w' = w_1 r'^m \left(w_2 - w_3 \left(\frac{r'}{z'} \right)^{-2m} \right) \quad (4.38)$$

$$u' = u_1 z'^m \left(\frac{r'}{z'} \right)^{(1-m)} \quad (4.39)$$

$$\text{com } w_1 = \frac{C'_3 R_D^m}{V_0}, \quad w_2 = (2 + m) \alpha^{-2m},$$

$$w_3 = (2 - m) \left(\frac{R_D}{\ell} \right)^{-2m};$$

$$u_1 = \frac{2m C'_3 \ell^m}{V_0} \left(\frac{R_D}{\ell} \right)^{(1-m)} \quad (4.40)$$

e

$$v'_{ef} = c^2 r' \left| \frac{\partial y}{\partial r'} \right| \quad (4.41)$$

As condições de contorno são:

$$r'=0, y=0 \quad (4.42-a)$$

$$r'=1, y=0 \quad (4.42-b)$$

4.5.2- ESCOAMENTO DO AR COM A PRESENÇA DE PARTICULADOS

No caso do escoamento do ar com a presença de particulados, há duas regiões:

* na região isenta de particulados, $r' \leq 1-2h'$, onde $\varepsilon=1$, são válidas as equações de (4.37) a (4.41).

* região com a presença de particulados, tem-se na Equação (4.35):

$$\alpha_2 = 0; \alpha_3 = 1; \varepsilon = \varepsilon \quad (4.43)$$

sendo:

$$v'_{ef} = (1 - n)c^2y; \quad (4.44)$$

$$\alpha_4 = \frac{\rho_p F \ell}{\rho \varepsilon V_0}, \quad \alpha_5 = \frac{f_{atr} \|V\|}{4 V_0} \quad (4.45)$$

A partir da Equação (4.20), já adimensionalizada, pode-se escrever a seguinte equação para a *componente axial* de velocidade da fase fluida,

$$\frac{dw'}{dz'} = - \frac{w'}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dz'} \quad (4.46)$$

Porosidade. Da Equação (4.29) adimensionalizada:

$$\frac{d\varepsilon}{dz'} = - \frac{(1 - \varepsilon)}{w'_p} \frac{dw'_p}{dz'} \quad (4.47)$$

Componente axial da fase particulada. Da Equação (4.31) adimensionalizada:

$$w'_p \frac{dw'_p}{dz'} = \alpha_6 (w' - w'_p) + \alpha_7 - N' \sin(\alpha) - \alpha_8 w'_p \quad (4.48)$$

Componente tangencial da fase particulada. Da Equação (4.30) adimensionalizada:

$$w'_p \frac{dy}{dz'} = \alpha_6 (y - y_p) - \alpha_1 \alpha_8 \frac{y_p}{r'} \quad (4.49)$$

onde se têm os seguintes parâmetros adimensionais:

$$\alpha_6 = \frac{F\ell}{(1-\varepsilon)V_0}, \quad \alpha_7 = \frac{g\ell}{V_0^2},$$

$$\alpha_8 = N'f \frac{V_0}{\|V_p\|},$$

$$N' = \alpha_7 \sin \alpha + \alpha_1 \frac{V_p'^2}{r'} \cos \alpha \quad (4.50)$$

Com as condições de contorno:

Na entrada do ciclone:

$$z' = 1, \quad \begin{cases} w'_p = 0 \\ y_p = \left(\frac{w_p}{V_0} \right)_{\text{pneumático}} \end{cases} \quad (4.51)$$

Na região ocupada pelas partículas:

$$\text{para } r' \leq 1-2h'; \quad \varepsilon = 1 \quad (4.52-a)$$

$$\text{em } r' = 1; \quad \varepsilon = \varepsilon^* \text{ e } \begin{cases} y = w' = 0 \\ y_p = w'_p = 0 \end{cases} \quad (4.52-b)$$

O tempo de residência é calculado por:

A Equação (4.33) adimensionalizada é:

$$t = \frac{\ell}{V_0} \int_0^1 \frac{dz'}{w'_p} \quad \text{onde} \quad \overline{w'_p} = \frac{\int_{1-2h'}^1 (1-\varepsilon)w'_p r' dr'}{\int_{1-2h'}^1 (1-\varepsilon)r' dr'} \quad (4.53)$$

4.6- SOLUÇÃO DO MODELO PROPOSTO

Antes de apresentar o método de solução para o modelo apresentado, torna-se necessário mostrar a malha numérica adotada, assim como, as equações discretizadas.

4.6.1- A MALHA NUMÉRICA

A malha a ser adotada está representada na figura 4.1

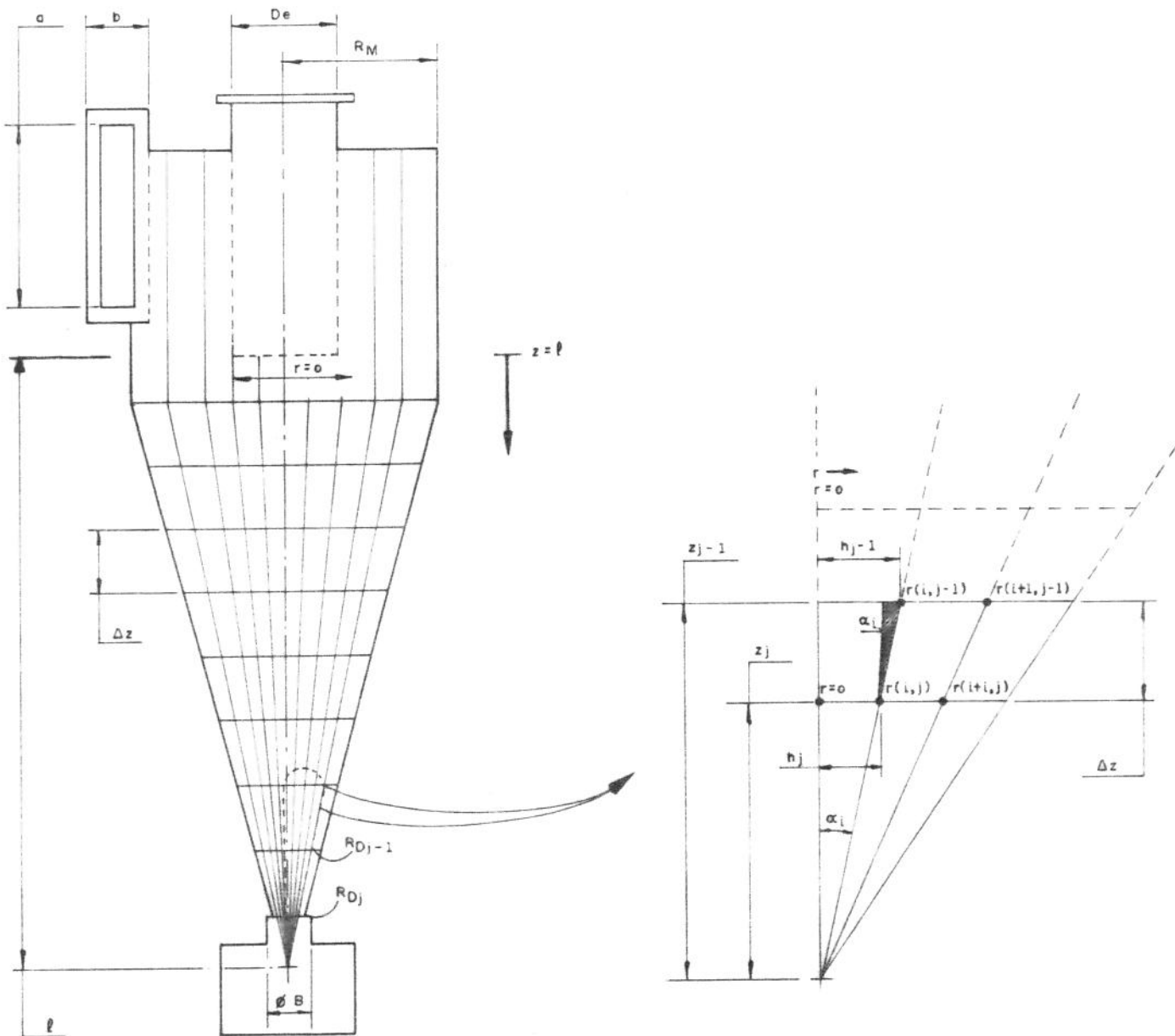


Figura 4.1-Malha numérica

Saliente-se que o ponto anterior para qualquer $r_{i,j}$ é aquele advindo da altura anterior, $r_{i,j-1}$; onde i , indica a direção radial e j , a direção axial.

Pela inspeção da região hachurada na figura (4.1), verifica-se por uma relação de triângulos que:

$$\frac{z_{j-1}}{\Delta z} = \frac{r_{i,j-1}}{(r_{i,j-1} - r_{i,j})} \quad \text{ou} \quad r_{i,j} = \left(1 - \frac{\Delta z}{z_{j-1}}\right) r_{i,j-1} \quad (4.54)$$

$$\text{Definindo } r_{i,j} = r'_{i,j} R_{D_j} \quad (4.55)$$

em que R_{D_j} é o raio máximo na altura j , vide figura (4.1), tem-se:

$$r'_{i,j} = \left(1 - \frac{\Delta z}{z_{j-1}}\right) \frac{R_{D_{j-1}}}{R_{D_j}} r'_{i,j-1} \quad (4.56)$$

A relação (4.56) pode ser estendida para qualquer ângulo α_j , onde $i=1, \dots, m$; sendo que para $i=m$ temos $\alpha_m = \alpha$, no que resulta:

$$R_{D_j} = \left(1 - \frac{\Delta z}{z_{j-1}}\right) R_{D_{j-1}} \quad \text{ou} \quad \left(1 - \frac{\Delta z}{z_{j-1}}\right) \frac{R_{D_{j-1}}}{R_{D_j}} = 1 \quad (4.57)$$

Depois de substituir (4.57) em (4.56), obtém-se:

$$r'_{i,j} = r'_{i,j-1} \quad (4.58)$$

A igualdade (4.58) indica a adimensionalização da coordenada radial pelo raio máximo do ciclone nas distâncias axiais consideradas.

Resta verificar o comportamento do passo da discretização radial h_j . Da figura 4.1,

$$\frac{h_{j-1}}{h_j} = \frac{z_{j-1}}{z_j} \quad \text{ou} \quad h_j = h_{j-1} \left(\frac{z_j}{z_{j-1}} \right) \quad (4.59)$$

Da análise do triângulo hachurado nesta figura, obtêm-se:

$$z_{j-1} = \left[\frac{r_{i,j-1}}{(r_{i,j-1} - r_{i,j})} \right] \Delta z \quad \text{e} \quad z_j = \left[\frac{r_{i,j}}{(r_{i,j-1} - r_{i,j})} \right] \Delta z \quad (4.60)$$

Substituindo (4.60) em (4.59) resulta:

$$h_j = \left(\frac{r_{i,j}}{r_{i,j-1}} \right) h_{j-1} \quad (4.61)$$

Utilizando-se da adimensionalização (4.55) em (4.61),

$$h_j = \left(\frac{R_{D_j}}{R_{D_{j-1}}} \right) \left(\frac{r'_{i,j}}{r'_{i,j-1}} \right) h_{j-1} \quad (4.62)$$

Da igualdade (4.58) em (4.62)

$$\frac{h_j}{R_{D_j}} = \frac{h_{j-1}}{R_{D_{j-1}}} \quad \text{ou} \quad h'_j = h'_{j-1} = h' \quad (4.63)$$

Assim como no caso anterior, a igualdade (4.63) indica o efeito de se adimensionalizar o passo radial, h , em uma determinada altura j , pelo raio máximo do ciclone nesta altura.

A aplicação imediata da igualdade (4.63) consiste em verificar o número de intervalos na direção radial. Uma das formas de se definir h é:

$$h_{j-1} = \frac{R_{D_{j-1}} - 0}{M_{j-1}} \quad \text{ou} \quad \frac{h_{j-1}}{R_{D_{j-1}}} = \frac{1}{M_{j-1}} \quad (4.64)$$

e

$$h_j = \frac{R_{D_j} - 0}{M_j} \quad \text{ou} \quad \frac{h_j}{R_{D_j}} = \frac{1}{M_j} \quad (4.65)$$

Das igualdades (4.64) e (4.65) obtém-se:

$$\frac{1}{M_{j-1}} = \frac{1}{M_j} = \frac{1}{M} \quad (4.66)$$

onde $M = \text{cte}$ para qualquer distância axial. Desta forma, conclui-se:

A adimensionalização por $R_D(z)$ é o suficiente para manter o mesmo número de intervalos, na direção radial, ao longo da coordenada axial.

4.6.2- DISCRETIZAÇÃO DA EQUAÇÃO DA COMPONENTE TANGENCIAL DE VELOCIDADE

A solução numérica da Equação Geral (4.35) será obtida pelo Método das Linhas. Este método consiste em discretizar o lado direito da Equação (4.35) na coordenada radial. Aplica-se, para a coordenada axial, um método de integração numérica. No presente trabalho, este método será o de Runge-Kutta-Gill

Na discretização da Equação (4.35), optou-se pela aplicação da discretização central modificada para o termo difusivo, e a discretização à esquerda (ou anterior) para o termo convectivo. Deste modo, obteve-se:

$$\frac{\partial y}{\partial z'} = \frac{\alpha_{1j}}{w'_{i,j}} \left\{ \frac{(r'v'_{ef}\varepsilon)_{i+0.5}}{r'_i} \frac{(y_{i+1} - y_i)}{h'^2} - \frac{(r'v'_{ef}\varepsilon)_{i-0.5}}{r'_i} \frac{(y_i - y_{i-1})}{h'^2} - \alpha_2 u'_{i,j} \frac{(y_i - y_{i-1})}{h'} - \alpha_3 [\alpha_{4ij}(y_i - y_{pi}) + \alpha_{5ij}y_i] \right\} \quad (4.67)$$

Substituindo segundo (4.37) e (4.43) têm-se, respectivamente:

* para o escoamento de ar limpo bem como para a região isenta de particulados :

$$(r'v'_{ef})_{i+0.5} = c^2 r'_{i+0.5} \left| \frac{y_{i+1} - y_i}{h'} \right| \quad \text{onde} \quad r'_{i+0.5} = \frac{r'_{i+1} + r'_i}{2} \quad (4.68-a)$$

$$(r'v'_{ef})_{i-0.5} = c^2 r'_{i-0.5} \left| \frac{y_i - y_{i-1}}{h'} \right| \quad \text{onde} \quad r'_{i-0.5} = \frac{r'_i + r'_{i-1}}{2} \quad (4.68-b)$$

* para o escoamento da mistura ar-partículas na região onde se encontram as partículas:

$$(r'\varepsilon v'_{ef})_{i+0.5} = [(r'\varepsilon)_{i+0.5}] (1-n) c^2 y_{i+0.5}, \quad \text{onde:}$$

$$(r'\varepsilon)_{i+0.5} = \frac{r'_{i+1}\varepsilon^* + r'_i\varepsilon}{2} \quad \text{e} \quad y_{i+0.5} = \frac{y_{i+1} + y_i}{2} \quad (4.69-a)$$

$$(r'\varepsilon v'_{ef})_{i-0.5} = [(r'\varepsilon)_{i-0.5}] (1-n) c^2 y_{i-0.5}, \quad \text{onde:}$$

$$(r'\varepsilon)_{i-0.5} = \frac{r'_{i-1}\varepsilon + r'_i\varepsilon}{2} \quad \text{e} \quad y_{i-0.5} = \frac{y_{i-1} + y_i}{2} \quad (4.69-b)$$

O tempo de residência será determinado por:

$$t = \frac{\ell}{V_0} \sum_0^1 t'_j \quad \text{sendo} \quad t'_j = \frac{\Delta z'}{w'_{p_i}} \quad (4.70)$$

A componente axial da velocidade média das partículas, na sua forma discretizada, é:

$$\overline{w'_{p_i}} = \frac{[(1 - \varepsilon)w'_p r']_{r'=1-h'}}{[(1 - \varepsilon)r']_{r'=1-h'} + [(1 - \varepsilon^*)r']_{r'=1}} \quad (4.71)$$

4.6.3- SOLUÇÃO NUMÉRICA DO MODELO

Estabelecidas as adimensionalizações e o sistema de discretização, é possível traçar um algoritmo, que está apresentado no *Apêndice C*, de maneira a possibilitar a solução do modelo proposto nesta tese.

A primeira etapa é definir o tipo de escoamento do ar. Esta definição está explícita nas constantes α_2 e α_3 da Equação discretizada (4.67).

Substituindo segundo o caso com (4.37) ou (4.43) e sabendo, através dos resultados experimentais da componente axial de velocidade (*Apêndice A*), que o parâmetro m situa-se no intervalo (4.12) ou (4.13), têm-se dois parâmetros que serão ajustados por intermédio da comparação entre os resultados calculados e experimentais.

* A constante estrutural c^2 é estimada conhecendo-se a distribuição experimental da componente tangencial de velocidade.

* O parâmetro ε^* será obtido por uma variação do método numérico de valor inicial: *Shooting Methods* (Davis, 1984). Este método parte do pressuposto que se conheça o valor final de uma determinada função desconhecendo-se, por outro lado, o valor inicial da sua variável independente.

No caso em questão, a função conhecida é o tempo de residência experimental ou uma correlação para o seu cálculo, enquanto o valor inicial da variável independente é ε^* . Desta maneira, a equação recorrente para a determinação de ε^* pode ser escrita como:

$$\varepsilon_k^* = \varepsilon_{k-1}^* - \frac{(\varepsilon_{k-1}^* - \varepsilon_{k-2}^*)}{(t_{k-1} - t_{k-2})}(t - t_{k-1}) \quad (4.72)$$

$k \rightarrow$ é o número de iterações

$t \rightarrow$ tempo de residência experimental ou obtido por correlações

Há de se notar na Equação (4.72) que o valor de t_k é obtido da Equação (4.70). Desta forma, quando $t_{k-1} \rightarrow t$, tem-se o valor de ε^* .

O algoritmo que ilustra o procedimento de cálculo está apresentado no *Apêndice C*.

4.6.4- ANÁLISE DA CONVERGÊNCIA DO MÉTODO NUMÉRICO

Tomando, para efeito de análise numérica, o escoamento do ar sem particulados, pode-se analisar a convergência do método nas coordenadas radial e axial.

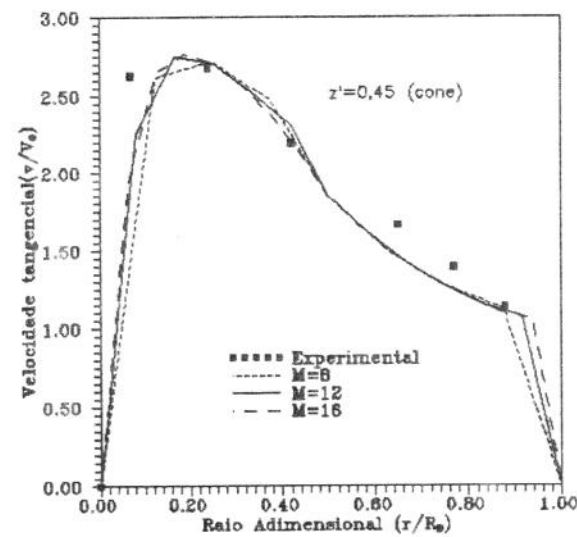
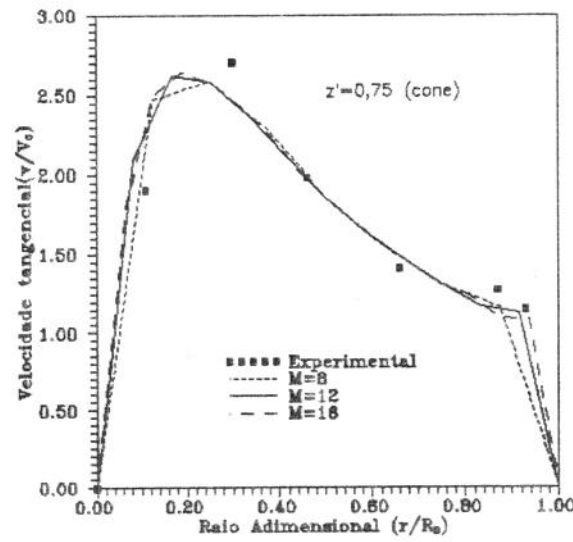
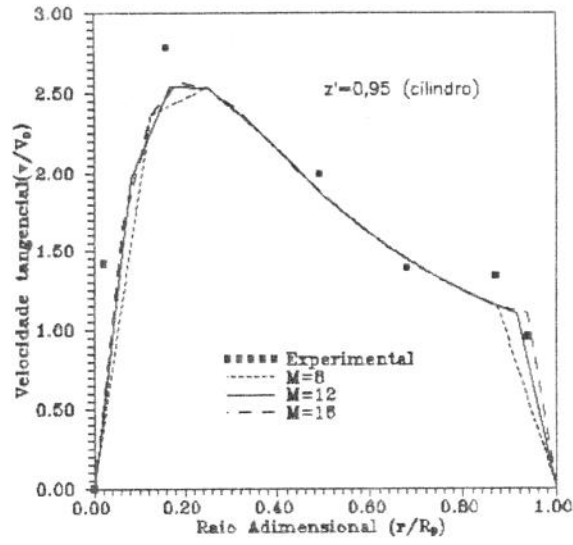
Nas figuras (4.2) é mantida fixa a discretização na direção axial com 100 intervalos ($L=100$ ou $\Delta z'=0,001$). São apresentados três níveis de altura no ciclone. O primeiro corresponde à seção cilíndrica e os demais à cônica.

Há de se observar nas figuras (4.2), onde se mostram os resultados obtidos com $M=6$, 12 e 16, que se obtém a convergência radial para um passo $h'=0,0625$. Um fato interessante é que, depois de manter o passo radial, não há variação com o número de intervalos na direção axial, $L=50$ e 100; figuras (4.3). Com base nestes resultados, no presente trabalho adotou-se $M=16$ e $L=100$. Foi realizado um estudo semelhante para o escoamento da mistura ar/partículas, onde verificou-se a convergência em $M=14$ e $L=100$.

Por conseguinte, verifica-se que a convergência do método é governada, portanto, pelo integrando da Equação (4.35). Esta pode ser posta como:

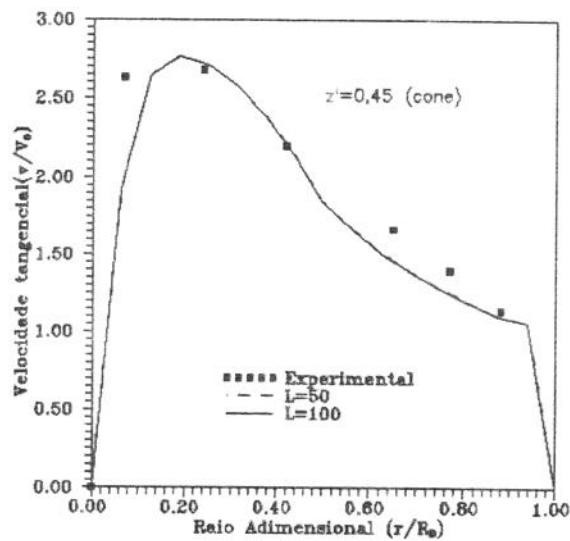
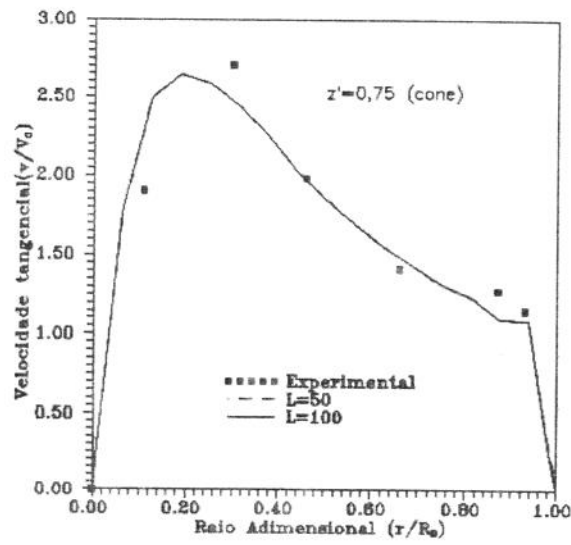
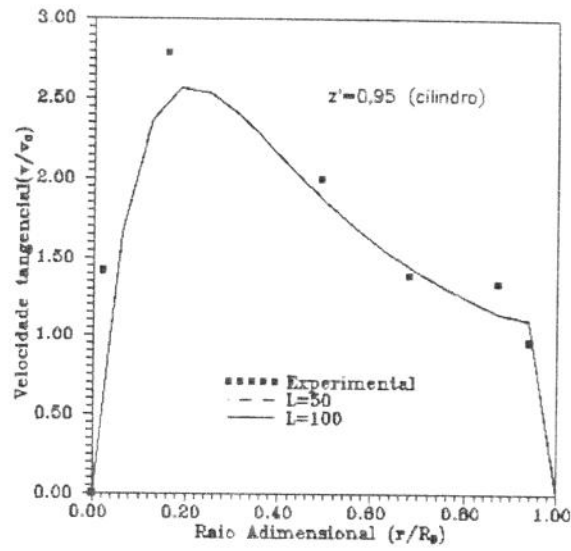
$$\frac{\partial y}{\partial z'} = f(r') \quad (4.73)$$

Este fato, inclusive, é uma das características do Método das Linhas, cuja dependência da convergência está associada à função $f(r')$.



Figuras 4.2- Análise da discretização radial
 Material: Ar Limpo; $V_0 = 5,38$ (m/s); $T_0 = 36$ (°C)

$$m=-1,4; c^2=0,0008; L=100$$



Figuras 4.3- Análise da discretização axial
Material: Ar Limpo; $V_0 = 5,38$ (m/s); $T_0 = 36$ (°C)

$$m=-1,4; c^2=0,0008; M=16$$

4.6.5- ANÁLISE PARAMÉTRICA

Ao se analisar a Equação (4.35), nota-se a existência de dois parâmetros: a constante estrutural c^2 e o expoente m .

Constante estrutural c^2

Esta constante, definida pela Equação (4.7), está fortemente ligada à turbulência. Isto ocorre, nitidamente, na zona de corpo rígido, local em que há níveis elevados de mistura.

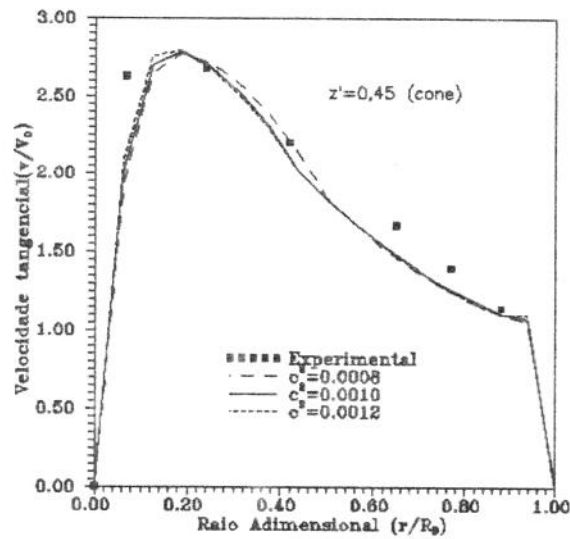
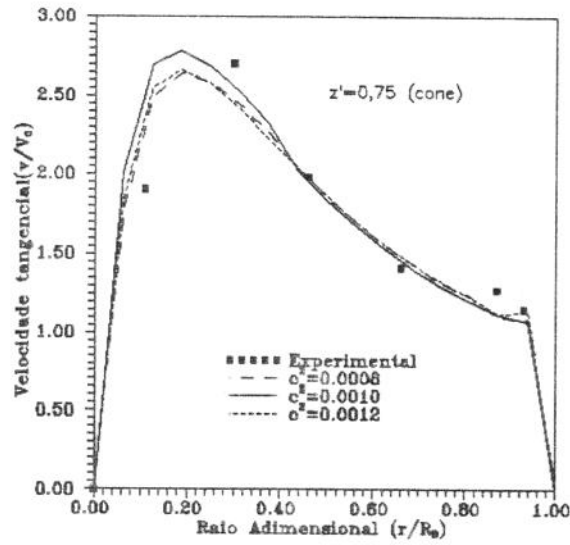
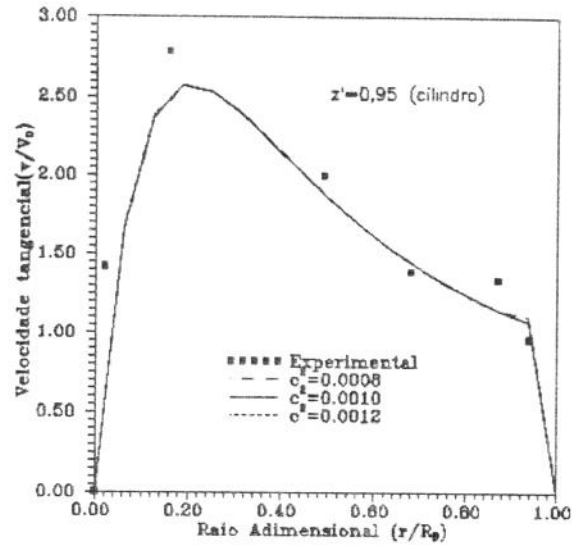
As figuras (4.4) apresentam a influência deste parâmetro no escoamento do ar sem a presença de particulados. Observa-se sua atuação principalmente na região cônica do equipamento. Para os valores testados, nota-se uma pequena variação dentro do intervalo de Duggins:

$$0,0008 < c^2 < 0,0012 \quad (2.43)$$

Na figura (4.5), por sua vez, é mostrado o comportamento deste parâmetro, onde o ar é alimentado com particulados na entrada do ciclone. Nota-se para esta situação, que a distribuição radial da componente tangencial de velocidade é mais sensível à constante estrutural. No estudo realizado para diversos casos, como aqueles apresentados no *Apêndice A*, obteve-se o seguinte intervalo para c^2 :

$$0,00008 < c^2 < 0,0005 \quad (4.74)$$

Nota-se ainda na figura(4.5) que os valores da componente tangencial de velocidade do ar com partículas de plástico, são maiores do que na situação em que as partículas são de vidro. Isto está associado à possível influência da massa específica do material no ajuste da constante estrutural e, por consequência, no grau de turbulência. Por outro lado, não se conseguiu observar, através do modelo, o efeito do diâmetro dos sólidos neste parâmetro.



Figuras 4.4- Influência da constante estrutural na componente tangencial de velocidade do ar limpo

$$V_0 = 5,38(\text{m/s}); T_0 = 36(^{\circ}\text{C})$$

$$m=-1,4; c^2=0,0008; M=16; L=100$$

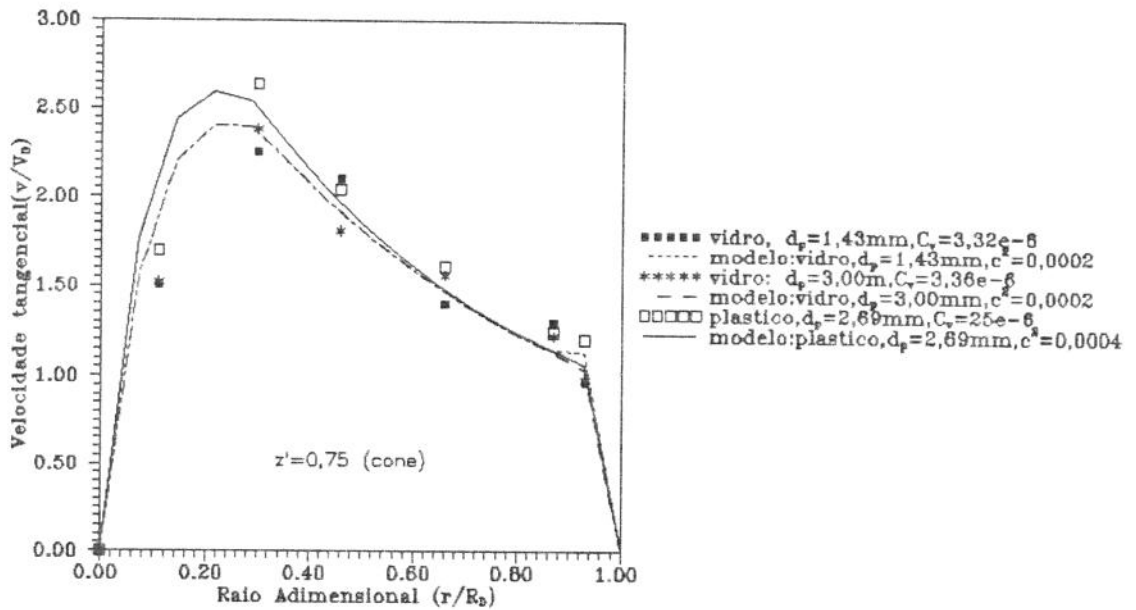


Figura 4.5- Influência da constante estrutural na componente tangencial de velocidade do ar com particulado

$$V_0 = 6,21(\text{m/s}); T_0 = 73(^{\circ}\text{C})$$

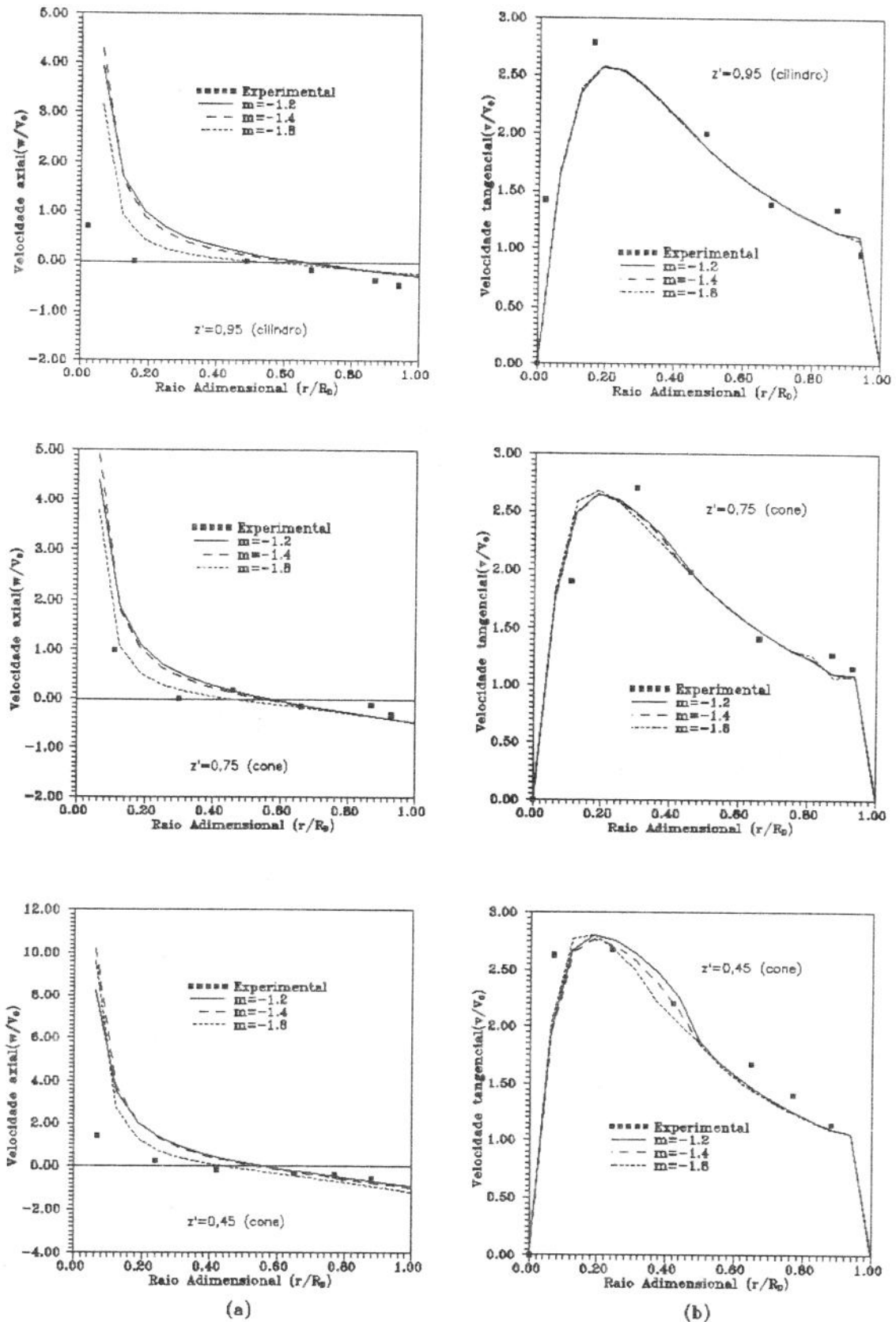
$$m=-1,6; M=14; L=100$$

O expoente m

Como mencionado anteriormente, este expoente pode ser considerado como um indicativo do ponto de inversão da direção da componente axial de velocidade.

À medida em que o módulo do expoente m é aumentado, a componente axial da velocidade nas proximidades da parede do ciclone aumenta, principalmente na seção cônica do aparelho, como pode ser observado nas figuras (4.6-a). Por outro lado, este aumento propicia um achatamento na distribuição radial da componente axial de velocidade. Este fenômeno afeta a componente tangencial de velocidade, conforme indica as figuras (4.6-b)

Tanto a influência do expoente m quanto da constante estrutural c^2 na distribuição da componente tangencial de velocidade, é notada de modo significativo na região cônica do ciclone. Isto se deve, em ambos os casos, a que nesta seção há uma aceleração do escoamento em virtude, entre outros, da geometria do equipamento.



Figuras 4.6- Influência do parâmetro de inversão de fluxo

a) Componente axial de velocidade; b) Componente tangencial de velocidade

Material: Ar Limpo; $V_0 = 5,38$ (m/s); $T_0 = 36$ (°C)

$m = -1,4$; $c^2 = 0,0008$; $M = 16$; $L = 100$

4.7- COMPARAÇÃO ENTRE OS RESULTADOS NUMÉRICOS E EXPERIMENTAIS

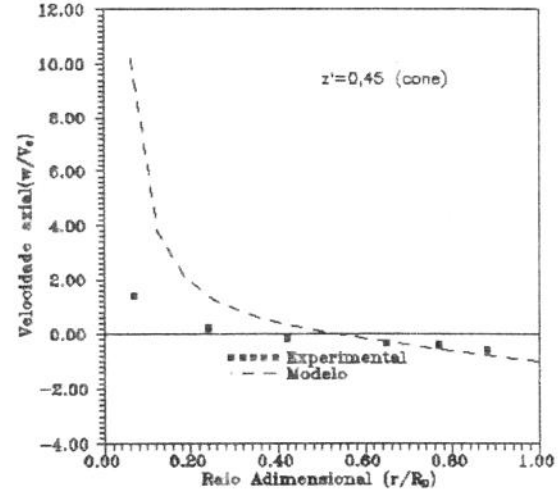
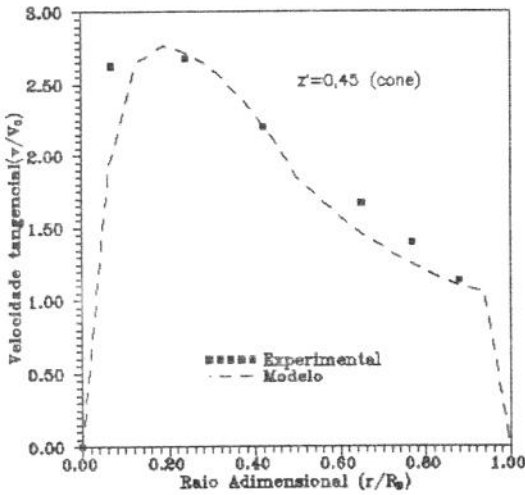
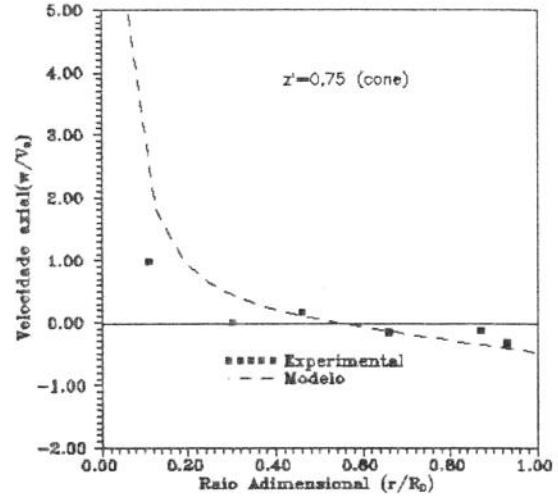
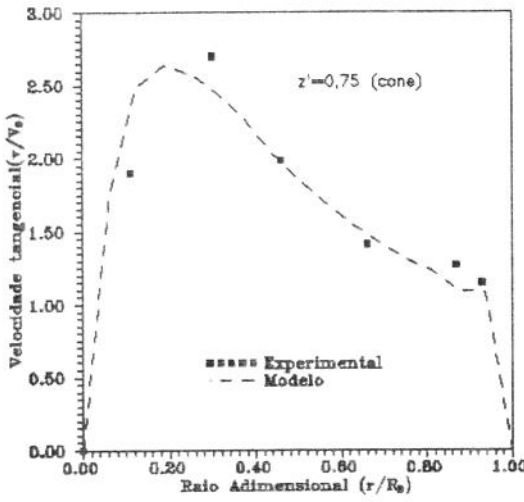
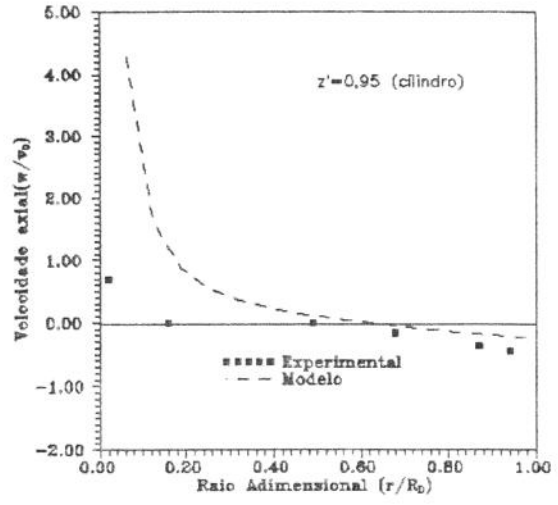
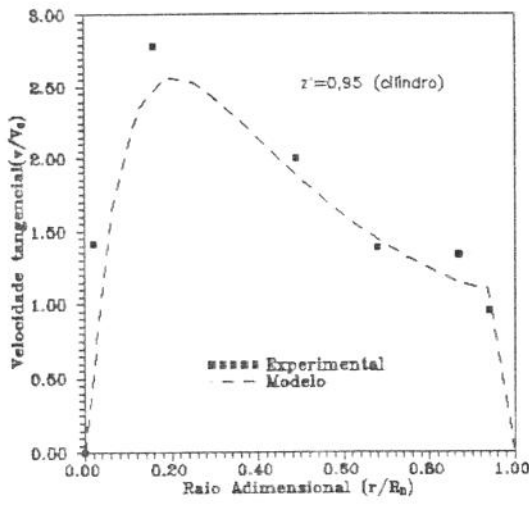
4.7.1- ANÁLISE DO CAMPO DE VELOCIDADE

Escoamento do ar sem a presença de particulados

As figuras 4.7 apresentam a comparação entre os resultados experimentais e aqueles advindos do modelo proposto.

Há de se observar nessas figuras que o modelo, através da Equação (4.2), descreve com boa precisão os resultados experimentais da componente tangencial de velocidade. Nota-se que, quando se dirige do topo à base do ciclone, existe um leve aumento nos valores desta componente. Isto se deve à aceleração, fruto de uma variação de área, que o escoamento sofre quando a massa fluida adentra na região cônica do aparelho.

No caso da componente axial de velocidade observa-se um distanciamento dos dados experimentais à medida em que se caminha em direção ao centro do ciclone. Este comportamento é resultante do modelo adotado por Davidson (1988), ao considerar que o fluido é invíscido, sem levar em conta a turbulência, o que conduz a uma solução tipo vórtice-livre, adequada somente para a região de fluxo descendente. No que diz respeito aos dados experimentais, é necessário assinalar que a medida da componente axial é afetada de maior erro devido ao seu pequeno valor (Anexo A).



(a)

(b)

Figuras 4.7- Distribuições de velocidades do ar

a) Componente tangencial de velocidade; b) Componente axial de velocidade

Material: Ar Limpo; $V_0 = 5,38$ (m/s); $T_0 = 36$ (°C)

$m=-1,3$; $c^2=0,0008$; $M=16$; $L=100$

Escoamento do ar com a presença de particulados

Nas figuras (4.8) são apresentados os resultados da simulação do transporte pneumático horizontal, para a microesfera de vidro de diâmetro igual a 1,43mm, de onde resultam os valores das velocidades do ar e das partículas, que serão condições de entrada para o ciclone. Como resultado da simulação apresentada no *Apêndice B*, observa-se na figura (4.8-a) a desaceleração da fase fluida na seção variável do duto pneumático, até permanecer constante na seção posterior. Há um aumento da velocidade da fase particulada, figura (4.8-b), que está sendo acelerada pela corrente de ar.

Nas figuras (4.9) são mostrados os resultados calculados para o escoamento do ar no interior do reator ciclônico, enquanto nas figuras (4.10) estão os resultados para a velocidade da fase particulada. Nessas duas figuras, a fase particulada é aquela descrita no parágrafo anterior. Desta maneira, o conjunto das figuras (4.8) à (4.10) ilustra a simulação de todo o sistema ciclônico, desde o transporte pneumático horizontal até o ciclone.

Nas figuras (4.11) e (4.12) são apresentados alguns resultados advindos da simulação do transporte pneumático e do ciclone para o escoamento do ar com partículas de vidro, $d_p = 3,00$ mm, e de plástico, respectivamente.

Observa-se, nessas figuras, comportamento semelhante ao apresentado quando o ar escoava isento de sólidos, figuras 4.7. Ainda das ilustrações, verifica-se que o modelo descreve de forma satisfatória os resultados experimentais da componente tangencial de velocidade junto à periferia do ciclone, o que valida as aproximações e considerações realizadas neste capítulo.

Em comparação com os resultados experimentais, nota-se uma boa descrição da componente tangencial, inclusive nas proximidades do eixo central do equipamento. A razão deste desempenho está associada à descrição adotada para a viscosidade cinemática turbilhonar, Equação (4.8).

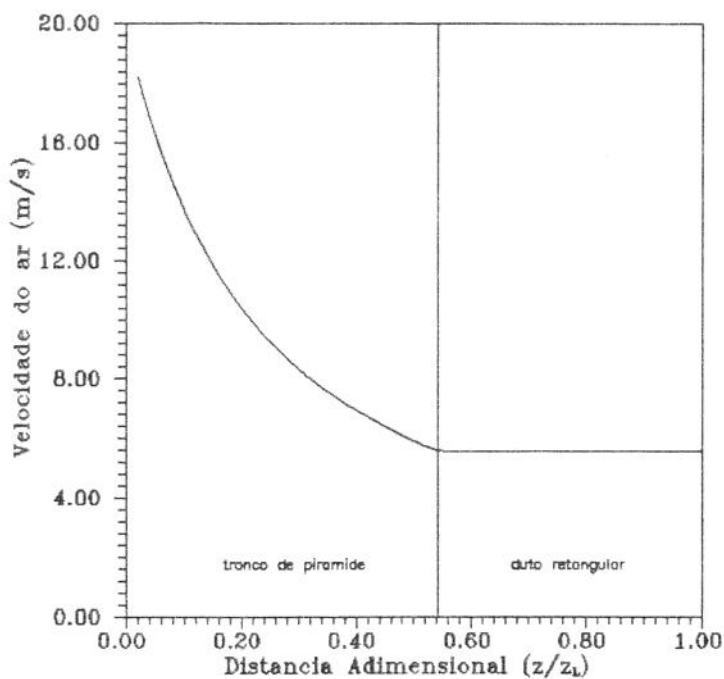
Na região central encontra-se o valor máximo da componente tangencial de velocidade, além disto, percebe-se o seu aumento à medida em que se caminha em direção à base do equipamento. Isto reflete a aceleração que o escoamento sofre ao fluir pela zona cônica do ciclone.

Há de se notar que o modelo prevê uma diminuição na aceleração da componente tangencial de velocidade do ar quando existe a presença de sólidos, levando a uma diminuição do seu valor, se comparado ao escoamento do ar isento de particulados. Numericamente isto está relacionado à presença do termo de atrito mistura/parede, Eq. (4.24-b), e ao efeito da constante estrutural c^2 , intervalo (4.74).

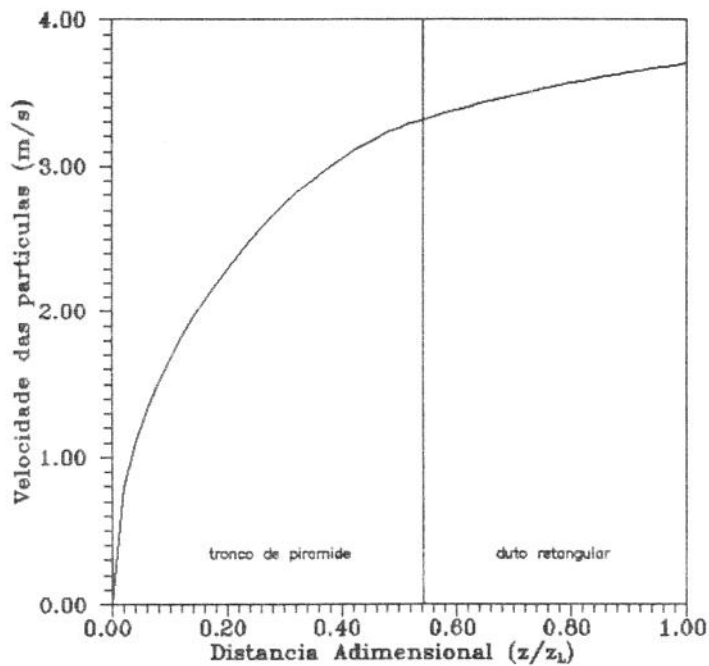
Este resultado indica que o aumento da concentração de sólidos na corrente de ar acarreta um aumento da concentração de particulados junto à periferia ciclônica, aumentando os efeitos de parede. Esses efeitos estendem-se ao corpo ciclônico levando ao decréscimo nos valores da componente tangencial de velocidade do ar.

No que se refere a componente axial de velocidade, verifica-se, analogamente ao escoamento de ar limpo, o distanciamento entre os resultados oriundos do modelo e empíricos, na região central do equipamento. As razões para este distanciamento são basicamente as mesmas que para o ar puro, conforme discutido no último parágrafo do item 4.2 do corrente capítulo.

O efeito decorrente do modelo assumir uma concentração localizada nas proximidades da parede do ciclone, não influencia tão-somente as componentes de velocidade do ar, mas o próprio escoamento da fase particulada e, por consequência, o tempo de residência das partículas no equipamento



(a)

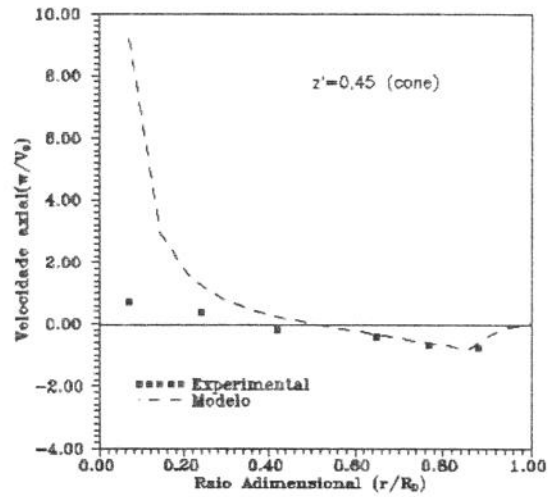
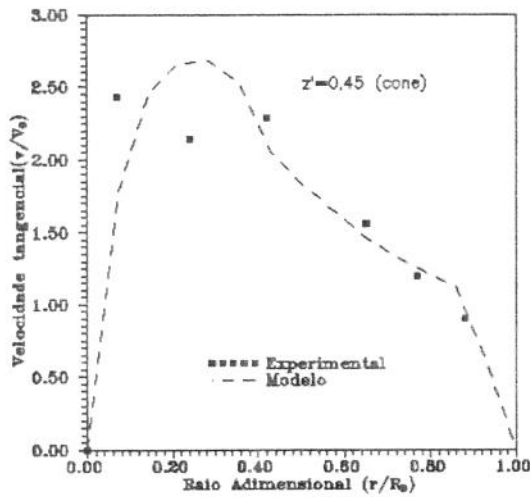
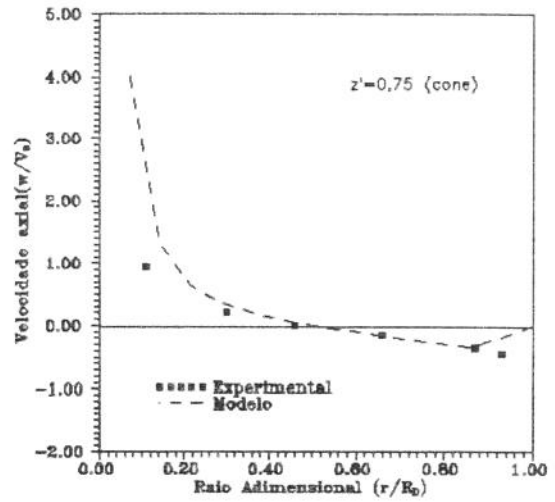
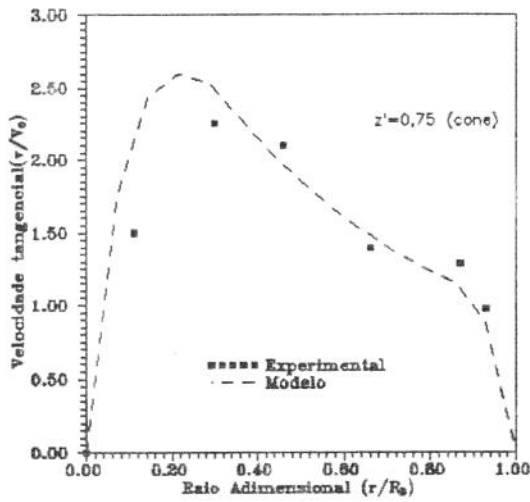
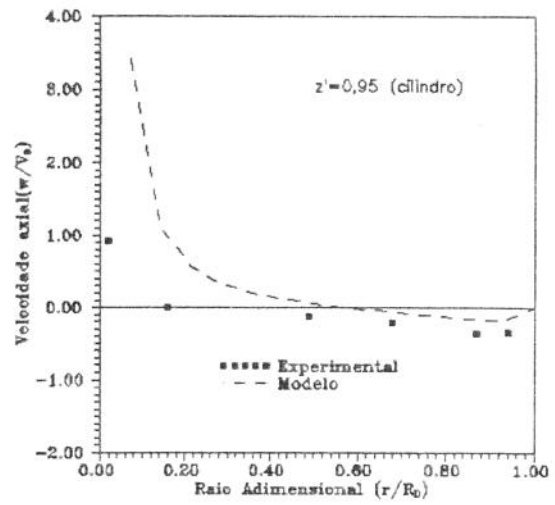
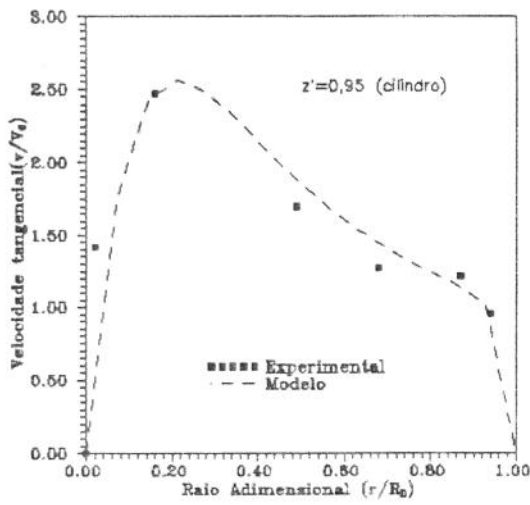


(b)

Figuras 4.8- Escoamento bifásico unidirecional no transporte pneumático horizontal

a) velocidade do ar, b) velocidade das partículas

 $V_0 = 6,21(\text{m/s}); T_0 = 73(^{\circ}\text{C}); L=100$ Material: Vidro; $d_p = 1,43(\text{mm}); C_V = 3,38 \times 10^{-6}$



(a)

(b)

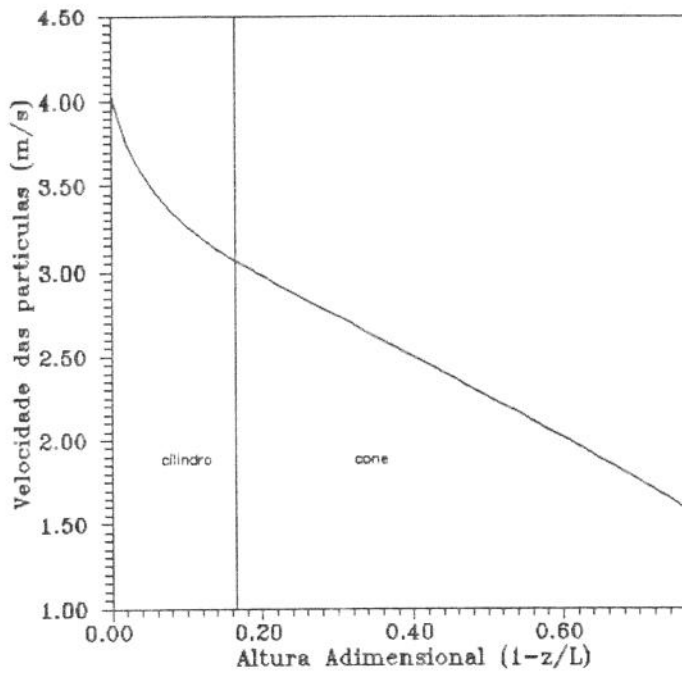
Figuras 4.9- Distribuições de velocidades do ar no reator ciclônico.

a) componente tangencial; b) componente axial

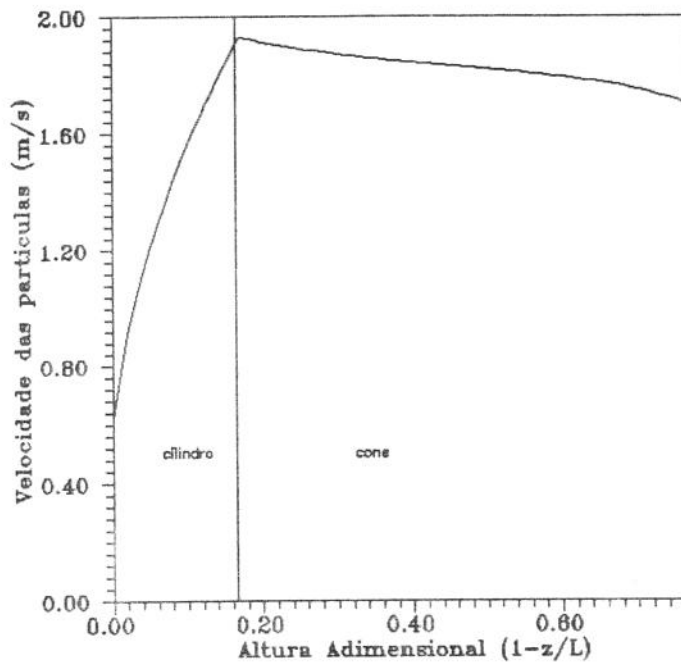
$$V_0 = 6,21 \text{ (m/s)}; T_0 = 73 \text{ (}^\circ\text{C)}$$

Material: Vidro; $d_p = 1,43 \text{ (mm)}$; $C_V = 3,38 \times 10^{-6}$

$$m = -1,6; c^2 = 0,0002; M = 14; L = 100$$



(a)



(b)

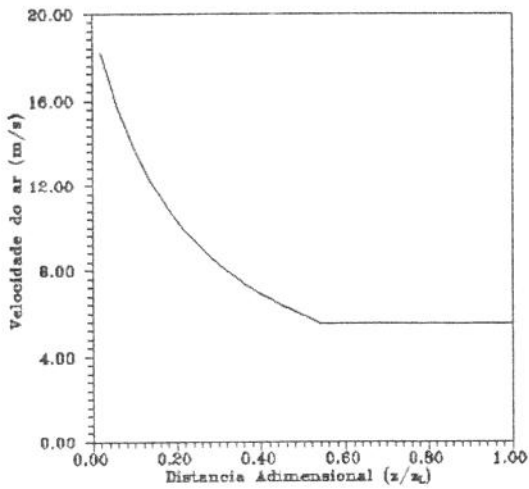
Figuras 4.10- Distribuições de velocidades das partículas no reator ciclônico em $r'=1-h'$.

a) componente tangencial; b) componente axial

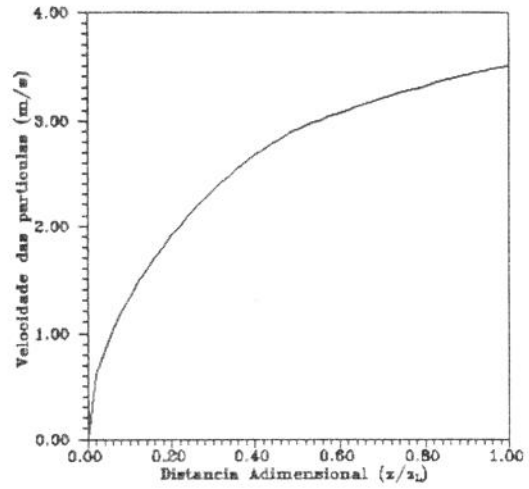
$$V_0 = 6,21(\text{m/s}); T_0 = 73(^{\circ}\text{C})$$

Material: Vidro; $d_p = 1,43(\text{mm})$; $C_V = 3,38 \times 10^{-6}$

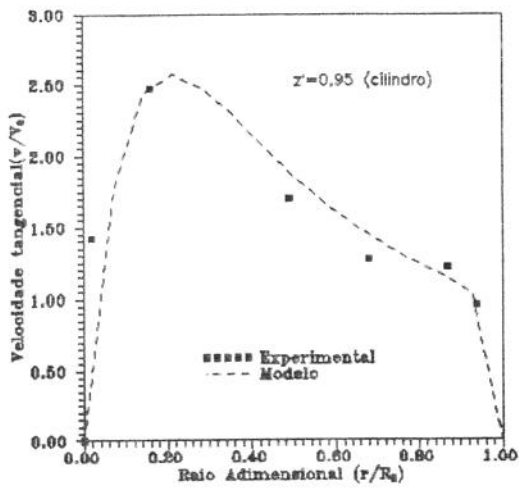
$$m=-1,6; c^2=0,0002; M=14; L=100$$



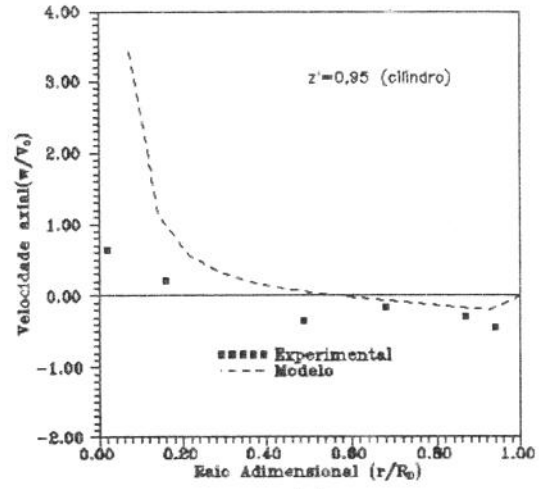
(a)



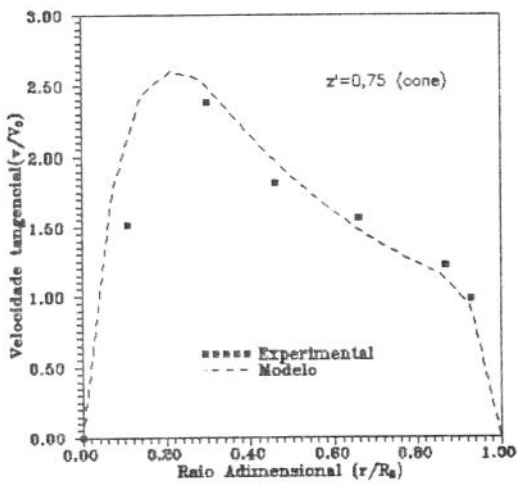
(a)



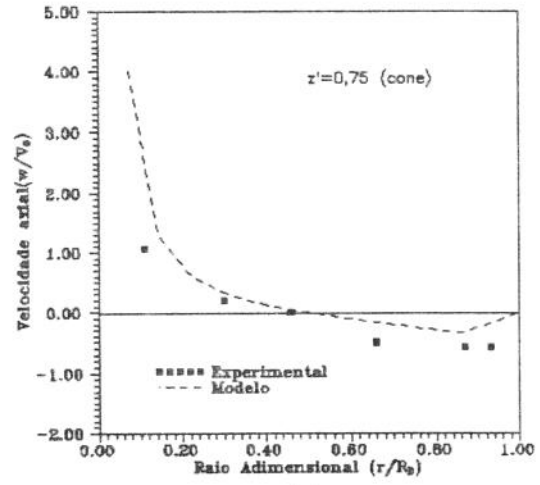
(b)



(b)



(b)



(b)

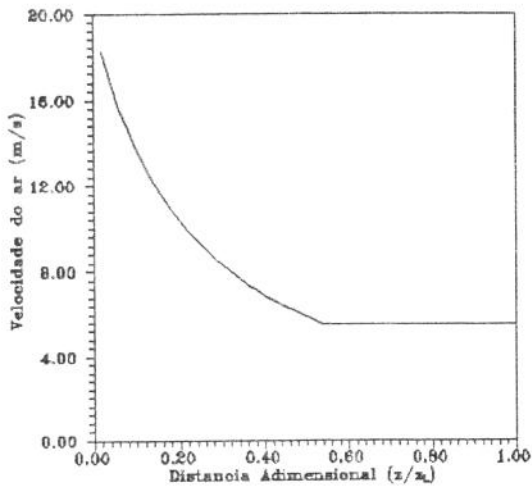
Figuras 4.11- Simulação do escoamento ar/partículas no sistema ciclônico.

a) transporte pneumático horizontal; b) ciclone

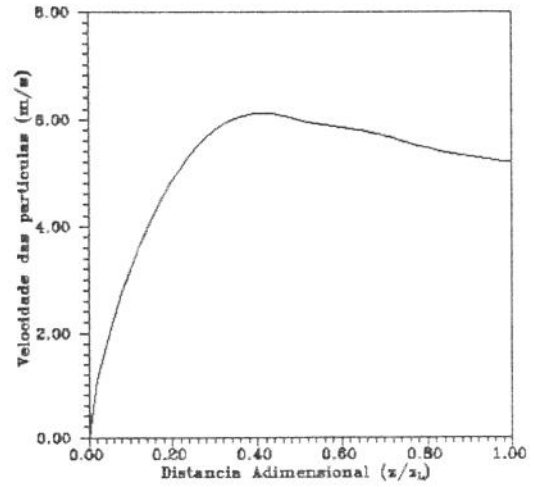
$$V_0 = 6, 10 \text{ (m/s)}; T_0 = 72 \text{ (}^\circ\text{C)}$$

Material: Vidro; $d_p = 3, 00 \text{ (mm)}$; $C_v = 3, 36 \times 10^{-6}$

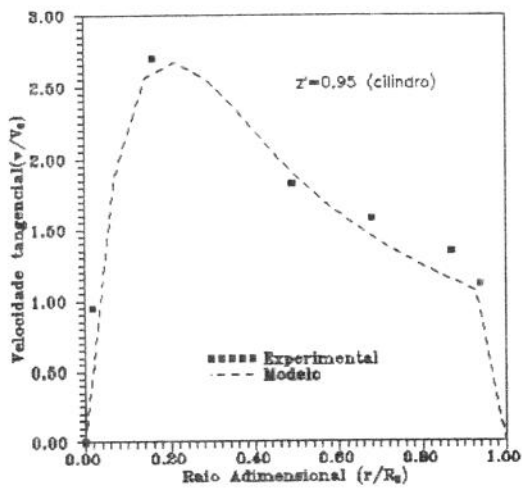
$$m = -1,6; c^2 = 0,0003; M = 14; L = 100$$



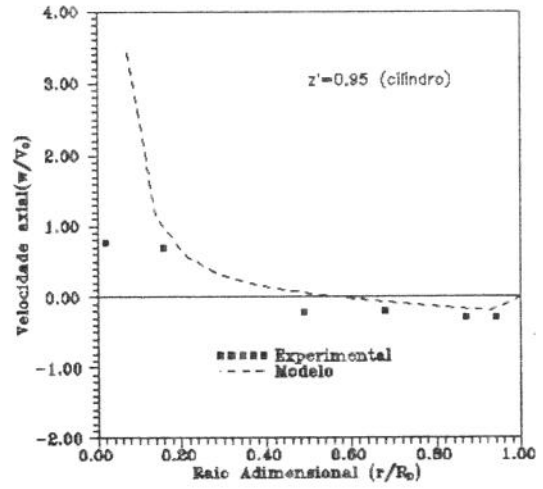
(a)



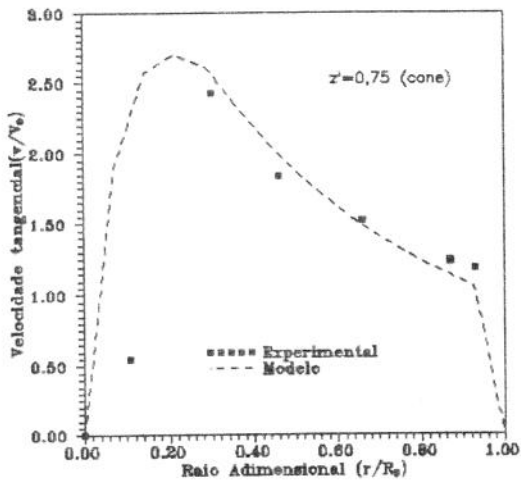
(a)



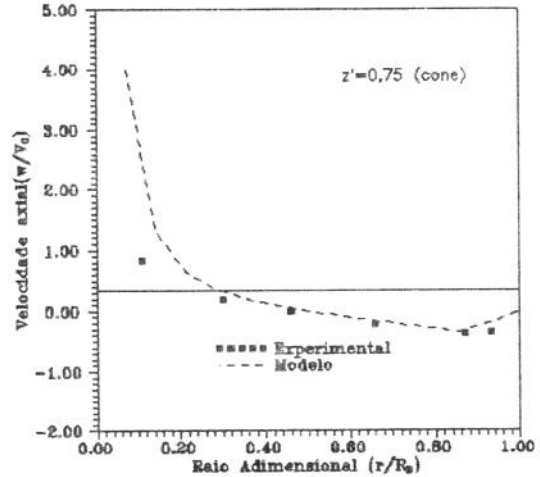
(b)



(b)



(b)



(b)

Figuras 4.12- Simulação do escoamento ar/partículas no sistema ciclônico.

a) transporte pneumático horizontal; b) ciclone

$$V_0 = 5,90 \text{ (m/s)}; T_0 = 35 \text{ (}^\circ\text{C)}$$

Material: Plástico; $d_p = 2,69 \text{ (mm)}$; $C_V = 24,8 \times 10^{-6}$

$$m = -1,6; c^2 = 0,0004; M = 14; L = 100$$

4.7.2- ANÁLISE DO TEMPO DE RESIDÊNCIA

Pela inspeção da figura (4.13) nota-se que o modelo proposto em conjunto com os parâmetros ajustados experimentalmente, permite obter uma boa descrição do fenômeno.

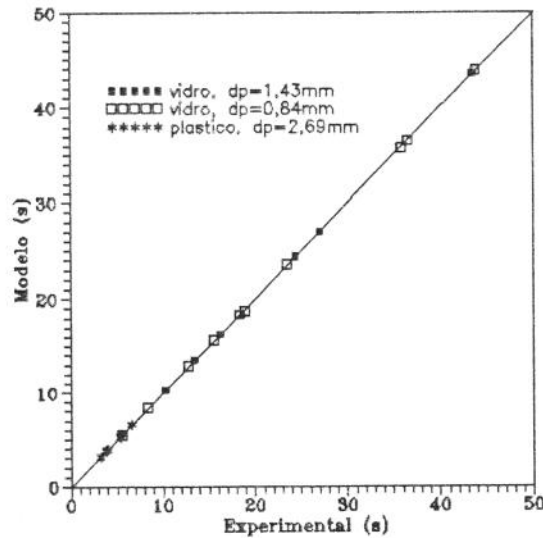


Figura 4.13- Tempo de Residência: comparação entre os resultados experimentais e aqueles advindos do modelo; $M=14$, $L=100$

Saliente-se que esta concordância está diretamente relacionada ao ajuste da porosidade ϵ^* . Nas figuras (4.14) são apresentadas as variações de ϵ^* com a concentração volumétrica das partículas na entrada do ciclone, para os materiais estudados.

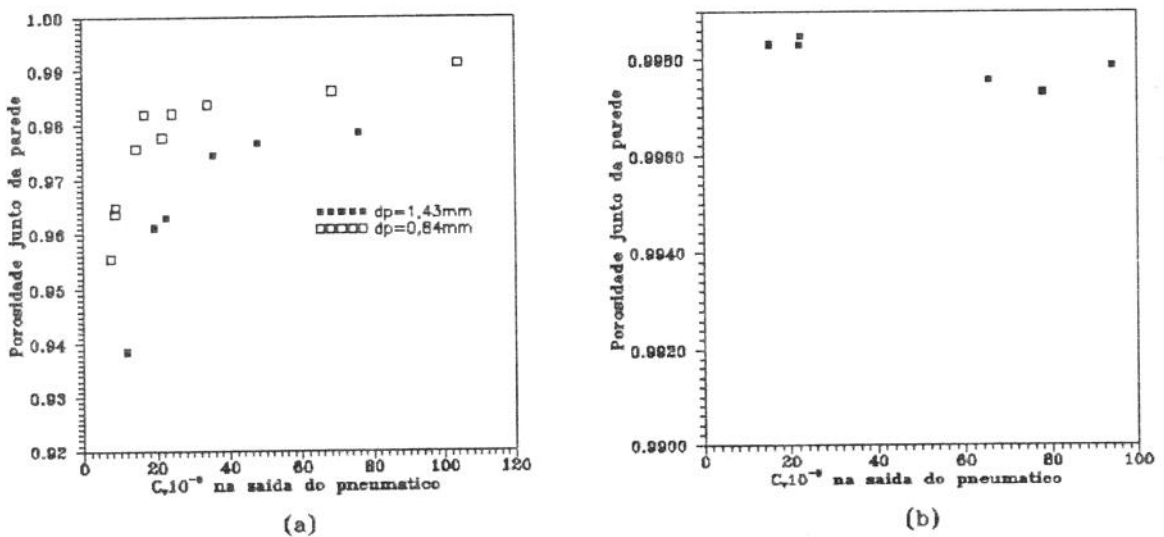


Figura 4.14- Ajuste da porosidade junto da parede do ciclone, ϵ^* .

a) microesferas de vidro: $f=0,1$; $m=-1,6$; $c^2=0,0002$; $M=14$; $L=100$

b) plástico: $f=0,5$; $m=-1,6$; $c^2=0,0002$; $M=14$; $L=100$

A figura (4.15) ilustra um estudo sobre o efeito da concentração volumétrica na entrada do ciclone na distribuição de concentração de sólidos na região em que se encontram. Esta região será caracterizada pela diferença de concentração ($C_v^* - C_v$), onde $C_v^* = 1 - \varepsilon^*$ e $C_v = 1 - \varepsilon_0$, sendo ε_0 calculado pela Equação (4.32-c). Há de se observar nesta figura que, à medida que aumenta a concentração volumétrica de sólidos na entrada do ciclone, a concentração ajustada perto da parede tende ao valor da concentração média calculada por (4.32-c), sendo esta coincidência maior para as partículas de menor densidade (plástico). Isto pode ser um indicativo que, com o aumento da concentração das partículas, elas tendem a se distribuir de forma uniforme, como aglomerados, acarretando um menor tempo de residência.

Neste sentido, a figura (4.15) mostra que a distribuição das partículas de plástico, na região em que estão concentradas, é mais homogênea do que a microesfera de vidro. Esta, por sua vez, é mais sensível ao efeito da concentração volumétrica de sólidos na entrada do ciclone.

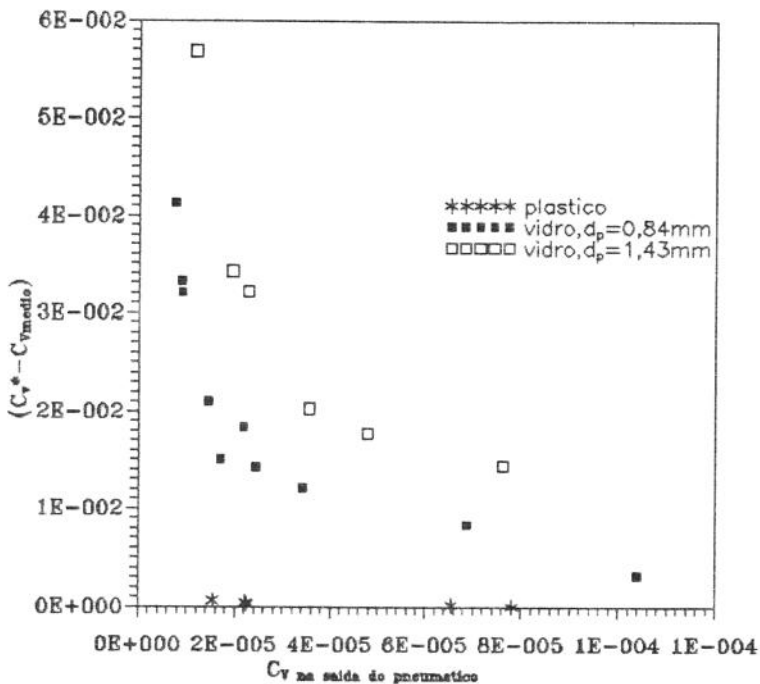


Figura 4.15- Efeito da concentração volumétrica das partículas na entrada do ciclone na distribuição de sólidos perto da parede.

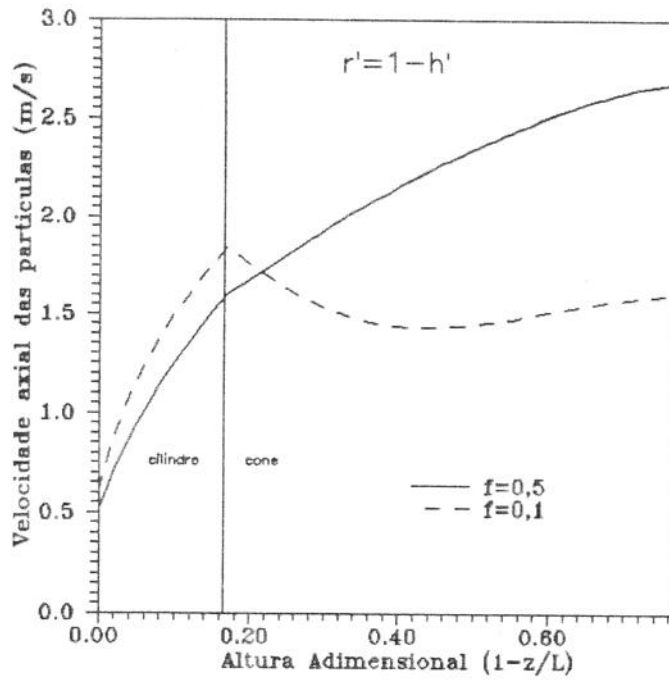
Além da concentração, as características físicas dos materiais de que são feitas as partículas bem como a parede do ciclone, podem influenciar o tempo de residência dos sólidos. Este efeito é traduzido no coeficiente de atrito mecânico.

Com a intenção de observar o efeito do atrito mecânico partícula-parede, foi realizada uma análise que está ilustrada nas figuras (4.16.). Essas figuras mostram as distribuições, ao longo da altura do ciclone, das componentes tangencial e axial de velocidade das partículas, para uma situação hipotética de dois materiais com diâmetro, massa específica e concentração volumétrica iguais, mas de coeficientes de atrito mecânico diferentes. Nota-se um comportamento que pode ser resumido no seguinte esquema:

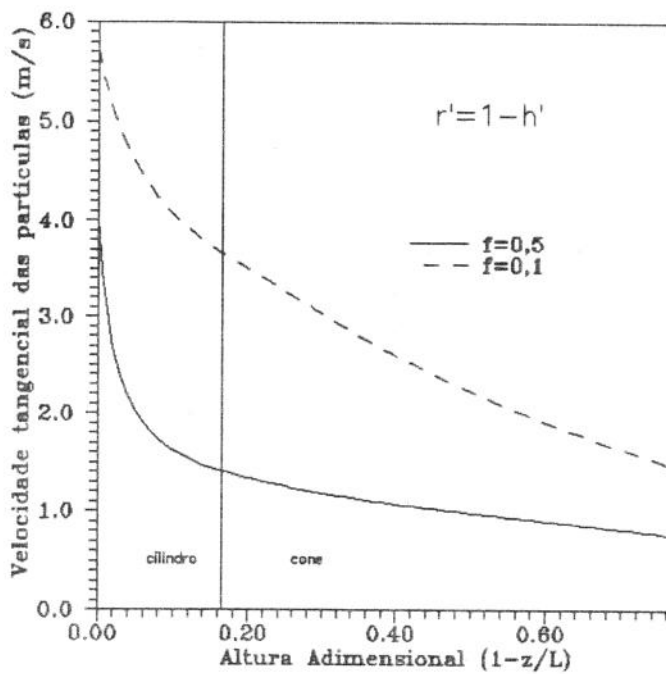
$$\uparrow f; \downarrow v_p; \uparrow w_p \rightarrow \downarrow t \quad (4.75)$$

Quando o coeficiente de atrito mecânico aumenta, a componente tangencial da velocidade das partículas diminui, enquanto a componente axial aumenta. Isto ocorre porque quanto maior é este fator, maior será a ação da parede em frear as partículas próximas a ela. Como decorrência, haverá uma diminuição na ação centrífuga, que é traduzida no escoamento das partículas por (v_p^2/r) , e que prende as partículas junto à parede. Por conseguinte, a componente axial de velocidade do particulado aumentará, diminuindo o seu tempo de residência no reator ciclônico.

Uma análise a ser feita quando se depara com as figuras (4.16) é quanto ao comportamento da componente axial de velocidade. Em ambas as figuras, nota-se que existe uma aceleração inicial que se prolonga, dependendo do material utilizado, até a seção cônica do ciclone, diminuindo à medida em que se dirige a sua base. Este fenômeno pode estar associado ao fato que, quando as partículas descem na seção cônica, atua a componente vertical da reação normal da parede, em consequência da geometria.



(a)



(b)

Figuras 4.16- Efeito do coeficiente de atrito mecânico partícula-parede.

- a) distribuição axial da componente axial da velocidade das partículas
 b) distribuição axial da componente tangencial da velocidade das partículas

$$V_0 = 5,38(\text{m/s}); T_0 = 36(^{\circ}\text{C})$$

$$\text{Material: Vidro; } d_p = 1,43(\text{mm}); C_V = 11,5 \times 10^{-6}$$

$$m=-1,6; c^2=0,0002; M=14; L=100$$

4.8- COMPARAÇÃO ENTRE OS RESULTADOS OBTIDOS NO MODELO DESENVOLVIDO COM AQUELES ADVINDOS DA LITERATURA

Devido a importância do estudo que praticamente inaugurou o estudo da *influência mútua entre as fases* no escoamento de ar com a presença de sólidos no ciclone, tomar-se-á o modelo de Parida e Chand (1980) para efeito de análise comparativa com o modelo proposto nesta tese.

O modelo de Parida e Chand (1980) é descrito pelas Equações (2.70) a (2.72) e (2.97) a (2.99-a). A solução numérica da Eq. (2.97) é fruto de uma discretização em forma de diferenças finitas, sendo resolvida através do método da eliminação de Gauss. A solução da Eq. (2.71), segundo os autores, advém da aplicação do método de integração Preditor-Corretor.

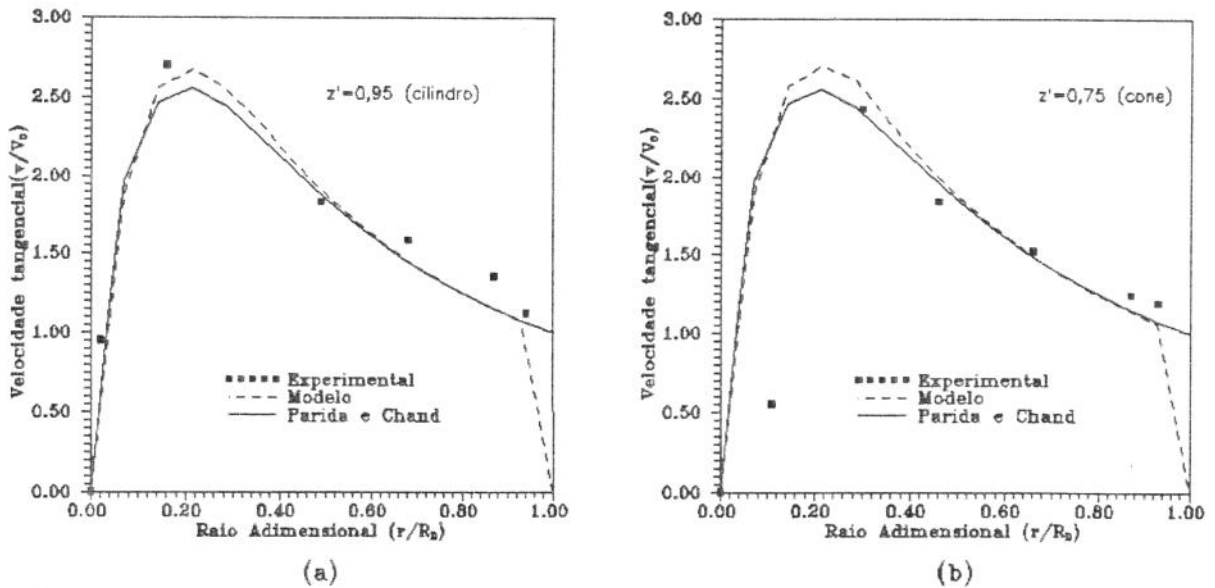
Desta maneira, foi desenvolvido um programa numérico de forma a resolver as Equações (2.71) e (2.97). O procedimento de cálculo pode ser encontrado no *Anexo B* desta tese.

Nas figuras (4.17) é mostrada uma análise comparativa entre o modelo proposto e o de Parida e Chand (1980), tendo como referência os resultados experimentais. Observa-se na seção cilíndrica quase a sobreposição dos resultados, exceto nos locais em que a componente tangencial atinge o seu valor máximo, e bem próximo à parede do ciclone (figura 4.17-a).

No caso do valor máximo, este desvio pode estar associado ao fato do modelo de Parida e Chand (1980) considerar a componente radial de velocidade do ar e viscosidade turbulenta constantes.

Há de se mencionar que esses autores trabalharam com uma câmara ciclônica cilíndrica, de modo que o seu modelo não considera a variação axial da componente tangencial de velocidade.

Já nas proximidades do raio máximo verifica-se um desvio entre os modelos. Isto decorre de que, neste local, Parida e Chand (1980) considerarem que o escoamento da região anular do ciclone estende-se até a parede do equipamento; enquanto o presente modelo assume, aí, velocidades nulas. Além disto, esses pesquisadores admitem que a concentração de sólidos mantenha-se uniforme em toda distribuição radial. No modelo proposto, por sua vez, admite-se uma região próxima a parede em que a porosidade está situada entre $\epsilon = \epsilon^*$ e $\epsilon = 1$.



Figuras 4.17- Comparação entre o modelo de Parida e Chand (1980) e o desenvolvido nesta tese.

a) seção cilíndrica; b) seção cônica
 $V_0 = 5,90$ (m/s); $T_0 = 35$ (°C);

Material: Plástico; $d_p = 2,69$ (mm); $C_V = 24,8 \times 10^{-6}$

$m=-1,6$; $c^2=0,0004$; $M=14$; $L=100$

Apesar da diferença quanto à distribuição de sólidos, verifica-se quase uma igualdade entre as distribuições dos valores da componente tangencial de velocidade obtidos pelos dois modelos na região de vórtice-livre, $0,3 < r' < 0,9$.

Por decorrência do parágrafo acima, verifica-se que as hipóteses de regime stokesiano proposta por Parida e Chand (1980), e regimes desde o stokesiano até o newtoniano, para o presente modelo, não exercem influências significativas nos resultados numéricos obtidos.

Além das diferenças retro citadas, cabe mencionar que Parida e Chand (1980) não se propõe calcular o tempo de residência das partículas; ao contrário do modelo proposto nesta tese.

De posse desses comentários pode-se verificar que o modelo proposto torna-se viável para a componente tangencial de velocidade. Para a componente axial, verificam-se desvios mais significativos, principalmente quando o escoamento aproxima-se do eixo central do equipamento.

**CAPÍTULO CINCO:
CONCLUSÕES E SUGESTÕES**

5.1- CONCLUSÕES

De posse dos resultados experimentais, verificou-se:

* A influência da concentração de sólidos no campo de velocidade do ar, notadamente na componente tangencial de velocidade. Este fato corrobora a constatação de outros pesquisadores [Yuu et alii (1978), Parida e Chand (1980) e Silva (1991)].

* O campo de velocidade do ar é mais sensível à presença das microesferas de vidro do que a dos materiais plásticos. Este efeito pode estar associado à massa específica dos sólidos. Por outro lado, não foi possível realizar uma análise mais completa devido à diferença dos diâmetros desses materiais.

* Em se tratando da componente axial de velocidade, constatou-se que sua medida é prejudicada pela precisão do instrumento utilizado, principalmente na região central do ciclone (*Anexo A*). Contudo, ela apresenta comportamento qualitativo análogo àquele encontrado na literatura [ter Linder, 1950].

* No que se refere ao tempo de residência das partículas, há de se mencionar que, devido à construção do ciclone, utilizou-se somente do Método de Sólidos Remanescentes para a sua determinação. Os valores encontrados estão em acordo com aqueles obtidos por Godoy (1989) e Silva (1991), para microesferas de vidro, e na mesma ordem de grandeza de outros pesquisadores.

Merece a atenção a influência da concentração volumétrica das partículas no seu tempo de residência, figuras (3.10). Para $C_v \geq 1,0 \times 10^{-4}$ existe praticamente independência do tempo de residência com a concentração volumétrica dos sólidos na entrada do equipamento. A diferença entre os resultados obtidos para o plástico e o vidro deve-se, portanto, as suas características físicas e as interações desses materiais com o da parede do ciclone.

O modelo proposto, assim como, o método numérico para a sua solução desenvolvidos nesta tese, mostraram um bom desempenho. Deste comportamento pode-se concluir:

* o equacionamento proposto permite obter perfis de velocidade tangencial muito próximo dos experimentais;

* a equação que descreve a componente axial de velocidade, com o ajuste de parâmetro m , mostrou-se adequada na região de escoamento descendente.

Como resultados das hipóteses formuladas, teve-se:

- * Partículas grandes ($d_p > 1\text{mm}$) e pesadas ($\rho_p > 2000\text{kg/m}^3$) quando entram no ciclone, mesmo a velocidades consideradas baixas ($V_0 < 10\text{m/s}$), atingem rapidamente à parede, permanecendo na sua adjacência.
- * Esta região apresenta-se com porosidade variável e com uma espessura muito menor do que raio máximo do equipamento, da ordem de um a três diâmetros de partícula.
- * Da figura 4.15, verifica-se que a variação de concentração nesta região se faz notada para concentrações baixas de sólidos na entrada do ciclone, $C_v \leq 1,0 \times 10^{-5}$. Existe uma tendência à homogeneização da porosidade à medida em que esta concentração aumenta.

Ainda como consequência do modelo, através da análise da componente axial de velocidade das partículas, figuras 4.16, observa-se que elas aceleram-se na seção cilíndrica, tendendo a um comportamento inverso na parte cônica do ciclone. Isto é um indicativo que os sólidos permanecem por mais tempo na seção cônica do aparelho. Este fenômeno foi visualizado por Lede et alii (1989).

Da simulação do escoamento das fases fluida e particulada, pode-se obter a estimativa do tempo de residência dos sólidos. Na literatura pesquisada não se têm notícias de um procedimento similar. Normalmente os tempos de residência são obtidos via correlacionamento de dados experimentais, como aqueles expressos nas correlações apresentadas na tabela 2.2.

Quanto ao desempenho da correlação proposta, Eq. 3.13, verificou-se sua boa aplicabilidade. É válido mencionar que esta expressão pode estar influenciada pelo escoamento das partículas no duto pneumático horizontal.

5.2- SUGESTÕES

No que se refere ao equipamento utilizado pode-se propor:

- * Instalação de um ventilador de maior porte, que permitiria realizar testes com diferentes faixas de velocidades.
- * Variação da distância do alimentador de sólidos em relação ao bocal de entrada do ciclone. Como decorrência, poder-se-ia avaliar este efeito na determinação do tempo de residência das partículas pelo Método de Sólidos Remanescentes.
- * No intuito de se determinar a variação de pressão no ciclone, sugere-se a instalação de equalizadores de fluxo antes do bocal de entrada do ciclone e tubo de saída do gás.
- * De forma a se analisar melhor as condições fluidodinâmicas das fase fluida e particulada na entrada do ciclone, caberia a instalação de tomadas de pressão ao longo do duto pneumático horizontal.

Para que se dê continuidade ao estudo da influência da presença de particulados no campo de velocidade do ar e no tempo de residência das partículas no interior do ciclone, sugere-se:

- * Ampliar o espectro do diâmetro e da concentração volumétrica da microesfera de vidro na entrada do ciclone.
- * Analisar o efeito da massa específica de materiais mais densos, como por exemplo, microesferas de aço ou chumbo.
- * Estender o estudo para particulados finos. Uma decorrência imediata desta sugestão seria o estudo experimental da eficiência de coleta do ciclone.

Modelo e Método Numérico

Quanto ao modelo e método numérico propostos têm-se as seguintes sugestões:

- * Devido à falta de dados experimentais na literatura pesquisada para particulados grossos e pesados, não foi possível aplicar o modelo fora dos resultados experimentais obtidos no presente trabalho. Por outro lado, através de condições de contorno adequadas sugere-se a sua extensão para a situação na qual o ciclone opere como separador. Para tanto, existe o trabalho experimental de Silva (1988) que pode ser uma fonte de comparação.
- * Um outro estudo, considerando os resultados experimentais obtidos nesta tese, é a comparação do desempenho numérico devido a utilização da malha de passo variável, figura 4.1, desenvolvida neste trabalho, com a malha de passo fixo normalmente utilizada por outros autores [Davidson, 1988-b; Silva, 1991].

O Reator Ciclônico

- * Como mencionado no início do terceiro capítulo, o equipamento desta tese operou anteriormente como um secador. Silva (1991) o utilizou sem o coletor de sólidos, disto resulta a sugestão de realizar experimentos nas mesmas condições das que foram utilizadas no presente trabalho, agora sem o coletor de sólidos. Esta sugestão decorre do fato de se verificar a influência do coletor de sólidos no campo de velocidades do ar. Isto é de grande valia em uma futura aplicação do reator ciclônico como, por exemplo, trocador de calor ou reator químico.
- * Visto o aparato experimental, mostrado na figura (3.1), estar isolado termicamente, bem como, provido de um sistema de aquecimento elétrico; sugere-se o estudo sobre a sua aplicação como trocador de calor, mais especificamente como aquecedor da corrente ar/partículas que escoam no ciclone.

Novos equipamentos:

* Há de se observar que as sugestões experimentais realizadas até então, podem ser desenvolvidas no aparato do LE/FEM/UNICAMP. Deste modo é válida a proposta da construção de novos ciclones de dimensões semelhantes, mas de características diferentes e que reportem configurações clássicas como Lapple e Stairmand. Por consequência, desenvolveriam-se estudos análogos aos que foram feitos nesta tese e comparariam-se os resultados. Estes resultados podem apresentar como ponto de referência o tempo de residência, perda de carga e a eficiência de coleta.

* Ainda na sugestão da construção de outras configurações ciclônicas, poder-se-ia construí-las com paredes transparentes. Por conseguinte, teria-se condições de visualizar a trajetória de sólidos. Além desta análise, determinaria-se o seu tempo de residência pelos Métodos da Distribuição do Tempo de Residência (DTR) e Fotográfico (Lede et alii, 1989).

REFÊRENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABRAHAMSON, J., MARTIN, C.G. e WONG, K.K. The Physical Mechanisms of Dust Collection in a Cyclone. Trans. Inst. of Chem. Eng., v. 56, p.168-177, 1978
- ALEXANDER, R., Mck. In: Aust. Inst. Min. & Metall. Proc., v. 152, p.203, 1949, apud BRADLEY, D. The Hydrocyclone, Pergamon Press, Oxford, 1965.
- BASKAKOV, A.P., DOLGOV, V.N., e GOLDOBIN, Yu.M. Aerodynamics and Heat Transfer of Cyclone with Particle Laden Gas, In: INTERNATIONAL CONFERENCE CIRCULATING FLUIDIZED BED TECHNOLOGY, Compiègne, Proceedings of the 2nd Int. Conf. on CFB, Compiègne: 1988, v.1, p. 106-113.
- BENEDICT, R.P. Fundamentals of Pipe Flow, John Wiley & Sons, New York, 1980, 531 p.
- BLOOR, M.L.G e INGHAM, D.B. Theoretical Investigation of the Flow in a Conical Hydrocyclone. Trans. Inst. of Chem. Eng., v.51, p. 36-41, 1973.
- BLOOR, M.L.G. e INGHAM, D.B. On the Efficiency of the Industrial Cyclones. Trans. Inst. of Chem. Eng., v.51, p. 173-176, 1973.
- BLOOR, M.L.G. e INGHAM, D.B. Theoretical Analysis of the Conical Hydrocyclone. Proc. of the First European Conference on Mixing and Centrifugal Separation, Bedford, England, 1974, E6.95-E6.106.
- BLOOR, M.L.G e INGHAM, D.B. Turbulent Spin in a Cyclone. Trans. Inst. of Chem. Eng., v. 53, p. 1-6, 1975.
- BLOOR, M.L.G. e INGHAM, D.B. Flow in Industrial Cyclones. Fluid Mechanics, v. 178, p.507-519, 1987.
- BOYSAN, F., AYERS, W.H. e SWITHEBANK, J. A Fundamental Mathematical Modelling Approach to Cyclone Design. Trans. Inst. of Chem. Eng. v. 60, p. 222-230, 1982.
- BOYSAN, F., WEBER, R. e SWITHEBANK, J. Modeling Coal-Fired Cyclone Combustor. Combustion and Flame, v.64, p.73-86, 1986.

- BRADLEY, D. The Hydrocyclone, Pergamon Press, Oxford, 1965.
- BRIGGS, L.W. In: Trans. Amer. Inst. Chem. Eng., 1946, v.42, p. 511 apud COMAS, M., COMAS, J., CHETRIT, C. e CASAL, J. Cyclone Pressure Drop and Efficiency with and without an Inlet Vane. Powder Technol., v.66, p. 143-248, 1991.
- CAPES, C.E., and NAKAMURA, K. In: Can. J. Chem. Eng., apud da SILVA, M.C.G. Dinâmica do Transporte Pneumático Vertical de Partículas. Campinas: Universidade Estadual de Campinas, 1984, Tese de Mestrado, 153 p.
- COMAS, M., COMAS, J., CHETRIT, C. e CASAL, J. Cyclone Pressure Drop and Efficiency with and without an Inlet Vane. Powder Technol., v.66, p. 143-248, 1991.
- CASAL, J. In: Actas V Jornadas de Fluidización, Oviedo, 1988, v.1, p.62-75 apud COMAS, M., COMAS, J., CHETRIT, C. e CASAL, J. Cyclone Pressure Drop and Efficiency with and without an Inlet Vane. Powder Technol., v.66, p. 143-248, 1991.
- CREMASCO, M.A. e NEBRA, S.A. Proposta de uma Correlação para a Predição da Queda de Pressão em Ciclones. In: 9º CONGRESSO BRASILEIRO DE ENGENHARIA QUÍMICA, Salvador, 1992, Anais do IX COBEQ, 1992, v.1, p. 139-146.
- CREMASCO, M. A., MOMPEAN da CRUZ, G. M. e NEBRA, S.A. Experimental Study of the Gas-Wall Heat Transfer in Cyclones. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON HEAT AND MASS TRANSFER IN ENERGY SYSTEMS AND ENVIRONMENTALS EFFECTS, Cancúm, México, 1993. Proc. of the International Symposium on Heat and Mass Transfer in Energy Systems and Environmentals Effects, 1993, v.1, p.346-350,
- CREMASCO, M.A. e NEBRA, S.A. Estudo Comparativo entre Modelos Analíticos para o escoamento em Ciclones. In: 19º ENCONTRO NACIONAL SOBRE ESCOAMENTO EM MEIOS POROSOS, São Carlos, 1992. Anais do XIX ENEMP, 1993, v.1, p.263-271.
- DAVIS, M.E. Numerical Methods and Modeling for Chemical Engineers. John Wiley & Sons, New York, 1984, 258 p.
- DAVIDSON, M.R. Similarity Solutions for Flow in Hydrocyclone. Chem. Eng. Sci., v.43, n.7, p.1573-1580, 1988.

- DAVIDSON, M.R. Numerical Calculations of Flow in a Hydrocyclone Operating without an Air Core. Apl. Math. Modelling, v. 12, n. 2, p. 119-128, 1988.
- DELMÉE, J.P. Manual de Medição de Vazão, Editora Edgard Blücher, São Paulo, 1983, 476 p..
- DUGGINS, R.K. e FRITH, P.C.W. Turbulence Anisotropy in Cyclone. Filtration and Separation, v.24, n.6, p.394-397, 1987.
- FERGUSON, J.W.J. Theoretical Aspects of a Pulp Suspension Flowing in a Conventional Hydrocyclone. Tappi Journal, p.125-128, 1988.
- FREIRE, J.T. e SARTORI, D.J.M. Tópicos Especiais em Secagem v.1, Editora da UFSCar, São Carlos, 1992, 330 p.
- GERALD, C.F. Applied Numerical Analysis, Addison-Wesley, London, 1970, 340p.
- GIDASPOW, D. e ETTEHADIED, B. Fluidization in Two-Dimensional Beds with a Jet. 2. Hydrodynamic Modeling. Ind. Eng. Chem. Fundam., v. 22, p. 193-201, 1983.
- GODOY, A.L. Estudo Teórico Experimental do Tempo de Permanência de Partículas em Ciclones de Gás. Campinas: Universidade Estadual de Campinas, 1989, Tese de Mestrado, 91 p.
- GODOY, A.L., SILVA, M.A. e NEBRA, S.A. Análise Experimental do Tempo de Permanência em Ciclones de Gás. In: 19º ENCONTRO NACIONAL SOBRE ESCOAMENTO EM MEIOS POROSOS, São Carlos, 1992. Anais do XIX ENEMP, 1993, v.1, p. 251-261.
- HSIEH, K.T. e RAJAMANI, R.K. Mathematical Model of the Hydrocyclone based on Physics of Fluid Flow. AIChE J., v.37, n. 5, p. 735-746, 1991.
- KANG, S.K., KWON, T.W., e KIM, S.D. Hydrodynamics Characteristics of Cyclone Reactors. Powder Technol. v.58, p.211-220, 1989.
- KLINZING, G.E. Gas-Solid Transport. McGraw-Hill Book Co., New York, 1981, 175 p.

- KNOWLES,S.R., WOODS,D.R. e FEUERSTEIN, I.A. The Velocity Distribution within a Hydrocyclone Operating without an Air Core. Can. J. of Chem. Eng.,v.51, p.263-271, 1973, apud DAVIDSON, M.R. Similarity Solutions for Flow in Hydrocyclone.Chem.Eng.Sci., v.43,n.7, p.1573-1580, 1988.
- LEBEDEV,V.Ya, BARULIN,E.P, ROMANOV,V.S. e MUKHIN,V.V.(1979). (Estudo Aerodinâmico do Escoamento Bifásico em Aparato Ciclônico). Izv.Vuzov.Chemika, v.22, n.9, p.1125-1130. (Em Russo)
- LEDE,J., LI,H.Z., SOULIGNAC,F. e VILLERMAUX,J. Le Cyclone Reacteur. Partie II: Mesure de la Distribution des Temps de Séjour de la Phase Solide. Chem.Eng. J., v.42, p.103-117, 1989.
- LEDE,J., LI,H.Z. e VILLERMAUX,J. Le Cyclone: Un Réacteu Chimique. Appllication à la Reaction de Décarbonatation de NaHCO_3 . Can.J.of Chem.Eng., v.70, p.1132-1142, 1992.
- LOMBARDI,G. Contribuição ao Estudo da Transferência de Calor em Ciclones. São Carlos: Universidade Estadual de São Paulo, 1991, Tese de Livre Docência,
- MINIER,J.P., SIMONIN,O. e GABILLARD,M. Numerical Modelling of Separators. Fluidized Bed Combustion-ASME, p.1251-1259, 1991.
- MOORE,D.F. Principles and Applications of Trybology, Pergamon Press, 1975, 388 p.
- MORI,T., SUGANUMA,A. e TANAKA,S. On Collection Efficiency of Gas Cyclone in Coarse Particle Range. J. of Chem. Eng. of Japan, v.1, n. 1, p. 82-86, 1968.
- NEALE, M.I. Trybology Handbook, Butterworths, London, 1973.
- NEBRA , S. A. Secagem Pneumática de Bagaço de Cana. Campinas: Universidade Estadual de Campinas, 1985, Tese de Doutorado, 121 p.
- NEBRA, S.A. Comunicação Pessoal, 1994.
- NEBRA,S.A. e SILVA,M.A. Secagem em Ciclones. In: FREIRE, J.T.; SARTORI,D.J.M.(eds.) Tópicos Especiais em Secagem, v. 1, p.176-210, 1992.

- NEPONYASKI, E.A. e PAVLOVSKI, V.V. Calculation of Velocity Field in a Hydrocyclone on the Laminar Analogy os Average Turbulent Flow. Theoretical Foundation of Chem. Eng., v. 13, n. 5, p. 787, 1979.
- OGAWA, A. Estimation of the Collection Efficiencies of Three Types of the Cyclones Dust Collectors from the Standpoint of the Flow Patterns in the Cylindrical Cyclone Dust Collectors. Bulletin of ASME, v.21, n.223, p.64-68, 1984.
- PARIDA, A. e CHAND, P. Turbulent Swirl with Gas-Solid Flow in Cyclone. Chem. Eng. Sci., v. 35, p. 949-954, 1980.
- PATTERSON, P.A. e MUNZ, R.J. Cyclone Collection Efficiencies at Very High Temperatures. Can. J. of Chem. Eng., v. 67, p. 321-328, 1989.
- PAVLOV, K.F., ROMANKOV, P.G. e NOSKOV, A.A. Problemas y Ejemplos para el Curso de Operaciones Basicas y Aparatos en Tecnologia Quimica. Ed. Mir, Moscou, 1981.
- RIETEMA, K. Performance and Design of Hydrocyclone: Parts I to IV . Chem. Eng. Sci., v. 15, , p. 303-309, 1961.
- ROCHA, S.C.S. Escoamento Sólido-Fluido em Seção Variável: Medidor Venturi para Misturas Sólido-Líquido. Campinas: Universidade Estadual de Campinas, 1983, Tese de Mestrado, 115 p.
- ROCHA, S.C.S Contribuição ao Estudo da Secagem Pneumática Vertical: Simulação e Influência dos Coeficientes de Transferência de Calor Gás-Partícula. São Paulo: Universidade Estadual de São Paulo, 1988, Tese de Doutorado, 257 p.
- ROWE, P.N. In: Trans. Inst. Chem. Eng., v.39, p.175, 1961, apud GIDASPOW, D. e ETTEHADIED, B. Fluidization in Two-Dimensional Beds with a Jet. 2. Hydrodynamic Modeling. Ind. Eng. Chem. Fundam., v. 22, p. 193-201, 1983.
- SCHIOZER, D. Mecânica dos Fluidos. Editora Araguaia, São Paulo, 1990, 593 p.
- SHEID, C.M. e MASSARANI, G. Influência da Concentração de Partículas no Desempenho de Ciclones a Gás. In: 9º CONGRESSO BRASILEIRO DE ENGENHARIA QUÍMICA, Salvador, 1992, Anais do IX COBEQ, 1992, v.1, p. 135-138.

- SHEPHERD, C.B. e LAPPLE, C.G. Flow Pattern and Pressure Drop in Cyclone Dust Collectors. Ind. and Chem. Eng., v.31, n. 8, p. 972-984, 1939.
- SHIH, Y., ARASTOPOUR, H. e WELL, S.A. Hydrodynamics Analysis of Horizontal Solids Transport. Ind. Eng. Chem. Fundam. v.21, p.37-43, 1982
- SILVA, R.J. Estudo Teórico e Experimental do Desempenho de Ciclones. Itajubá: Faculdade de Itajubá, 1988, Tese de Mestrado, 118 p.
- SILVA, M.A. . Estudo da Secagem em Ciclones. Campinas: Universidade Estadual de Campinas, 1991. Tese de Doutorado, 122 p.
- SILVA, M.A, GODOY, A. e NEBRA, S. A. Estudo Experimental da Variação do Campo de Velocidade do Fluido no Ciclone com a Concentração de Sólidos. In: 10º CONGRESSO BRASILEIRO DE ENGENHARIA MECÂNICA, Rio de Janeiro, 1989, Anais do X COBEM, 1989, v.1, p.351-354.
- da SILVA, M.G.C. Desenvolvimento de Unidade Experimental de Leito Fluidizado Circulante para o Estudo do Processo de Remoção do SO₂ na Combustão de Carvão Mineral com a Adição de Calcáreo. Campinas: Universidade Estadual de Campinas, 1994, Tese de Doutorado, 257 p.
- da SILVA, M.C.G. Dinâmica do Transporte Pneumático Vertical de Partículas. Campinas: Universidade Estadual de Campinas, 1984, Tese de Mestrado, 153 p.
- SMITH, G.D. Numerical Solution of Partial Differential Equations, 2 Ed., Clarendon Press, London, 1978, 304p.
- SOO, S.L. Vortex Flow Adjacent to a Stationary Surface. Appl. Sci. Res., v 28, p. 20-26, 1973.
- SOO, S.L. Particulate an Continuum, Multiphase Fluid Dynamics. Hemisphere Pub. Co., New York, 1989, 400 p.
- STAIRMAND, C.J. The Design and Performance of Cyclone Separators. Trans. Inst. of Chem. Eng. Volume 29, pages 356-383, 1951.

- STYLES,A.C. SYRED,N. e NAJIN, S.A. A Study of Modulatable Cyclone Combustors using Gaseous Fuel. J. of the Inst. of Energy, p. 159-168, 1979.
- SUDO, R. Relatório Técnico Processo n. 50021/90-2/EA/FV/PQ - CNPq, 1992.
- SZEKELY,J. e CARR,R. Heat Transfer in a Cyclone. Chem.Eng.Sci., v. 21, p. 1119-1132, 1966.
- ter LINDER,A.J. Investigations into Cyclone Dust Collectors. Proc. of the Inst. of Mech. Eng. J. v. 160, p. 233-251, 1950.
- YANG, W-C. In: Int. Powder and Bulk Solids Handling and Processing Conf. Exposition, Chicago, 1976, apud KLINZING,G.E. Gas-Solid Transport. McGraw-Hill Book Company, New York, 1981, 175 p.
- YANG,W-C. A Unified Theory on Dilute Phase Pneumatic Transport. J. of Bulk Solids Technol., p. 89-95, 1977.
- YEN,S.C., LU,W-M e SHUNG,S.C. Gas-Solid Heat Transfer in a Gas Cyclone. J.Chin.Inst.of Chem.Eng., v. 21, n. 4, p. 197-206,1990.
- YUU,S.,JOTAKY,T.,TOMITA,Y. e YOSHIDA,K. The Reduction of Pressure Drop due to Dust Loading in a Conventional Cyclone. Chem. Eng. Sci., v. 33, p. 1573-1580, 1979.
- ZERBINI,E.,J. Simulação Numérica do Escoamento em Câmaras Ciclônicas. In: 4º ENCONTRO NACIONAL DE CIÊNCIAS TÉRMICAS, Rio de Janeiro, 1991, Anais do IV ENCIT, 1991, p.609-612.
- ZHOU,L. e SOO, S.L. Gas-Solid Flow and Colletion of Solids in a Cyclone Separator. Powder Technol., v. 63, p. 43-53, 1990.

APÊNDICE A:
RESULTADOS EXPERIMENTAIS

APÊNDICE A: RESULTADOS EXPERIMENTAIS

A.1- COMPONENTES TANGENCIAL E AXIAL DE VELOCIDADE DO AR

Os resultados experimentais das componentes tangencial e axial de velocidades com ou sem a presença de sólidos em suspensão em uma corrente de ar na entrada do ciclone, são apresentados nas tabelas 4.1 a 4.9.

A construção dessas tabelas obedecem àquela mostrada na tabela 3.2. Na presente situação, para cada ponto nodal (r,z) há um valor para a componente tangencial, bem como, para a componente axial de velocidade, ambas adimensionalizadas pela velocidade média do ar na entrada do ciclone, esta calculada por:

$V_0 = QA_0$, onde Q, é a vazão de ar determinada pela Equação (3.3); e

$A_0 = a \times b = 0,014\text{m}^2$, área do bocal de entrada do ciclone.

Encontram-se no topo de cada tabela a velocidade, temperatura e massa específica do ar; a característica do sólidos, assim como, a concentração volumétrica desses na corrente ar quando da sua entrada no ciclone.

Tabela A.1- Resultados Experimentais de Velocidade do Ar
 Material: Ar Limpo,
 $V_0=5,38$ (m/s), $T_0= 36^\circ\text{C}$, $\rho=1,08$ (kg/m³)

Componente tangencial de velocidade (v/V_0)

z(m)	RD(m)	1	2	3	4	5	6
0.96	0.158	1.14	1.34	1.42	2.0	2.79	1.42
0.70	0.149	1.30	1.48	1.79	1.88	2.23	1.46
0.28	0.086	1.10	1.43	1.84	2.20	2.68	2.63

Componente axial de velocidade (w/V_0)

z(m)	RD(m)	1	2	3	4	5	6
0.96	0.158	-0.41	-0.36	-0.18	0.0	0.27	0.62
0.70	0.149	-0.33	-0.13	-0.16	-0.25	0.26	0.47
0.28	0.086	-0.56	-0.40	-0.32	-0.16	0.57	0.82

Tabela A.2- Resultados Experimentais de Velocidade do Ar

Material: Ar Limpo

 $V_0=6,20$ (m/s), $T_0= 35^\circ\text{C}$, $\rho=1,09(\text{g}/\text{cm}^3)$ Componente tangencial de velocidade (v/V_0)

z(m)	RD(m)	1	2	3	4	5	6
0.96	0.158	1.40	1.68	2.10	1.98	2.82	1.52
0.70	0.149	1.43	1.58	2.00	2.27	2.51	1.99
0.28	0.086	1.57	2.16	2.59	2.93	3.55	3.28

Componente axial de velocidade (w/V_0)

z(m)	RD(m)	1	2	3	4	5	6
0.96	0.158	-0.50	-0.30	-0.18	0.17	0.0	0.13
0.70	0.149	-0.52	-0.40	0.0	0.20	0.25	0.19
0.28	0.086	-0.73	-0.79	-0.68	-0.47	-0.31	1.20

Tabela A.3- Resultados Experimentais de Velocidade do Ar
Material: Ar Limpo

$V_0=5,89$ (m/s), $T_0= 153^\circ\text{C}$, $\rho=1,09(\text{g}/\text{cm}^3)$

Componente tangencial de velocidade (v/V_0)

z(m)	RD(m)	1	2	3	4	5	6
0.96	0.158	0.91	1.72	1.98	2.23	3.16	1.38
0.70	0.149	0.99	1.18	1.68	1.91	2.59	1.65

Componente axial de velocidade (w/V_0)

z(m)	RD(m)	1	2	3	4	5	6
0.96	0.158	-0.80	-0.46	-0.17	-0.19	0.27	0.12
0.70	0.149	-0.37	-0.33	-0.31	0.0	0.47	0.99

Tabela A.4- Resultados Experimentais de Velocidade do Ar
Material: Ar Limpo

$V_0=6,07$ (m/s), $T_0= 93^\circ\text{C}$, $\rho=1,095(\text{g}/\text{cm}^3)$

Componente tangencial de velocidade (v/V_0)

z(m)	RD(m)	1	2	3	4	5	6
0.96	0.158	1.28	1.02	1.59	2.10	2.51	0.93
0.70	0.149	0.88	1.63	1.86	2.46	2.59	0.23

Componente axial de velocidade

z(m)	RD(m)	1	2	3	4	5	6
0.96	0.158	-0.47	-0.37	-0.28	-0.18	0.22	0.34
0.70	0.149	-0.32	-0.29	-0.16	0.0	0.27	0.70

Tabela A.5- Resultados Experimentais de Velocidade do Ar
 Material: Mistura Ar/Partículas; Sólido:Plástico, $C_v=28,8 \times 10^{-6}$
 $V_o=6,29$ (m/s), $T_o= 35^\circ\text{C}$, $\rho=1,095(\text{g}/\text{cm}^3)$

Componente tangencial de velocidade (v/V_o)

z(m)	RD(m)	1	2	3	4	5	6
0.96	0.158	1.0	1.25	1.34	1.83	2.60	1.20
0.70	0.149	1.19	1.24	1.52	1.84	2.20	1.40

Componente axial de velocidade

z(m)	RD(m)	1	2	3	4	5	6
0.96	0.158	-0.52	-0.24	-0.14	-0.32	0.54	0.66
0.70	0.149	-0.34	-0.38	-0.21	0.0	0.20	0.80

Tabela A.6- Resultados Experimentais de Velocidade do Ar
 Material: Mistura Ar/Partículas; Sólido: Plástico, $C_v=54,0 \times 10^{-6}$
 $V_o= 5,36$ (m/s), $T_o= 36^\circ\text{C}$, $\rho=1,08(\text{g}/\text{cm}^3)$

Componente tangencial de velocidade (v/V_o)

z(m)	RD(m)	1	2	3	4	5	6
0.96	0.158	1.07	1.20	1.48	1.79	2.50	1.15
0.70	0.149	1.10	1.19	1.50	1.78	1.90	1.39
0.28	0.086	0.90	1.30	1.60	2.03	2.10	1.99

Componente axial de velocidade (w/V_o)

z(m)	RD(m)	1	2	3	4	5	6
0.96	0.158	-0.41	-0.27	-0.16	-0.17	0.73	0.54
0.70	0.149	-0.63	-0.46	-0.52	-0.38	0.20	0.53
0.28	0.086	-0.54	-0.68	-0.40	-0.10	0.73	0.93

Tabela A.7- Resultados Experimentais de Velocidade do Ar
 Material: Mistura Ar/Partículas; Sólido: Plástico, $C_v=1,99 \times 10^{-6}$
 $V_o= 6,21$ (m/s), $T_o= 72^\circ\text{C}$, $\rho=1,08(\text{g}/\text{cm}^3)$

Componente tangencial de velocidade (v/V_o)

z(m)	RD(m)	1	2	3	4	5	6
0.96	0.158	1.12	1.30	1.38	1.90	2.63	1.30
0.70	0.149	1.15	1.30	1.68	1.80	2.20	1.36
0.28	0.086	1.07	1.41	1.82	2.17	2.38	2.09

Componente axial de velocidade (w/V_o)

z(m)	RD(m)	1	2	3	4	5	6
0.96	0.158	-0.15	-0.17	-0.09	0.22	0.40	0.37
0.70	0.149	-0.43	-0.36	-0.51	-0.18	0.22	0.88
0.28	0.086	-0.39	-0.37	-0.19	0.0	0.38	0.36

Tabela A.8- Resultados Experimentais de Velocidade do Ar
 Material: Mistura Ar/Partículas; Sólido: Plástico, $C_v=23,8 \times 10^{-6}$
 $V_o= 5,82$ (m/s), $T_o= 72^\circ\text{C}$, $\rho=1,097(\text{g}/\text{cm}^3)$

Componente tangencial de velocidade

z(m)	RD(m)	1	2	3	4	5	6
0.96	0.158	1.41	1.43	1.63	2.36	2.77	0.61
0.70	0.149	1.20	1.24	1.61	2.04	2.64	1.70

Componente axial de velocidade (w/V_o)

z(m)	RD(m)	1	2	3	4	5	6
0.96	0.158	-0.31	-0.29	-0.19	-0.21	0.54	0.77
0.70	0.149	-0.33	-0.24	-0.15	0.0	0.40	0.84

Tabela A.9- Resultados Experimentais de Velocidade do Ar

Material: Mistura Ar/Partículas; Sólido: Microesfera de vidro, $d_p=3.00(\text{mm})$, $C_v=3,32 \times 10^{-6}$
 $V=6,27 (\text{m/s})$, $T_o= 72^\circ\text{C}$, $\rho=1,097(\text{g/cm}^3)$

Componente tangencial de velocidade (v/V_o)

z(m)	RD(m)	1	2	3	4	5	6
0.96	0.158	0.97	1.05	1.61	1.95	2.77	0.76
0.70	0.149	0.98	1.22	1.61	1.81	2.38	1.52

Componente axial de velocidade

z(m)	RD(m)	1	2	3	4	5	6
0.96	0.158	-0.44	-0.28	-0.15	-0.34	0.21	0.64
0.70	0.149	-0.47	-0.57	-0.50	0.0	0.21	1.07

Tabela A.10- Resultados Experimentais de Velocidade do Ar

Material: Mistura Ar/Partículas; Sólido: Microesfera de vidro, $d_p=1,43(\text{mm})$,
 $C_v=1,43 \times 10^{-6}$, $V_o=5,89 (\text{m/s})$, $T_o= 93^\circ\text{C}$, $\rho=1,11(\text{g/cm}^3)$

Componente tangencial de velocidade (v/V_o)

z(m)	RD(m)	1	2	3	4	5	6
0.96	0.158	0.86	0.96	1.67	2.15	2.80	0.89
0.70	0.149	0.73	1.13	1.29	1.93	2.38	0.97

Componente axial de velocidade (w/V_o)

z(m)	RD(m)	1	2	3	4	5	6
0.96	0.158	-0.40	-0.36	-0.61	-0.38	0.0	1.14
0.70	0.149	-0.34	-0.53	-0.11	-0.17	0.21	0.82

Tabela A11- Resultados Experimentais de Velocidade do Ar

Material: Mistura Ar/Partículas; Sólido: Microesfera de vidro, $d_p = 1,43(\text{mm})$, $C_v = 3,38 \times 10^{-6}$
 $V = 6,21 (\text{m/s})$, $T_o = 73^\circ\text{C}$, $\rho = 1,089(\text{g/cm}^3)$

Componente tangencial de velocidade (v/V_o)

z(m)	RD(m)	1	2	3	4	5	6
0.96	0.158	0.96	1.22	1.27	1.70	2.47	1.42
0.70	0.149	0.97	1.29	1.40	2.10	2.25	1.50
0.28	0.086	0.90	1.20	1.56	2.29	2.14	2.43

Componente axial de velocidade (w/V_o)

z(m)	RD(m)	1	2	3	4	5	6
0.96	0.158	-0.34	-0.36	-0.22	-0.13	0.0	0.92
0.70	0.149	-0.45	-0.35	-0.15	0.0	0.20	0.95
0.28	0.086	-0.75	-0.69	-0.42	-0.20	0.38	0.70

A.2- TEMPO DE RESIDÊNCIA

Os resultados do tempo de residência são apresentados nas tabelas A.12 a A.15. Nelas são mostradas para cada caso estudado, a dependência do tempo de residência com a concentração volumétrica de sólidos.

Tabela A.12- Tempo de residência
Sólido: Plástico; $V_0=5,36$ (m/s)

$C_v \times 10^6$	t (s)
15,42	6,63
22,27	5,59
22,55	5,27
65,48	3,97
78,10	3,83
94,18	3,19

Tabela A.13- Tempo de residência
Sólido: Microesfera de Vidro
 $d_p = 1,43$ (mm), $V_o = 5,36$ (m/s)

$C_v \times 10^6$	t (s)
11,76	43,52
19,40	26,99
22,74	24,36
35,59	16,26
47,82	13,49
76,14	10,28

Tabela A14- Tempo de residência
 Sólido: Microesfera de Vidro
 $dp= 0,84$ (mm), $Vo=5,90$ (m/s)

$C_v \times 10^6$	t (s)
7,47	43,85
8,79	36,56
17,03	18,69
21,81	18,34
24,44	15,60
103,99	5,52

Tabela A.15- Tempo de residência
 Sólido: Microesfera de Vidro
 $dp= 0,84$ (mm), $Vo=5,80$ (m/s)

$C_v \times 10^6$	t (s)
9,03	35,84
14,58	23,51
34,17	12,81
68,72	8,37

APÊNDICE B:
TRANSPORTE PNEUMÁTICO HORIZONTAL

APÊNDICE B: TRANSPORTE PNEUMÁTICO HORIZONTAL

B.1- APRESENTAÇÃO

O conhecimento do comportamento fluidodinâmico do duto de seção variável que dá acesso ao ciclone, é fundamental para a obtenção das velocidades do gás e dos sólidos na sua entrada.

Para tanto, torna-se necessário simular a seção de entrada do ciclone, apresentada na figura 3.3, como um duto de transporte pneumático horizontal, considerando a sua variação de área na direção do escoamento.

B.2- AS HIPÓTESES

As hipóteses assumidas que permitirão simular o transporte pneumático são:

- 1- o escoamento ocorre em estado estacionário,
- 2- o escoamento é unidimensional, as variações de velocidade e porosidade acontecem somente na direção axial,
- 3- o gás é assumido incompressível,
- 4- o gradiente de pressão é assumido somente na fase fluida,
- 5- prevê-se escoamento de partículas esféricas e de esfericidade diferente de 1,
- 6- a concentração de particulados é pequena, a ponto de assumir-se solução diluída, $\epsilon \approx 0.99$,
- 7- a distribuição de partículas é uniforme ao longo da seção transversal do duto pneumático,
- 8- face à pequena população de particulados, o efeito devido à interação partícula-partícula em virtude de colisões é desprezível,
- 9- visto a sétima hipótese, não será considerada a ação do campo gravitacional no escoamento.

B.3- O MODELO

De posse destas hipóteses podemos verificar, (Klinzing,1981), que, do balanço de forças aplicado a uma massa de particulados, resulta a seguinte equação do momento da fase particulada:

$$\frac{d}{dz} [\rho_p (1 - \varepsilon) w_p^2] = \rho_p F (w - w_p) - \frac{2}{D} \rho_p (1 - \varepsilon) f_p w_p^2 \quad (\text{B.1})$$

O primeiro termo no lado direito da Equação (B.1) é devido à ação do arraste, enquanto o 2º termo diz respeito à força friccional, sendo

$$F = \frac{3}{4} (1 - \varepsilon) C_{DM} \text{Re}_p \frac{\mu}{\rho_p (\varphi d_p)^2} \quad (\text{B.2-a})$$

$$\text{onde } C_{DM} = C_D f(\varepsilon) \quad (\text{B.2-b})$$

$f(\varepsilon)$ é uma correção ao coeficiente de arraste devido à presença da população de partículas, sendo dado por (Yang,1976):

$$f(\varepsilon) = \varepsilon^{-4.7} \quad (\text{B.2-c})$$

e o número de Reynolds da partícula,

$$\text{Re}_p = \frac{(\varphi d_p)}{\nu} |w - w_p| \quad (\text{B.2-d})$$

O coeficiente de arraste, por sua vez, pode ser obtido da correlação de Rowe (1961).

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_p} \left(1 + 0,15 \times \text{Re}_p^{0,687} \right), \text{ para } \text{Re}_p < 1000 \quad (\text{B.2-e})$$

e

$$C_D = 0,44, \quad \text{para } \text{Re}_p \geq 1000$$

Para o coeficiente de atrito f_p , utilizar-se-á da correlação proposta por Yang (1977):

$$f_p = 0,0293 \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} \left[\frac{(1-\varepsilon)}{\sqrt{gD}} w \right]^{-1.15} \quad (\text{B.3})$$

Tanto para a obtenção da variação da porosidade quanto à descrição do escoamento da fase gasosa, podemos lançar mão das Equações da Conservação de Massa, considerando a variação da fração da área, ocupada por cada fase e sua velocidade, conforme desenvolvido por Rocha (1983).

para o fluido:

$$\frac{d(\rho\varepsilon A_o w)}{dz} = 0 \quad (\text{B.4})$$

para as partículas:

$$\frac{d(\rho_p(1-\varepsilon)A_o w_p)}{dz} = 0 \quad (\text{B.5})$$

A variação da pressão ao longo do comprimento do duto horizontal, é conseguida pela Equação do Movimento para fase gasosa (Capes e Nakamura, 1973; adicionada do termo friccional).

$$\frac{d}{dz}[\rho\varepsilon w^2] = -\frac{dP}{dz} - \rho_p F (w - w_p) - f_g \frac{\rho w^2}{2D} \quad (\text{B.6-a})$$

$$\text{ou } -\frac{dP}{dz} = \frac{d}{dz}[\rho\varepsilon w^2] + \rho_p F (w - w_p) + f_g \frac{\rho w^2}{2D} \quad (\text{B.6-b})$$

onde F é obtido da Equação (B.2-a) e o fator de atrito é uma função do número de Reynolds e da rugosidade do tubo. Será assumido tubo liso, de forma que o coeficiente de atrito será calculado por (Yang et alii, 1982; Rocha, 1988):

$$f_g = \frac{0,316}{Re^{0.25}} \quad \text{para } Re < 10000 \quad \text{onde } Re = \frac{wD}{\nu} \quad (\text{B.7})$$

Expandindo as derivadas (B.4) e (B.5), têm-se (Rocha, 1983):

para o fluido:

$$\frac{dw}{dz} = -w \left(\frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dz} + \frac{1}{A_o} \frac{dA_o}{dz} \right) \quad (\text{B.8})$$

para as partículas:

$$\frac{d\varepsilon}{dz} = (1 - \varepsilon) \left(\frac{1}{w_p} \frac{dw_p}{dz} + \frac{1}{A_o} \frac{dA_o}{dz} \right) \quad (\text{B.9})$$

Como pode ser observado, as Equações (B.1), (B.6-a), (B.8) e (B.9), constituem um sistema a ser resolvido.

Devido à forma de tronco de pirâmide no início do alimentador, é necessário encontrar uma função que relacione a sua área à direção axial. A região de transporte pneumático pode ser representada segundo a figura B.1

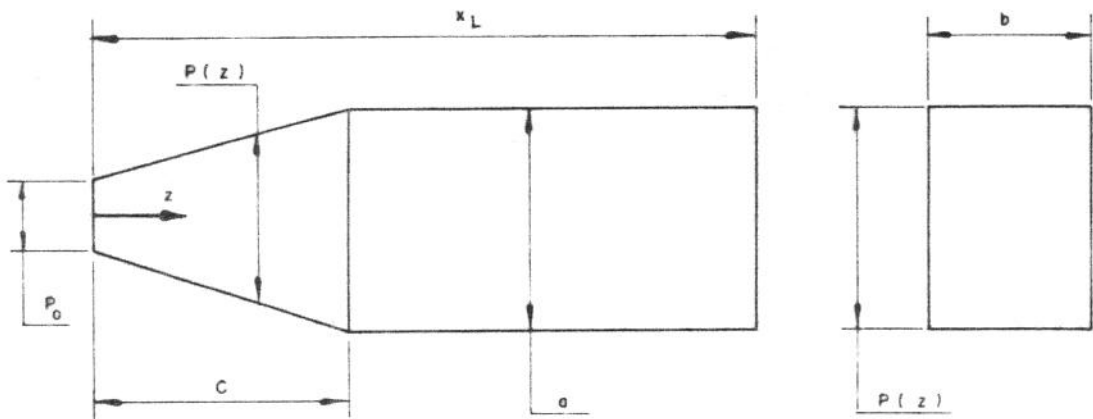


Figura B.1- Região de Transporte Pneumático Horizontal

A área da seção transversal para o escoamento pode ser obtida para qualquer z , segundo a função:

$$A_o(z) = b \cdot P(z) \quad (\text{B.10-a})$$

$$\text{onde } P(z) = \left[P_0 + \left(\frac{a - P_0}{c} \right) z \right] \text{ para qualquer } 0 \leq z \leq c$$

$$\text{e } P(z) = a, \text{ para } c < z \leq x_L \quad (\text{B.10-b})$$

deste modo, tem-se:

$$\frac{1}{A_0} \frac{dA_0}{dz} = \frac{z_1}{(z + z_0)} \quad (\text{B.10-c})$$

$$\text{com } z_0 = \frac{c}{(a P_0 - 1)}; z_1 = 1, \text{ para } 0 \leq z \leq c \text{ e } z_1 = 0, \text{ para } c < z \leq x_L \quad (\text{B.10-d})$$

Há de se notar nas expressões (B.3) e (B.7) a presença do diâmetro da tubulação D . Este diâmetro em nosso estudo, será substituído pelo diâmetro hidráulico, dado por:

$$D_H = \frac{2 A_0(z)}{[P(z) + b]} \quad (\text{B.11})$$

Deste modo, pode-se escrever o sistema de equações na forma adimensionalizada, tal como se segue:

$$\frac{dwp'}{dz'} = \frac{1}{wp'} \left[\beta_1 (w' - wp') - 2 \frac{f_p x_L}{D_H} wp'^2 \right] \quad (\text{B.12})$$

$$\text{onde, } \beta_1 = \frac{x_L}{W_0} \frac{F}{(1 - \varepsilon)} \quad (\text{B.13})$$

$$\frac{d\varepsilon}{dz'} = (1 - \varepsilon) \left[\frac{1}{wp'} \frac{dwp'}{dz'} + z_2 \right] \quad (\text{B.14})$$

$$\frac{dw'}{dz'} = -w' \left(\frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dz'} + z_2 \right) \quad (\text{B.15})$$

$$-\frac{dP}{dz'} = \rho \varepsilon W_0^2 w' \frac{dw'}{dz'} + x_L W_0 \rho_p F (w - w_p) + f_g x_L W_0^2 \frac{\rho w'^2}{2D} \quad (\text{B.16})$$

sendo:

$$wp' = w_p / W_0, w' = w / W_0, z' = z / x_L, z_2 = z_1 \frac{x_L}{(z + z_0)}, W_0 = \frac{Q}{(bP_0)} \quad (\text{B.17})$$

CONDIÇÕES DE CONTORNO

Para $z' = 0$, tem-se:

$$w' = 1, \quad (\text{B.18-a})$$

$$w'_p = 0 \quad (\text{B.18-b})$$

$$P = P_0, \text{ valor conhecido na entrada do duto.} \quad (\text{B.18-c})$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \quad (\text{B.18-d})$$

onde ε_0 é um valor a ser estimado tendo como base o conhecimento da concentração volumétrica média dos sólidos na entrada do ciclone, dada por:

$$C_V = \frac{\dot{m}_p / \rho_p}{\dot{m}_p / \rho_p + \dot{m}_{AR} / \rho} \quad (\text{B.19})$$

A porosidade ε_0 será obtida via procedimento numérico. O método a ser empregado pode ser considerado uma variante do *Shooting Methods* para problemas de valores iniciais. Este método pressupõe que se conheça o valor final de uma determinada função sem, no entanto, conhecer o valor inicial da sua variável independente.

No caso em questão, a função é aquela escrita na expressão (B.19), enquanto a sua variável independente é a condição inicial (B.18-d). Desta forma, tem-se a seguinte relação funcional:

$$C_V = C_V(\varepsilon_0) \quad (\text{B.20})$$

Por conseguinte, pode-se escrever a seguinte equação de recorrência para a estimativa de ε_0 :

$$\varepsilon_{0k} = \varepsilon_{0k-1} - \frac{(\varepsilon_{0k-1} - \varepsilon_{0k-2})}{(C_{V_{k-1}} - C_{V_{k-2}})} (C_V - C_{V_{k-1}}) \quad (\text{B.21})$$

Desta maneira, quando $\varepsilon_{0k-1} \rightarrow \varepsilon_{0k}$ tem-se que $C_{V_{k-1}} \rightarrow C_V$, com o qual se terá o critério de parada das possíveis iterações.

B.4- ROTEIRO DA SIMULAÇÃO

O método de integração numérica empregado para a solução do sistema de equações descritas há pouco é o de Runge-Kutta-Gill (Davis, 1984), com seguinte procedimento:

- 1- Admite-se um valor inicial para ε_0 : ($\varepsilon_0=0,995$). Partindo dos valores iniciais (B.18);
- 2- Calcula-se o valor do termo no qual está contido o inverso do tempo de relaxação pela Equações (B.2);
- 3- Calcula-se o diâmetro hidráulico pela Eq.(B.11);
- 4- Calcula-se o coeficiente de atrito da fase particulada pela Eq.(B.3);
- 5- Calcula-se o coeficiente de atrito da fase fluida pela Eq.(B.7)
- 6- Aplica-se o seguinte algoritmo até $i=n$, onde n indica o final do duto pneumático horizontal

fase particulada

$$\frac{dw'_p}{dz'} \Big|_1 = f'_1 = f(\beta_{i-1}, w'_{i-1}, w'_{p_{i-1}}, f_{p_{i-1}}, D_{H_{i-1}})$$

$$w'_{p1} = w'_{i-1} + \frac{1}{2} \Delta z' f'_1$$

porosidade

$$\frac{d\varepsilon}{dz'} \Big|_1 = g'_1 = g(\varepsilon_{i-1}, w'_{p_{i-1}}, f'_1, z_{2_{i-1}})$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_{i-1} + \frac{1}{2} \Delta z' g'_1$$

fase fluida

$$\frac{dw'}{dz'} \Big|_1 = h'_1 = h(w'_{i-1}, \varepsilon_{p_{i-1}}, g'_1, z_{2_{i-1}})$$

$$w'_2 = w'_{i-1} + \frac{1}{2} \Delta z' h'_1$$

variação da pressão

$$\frac{dP}{dz'} \Big|_1 = p'_1 = p(\varepsilon_{i-1}, \beta_{i-1}, w'_{i-1}, w'_{p_{i-1}}, h'_1, f_{g_{i-1}}, D_{H_{i-1}})$$

7- De posse das velocidades w' e w'_{p1} , determina-se F pela Equações (B.2) . Tendo a velocidade da fase fluida e com D_{H_1} avaliado em $z_{i-0,5} = \frac{z_1 + z_{i-1}}{2}$, reavalia-se o coeficiente de atrito pela Equação (B.7).

fase particulada

$$\frac{dw'_p}{dz'} \Big|_2 = f'_2 = f(\beta_1, w'_1, w'_{p1}, f_{p12}, D_{H_1})$$

$$w'_{p2} = w'_{p_{i-1}} + \Delta z'(af'_1 + bf'_2)$$

porosidade

$$\frac{d\varepsilon}{dz'} \Big|_2 = g'_2 = g(\varepsilon_1, w'_{p12}, f'_2, z_{21})$$

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_{i-1} + \Delta z'(ag'_1 + bg'_2)$$

fase fluida

$$\frac{dw'}{dz'} \Big|_2 = h'_2 = h(w'_1, \varepsilon_1, g'_2, z_{21})$$

$$w'_2 = w'_{i-1} + \Delta z'(ah'_1 + bh'_2)$$

variação da pressão

$$\frac{dP}{dz'} \Big|_2 = p'_2 = p(\varepsilon_1, \beta_1, w'_1, w'_{p1}, h'_2, f_{g_1}, D_{H_1})$$

8- Repete-se o passo (7)

fase particulada

$$\frac{dw'_p}{dz'} \Big|_3 = f'_3 = f(\beta_2, w'_2, w'_{p2}, f_{p2}, D_{H_1})$$

$$w'_{p3} = w'_{p_{i-1}} + \Delta z'(cf'_2 + df'_3)$$

porosidade

$$\frac{d\varepsilon}{dz'} \Big|_3 = g'_3 = g(\varepsilon_2, w'_{p2}, f'_3, z_{21})$$

$$\varepsilon_3 = \varepsilon_{i-1} + \Delta z' (cg'_2 + dg'_3)$$

fase fluida

$$\frac{dw'}{dz'} \Big|_3 = h'_3 = h(w'_2, \varepsilon_2, g'_3, z_{21})$$

$$w'_3 = w'_{i-1} + \Delta z' (ch'_2 + dh'_3)$$

variação da pressão

$$\frac{dP}{dz'} \Big|_3 = p'_3 = p(\varepsilon_2, \beta_2, w'_2, w'_{p2}, h'_3, f_{g2}, D_{H1})$$

9- Repete-se o passo (7) para o diâmetro hidráulico avaliado em z_i .

fase particulada

$$\frac{dw'_p}{dz'} \Big|_4 = f'_4 = f(\beta_3, w'_3, w'_{p3}, f_{p3}, D_{H2})$$

$$w'_{pi} = w'_{pi-1} + \Delta z' \left[\left(\frac{f'_1 + f'_4}{6} \right) + \left(\frac{bf'_2 + df'_3}{3} \right) \right]$$

porosidade

$$\frac{d\varepsilon}{dz'} \Big|_4 = g'_4 = g(\varepsilon_3, w'_{p3}, f'_4, z_{22})$$

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{i-1} + \Delta z' \left[\left(\frac{g'_1 + g'_4}{6} \right) + \left(\frac{bg'_2 + dg'_3}{3} \right) \right]$$

fase fluida

$$\frac{dw'}{dz'} \Big|_4 = h'_4 = h(w'_3, \varepsilon_3, g'_4, z_{221})$$

$$w'_i = w'_{i-1} + \Delta z' \left[\left(\frac{h'_1 + h'_4}{6} \right) + \left(\frac{bh'_2 + dh'_3}{3} \right) \right]$$

variação da pressão

$$\frac{dP}{dz'} \Big|_4 = p'_4 = p(\varepsilon_3, \beta_3, w'_3, w'_{p_3}, h'_4, f_{g3}, D_{H21})$$

$$P_i = P_{i-1} + \Delta z' \left[\left(\frac{p'_i + p'_4}{6} \right) + \left(\frac{bp'_2 + dp'_3}{3} \right) \right]$$

Os coeficientes do Método de Runge-Kutta-Gill são (Davis, 1984):

$$a = \frac{1}{2}(\sqrt{2} - 1); \quad b = \frac{1}{2}(2 - \sqrt{2}); \quad c = -\frac{\sqrt{2}}{2}; \quad d = 1 + \frac{\sqrt{2}}{2}$$

11- Com o último valor da porosidade, ou seja o valor de ε em $z'=1$, aplica-se a fórmula de recorrência (B.21), obtém-se um novo valor para ε_0 . Em se tratando da primeira iteração retorna-se ao passo (1), caso contrário avança-se à próxima etapa.

12- Compara-se os valores obtidos de ε_0 , segundo:

$$|\varepsilon_{0k} - \varepsilon_{0k-1}| \leq \text{DESVIO, onde DESVIO} = 0,5 \times 10^{-4} \quad (\text{B.22})$$

13- Repete-se o procedimento até que o critério (B.23) venha a ser satisfeito; caso contrário e com o novo valor de ε_0 retorna-se ao passo (1).

APÊNDICE C:
ALGORITMO PARA A SOLUÇÃO DO MODELO PROPOSTO PARA O
ESCOAMENTO DA MISTURA AR/PARTÍCULAS EM UM REATOR CICLÔNICO

APÊNDICE C: ALGORITMO PARA A SOLUÇÃO DO MODELO PROPOSTO PARA O ESCOAMENTO DA MISTURA AR/PARTÍCULAS EM UM REATOR CICLÔNICO

1- Admite-se um valor inicial para ε^* que pode ser igual ao valor estimado pela Equação (4.32-c)

2- Assume-se as condições iniciais (4.32-b) e as condições (4.51) e (4.52),

3- Assume-se que as velocidades do gás e de particulados que abandonam o transporte pneumático venham a ser iguais as componentes tangenciais de velocidade do gás e dos sólidos, junto à periferia do ciclone.

$$y(1, 1-h') = 1 \text{ e } v_p'(1, 1-h') = \frac{w_p'(n)_{\text{pneumático}}}{w'(n)_{\text{pneumático}}} \quad (\text{C.1})$$

4- Sendo válida apenas para se começar os cálculos com uma distribuição conhecida da componente tangencial de velocidade, assume-se escoamento isento de particulados, e avalia-se um perfil inicial na coordenada radial para a componente tangencial, segundo (Parida e Chand, 1980)

$$y = \frac{(\lambda_1 r' - 1) \exp(\lambda_1 r') + 1}{(\lambda_1 - 1) \exp(\lambda_1) + 1}, \text{ onde } \lambda_1 = -\frac{\rho Q}{2 \pi R_M \mu_T h_0} \quad (\text{C.2})$$

5- Avalia-se o parâmetro α_1 pela Equação (4.36); os parâmetros α_4, α_5 pela Equação (4.45); os parâmetros $\alpha_6, \alpha_7, \alpha_8$ apresentados na Equação (4.50). Tais parâmetros são avaliados na direção (j-1).

6- Procede-se os seguintes cálculos

fase particulada

Componente tangencial:

$$\frac{dy_p}{dz'} \Big|_1 = d'_1 = d(\alpha_{6j-1}, y_{j-1}, y_{pj-1}, \alpha_{8j-1})$$

$$y_{p1} = y_{pj-1} + \frac{1}{2} \Delta z' d'_1$$

Componente axial

$$\frac{dw'_p}{dz'} \Big|_1 = f'_1 = f(\alpha_{6j-1}, w'_{j-1}, w'_{pj-1}, \alpha_{7j-1}, N'_{j-1} \sin \alpha, \alpha_{8j-1})$$

$$w'_{p1} = w'_{j-1} + \frac{1}{2} \Delta z' f'_1$$

porosidade

$$\frac{d\varepsilon}{dz'} \Big|_1 = g'_1 = g(\varepsilon_{j-1}, w'_{pj-1}, f'_1)$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_{j-1} + \frac{1}{2} \Delta z' g'_1$$

fase fluida

Componente axial (válida para a região com particulados)

$$\frac{dw'}{dz'} \Big|_1 = h'_1 = h(w'_{j-1}, \varepsilon_{j-1}, g'_1)$$

$$w'_2 = w'_{j-1} + \frac{1}{2} \Delta z' h'_1$$

Componente tangencial

Equação diferencial válida para todos os valores de y entre $r'=1, \dots, n$. Para $r' \leq 1-2h'$, as componentes de velocidade w' e u' são determinadas pelas Equações (4.38) e (4.39), respectivamente.

$$\frac{dy}{dz'} \Big|_1 = p'_1 = p(\varepsilon_{j-1}, \varepsilon^*, \alpha_{1j-1}, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_{4j-1}, \alpha_{5j-1}, y_{i-1}, y_{p_{i-1}}, u'_{i-1}, w'_{i-1}, n, c^2)$$

$$y_1 = y_{j-1} + \frac{1}{2} \Delta z' p'_1$$

7- Com $R_D(z)$ avaliado em $z_{j-0,5} = \frac{z_j + z_{j-1}}{2}$, recalcula-se os parâmetros mencionados no passo (5).

8- Faz-se:

fase particulada

Componente tangencial:

$$\frac{dy_p}{dz'} \Big|_2 = d'_2 = d(\alpha_{61}, y_1, y_{p1}, \alpha_{81})$$

$$y_{p2} = y_{p_{j-1}} + \Delta z'(ad'_1 + bd'_2)$$

Componente axial

$$\frac{dw'_p}{dz'} \Big|_2 = f'_2 = f(\alpha_{61}, w'_1, w'_{p1}, \alpha_{71}, N'_1 \text{sen} \alpha, \alpha_{81})$$

$$w'_{p2} = w'_{p_{j-1}} + \Delta z'(af'_1 + bf'_2)$$

porosidade

$$\frac{d\varepsilon}{dz'} \Big|_2 = g'_2 = g(\varepsilon_1, w'_{p1}, f'_2)$$

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_{j-1} + \Delta z'(ag'_1 + bg'_2)$$

fase fluida

Componente axial (válida para a região com particulados)

$$\frac{dw'}{dz'} \Big|_2 = h'_2 = h(w'_1, \varepsilon_1, g'_2, z_{21})$$

$$w'_2 = w'_{j-1} + \Delta z'(ah'_1 + bh'_2)$$

Componente tangencial

Equação diferencial válida para todos os valores de y entre $r'=1, \dots, n$. Para $r' \leq 1-2h'$, as componentes de velocidade w' e u' são determinadas pelas Equações (4.38) e (4.39), respectivamente.

$$\frac{dy}{dz'} \Big|_2 = p'_2 = p(\varepsilon_1, \varepsilon^*, \alpha_{11}, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_{41}, \alpha_{51}, y_1, y_{p1}, u'_1, w'_1, n, c^2)$$

$$y_2 = y_{j-1} + \Delta z'(ap'_1 + bp'_2)$$

9- Repete-se o passo (7)

10- Procede-se da seguinte maneira:

fase particulada

Componente tangencial:

$$\frac{dy_p}{dz'} \Big|_3 = d'_3 = d(\alpha_{62}, y_2, y_{p2}, \alpha_{82})$$

$$y_{p3} = y_{p_{j-1}} + \Delta z'(cd'_2 + dd'_3)$$

Componente axial

$$\frac{dw'_p}{dz'} \Big|_3 = f'_3 = f(\alpha_{62}, w'_2, w'_{p2}, \alpha_{72}, N'_2 \text{sen} \alpha, \alpha_{82})$$

$$w'_{p3} = w'_{p_{j-1}} + \Delta z'(cf'_2 + df'_3)$$

porosidade

$$\frac{d\varepsilon}{dz'} \Big|_3 = g'_3 = g(\varepsilon_2, w'_{p2}, f'_3, z_{21})$$

$$\varepsilon_3 = \varepsilon_{j-1} + \Delta z'(cg'_2 + dg'_3)$$

fase fluida

Componente axial (válido somente para a região de mistura)

$$\frac{dw'}{dz'} \Big|_3 = h'_3 = h(w'_2, \varepsilon_2, g'_3)$$

$$w'_3 = w'_{j-1} + \Delta z'(ch'_2 + dh'_3)$$

Componente tangencial

Equação diferencial válida para todos os valores de y entre $r'=1, \dots, n$. Para $r' \leq 1-2h'$, as componentes de velocidade w' e u' são determinadas pelas Equações (4.38) e (4.39), respectivamente.

$$\frac{dy}{dz'} \Big|_3 = p'_3 = p(\varepsilon_2, \varepsilon^*, \alpha_{12}, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_{42}, \alpha_{52}, y_2, y_{p2}, u'_2, w'_2, n, c^2)$$

$$y_3 = y_{j-1} + \Delta z'(cp'_2 + dp'_3)$$

11- Com $R_D(z)$ avaliado em z_j , recalcula-se os parâmetros mencionados no passo (5).

12- Calcule-se:

fase particulada

$$\frac{dy_p}{dz'} \Big|_4 = d'_4 = d(\alpha_{63}, y_3, y_{p3}, \alpha_{83})$$

$$y_{pj} = y_{pj-1} + \Delta z' \left[\left(\frac{d'_1 + d'_4}{6} \right) + \left(\frac{bd'_2 + dd'_3}{3} \right) \right]$$

Componente axial

$$\frac{dw'_p}{dz'} \Big|_4 = f'_4 = f(\alpha_{63}, w'_3, w'_{p3}, \alpha_{73}, N'_3 \sin \alpha, \alpha_{83})$$

$$w'_{pj} = w'_{pj-1} + \Delta z' \left[\left(\frac{f'_1 + f'_4}{6} \right) + \left(\frac{bf'_2 + df'_3}{3} \right) \right]$$

Cálculo do tempo de residência na altura j:

$$t'_j = t'_{j-1} + \frac{\Delta z'}{w'_{pi}}, \text{ onde } \overline{w'_{pi}} \text{ é determinado pela Equação (4.71)}$$

porosidade

$$\frac{d\varepsilon}{dz'} \Big|_4 = g'_4 = g(\varepsilon_3, w'_{p3}, f'_4)$$

$$\varepsilon_j = \varepsilon_{j-1} + \Delta z' \left[\left(\frac{g'_1 + g'_4}{6} \right) + \left(\frac{bg'_2 + dg'_3}{3} \right) \right]$$

fase fluida

Componente axial (válido somente para a região de mistura)

$$\frac{dw'}{dz'} \Big|_4 = h'_4 = h(w'_3, \varepsilon_3, g'_4, z_{221})$$

$$w'_j = w'_{j-1} + \Delta z' \left[\left(\frac{h'_1 + h'_4}{6} \right) + \left(\frac{bh'_2 + dh'_3}{3} \right) \right]$$

Componente tangencial

Equação diferencial válida para todos os valores de y entre $r'=1, \dots, n$. Para $r' \leq 1-2h'$, as componentes de velocidade w' e u' são determinadas pelas Equações (4.38) e (4.39), respectivamente.

$$\left. \frac{dy}{dz'} \right|_4 = p'_4 = p(\epsilon_3, \epsilon^*, \alpha_{13}, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_{43}, \alpha_{53}, y_3, y_{p3}, u'_3, w'_3, n, c^2)$$

$$y_j = y_{j-1} + \Delta z' \left[\left(\frac{p'_1 + p'_4}{6} \right) + \left(\frac{bp'_2 + dp'_3}{3} \right) \right]$$

Os coeficientes do Método de Runge-Kutta-Gill são (Davis, 1984):

$$a = \frac{1}{2}(\sqrt{2} - 1); \quad b = \frac{1}{2}(2 - \sqrt{2}); \quad c = -\frac{\sqrt{2}}{2}; \quad d = 1 + \frac{\sqrt{2}}{2}$$

Obs: Para o caso da primeira iteração, onde na qual os valores anteriores, no passo de integração, foram oriundos da Equação (C.1), retorna-se à etapa (5), avalia-se novos valores para a componente tangencial de velocidade.

13- Para todos os valores de y em r' faz-se:

$$\|y_{\text{PASSO (1)}} - y_{\text{NOVO}}\| \leq \text{TOLERÂNCIA} \tag{C.3}$$

$$\text{onde } \|y_{\text{PASSO (1)}} - y_{\text{NOVO}}\| = \frac{1}{M} \left\{ \sum_{j=1}^M \text{abs}[y(j, i-1) - y(j, i)] \right\}^{1/2}$$

sendo M , número de intervalos na direção radial.

$$\text{TOLERÂNCIA} = 0,5 \times 10^{-2}$$

14- Caso o critério (C.3) não for satisfeito, assumir $y_{\text{PASSO(1)}} = y_{\text{NOVO}}$.

15- Retorna-se ao passo (5) até que o critério (C.3) venha a ser satisfeito.

16- Após a primeira iteração repete-se o procedimento da etapa (5) à (12) até a base do ciclone, $z'=0,24$.

17- Calcula-se o tempo de residência pela Equação (4.70)

18- Aplica-se a fórmula de recorrência escrita na expressão (4.72), determinando um novo ϵ^* .

19- Compara-se o novo valor de ϵ^* com o anterior, pelo critério:

$$|\epsilon_k^* - \epsilon_{k-1}^*| \leq \text{DESVIO} \quad (\text{C.4})$$

$k \rightarrow$ iteração atual, $\text{DESVIO} = 0,5 \times 10^{-4}$

20- Caso o critério (C.4) não for satisfeito, toma-se o novo valor de ϵ^* e retorna-se ao passo (4) até que o critério (C.4) se cumpra.

ANEXO A:**A SONDA CILÍNDRICA E A DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DO CAMPO DE VELOCIDADE NO INTERIOR CICLÔNICO**

ANEXO A: A SONDA CILÍNDRICA E A DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DO CAMPO DE VELOCIDADE NO INTERIOR CICLÔNICO

A.1 A SONDA CILÍNDRICA

Esta sonda é constituída de uma haste cilíndrica, tendo uma extremidade fechada com formato esférico. A uma certa distância dessa extremidade há um orifício situado na parede lateral do corpo de prova, figura (A.1-a). A outra extremidade é ligada a um ramo de um manômetro, enquanto o outro pode estar aberto ao ambiente, figura (A.1-b).

Depois de inserir a sonda transversalmente no escoamento, figura A.1-b, impõe-se um giro em torno do seu eixo longitudinal. Ao se detectar a máxima deflexão manométrica, tem-se a pressão de estagnação no ponto de impacto.

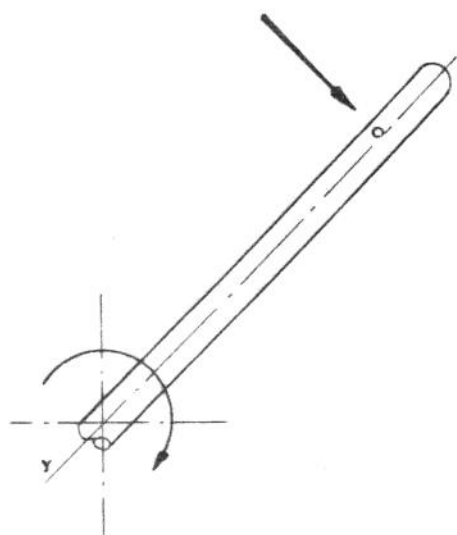


Figura A.1-a

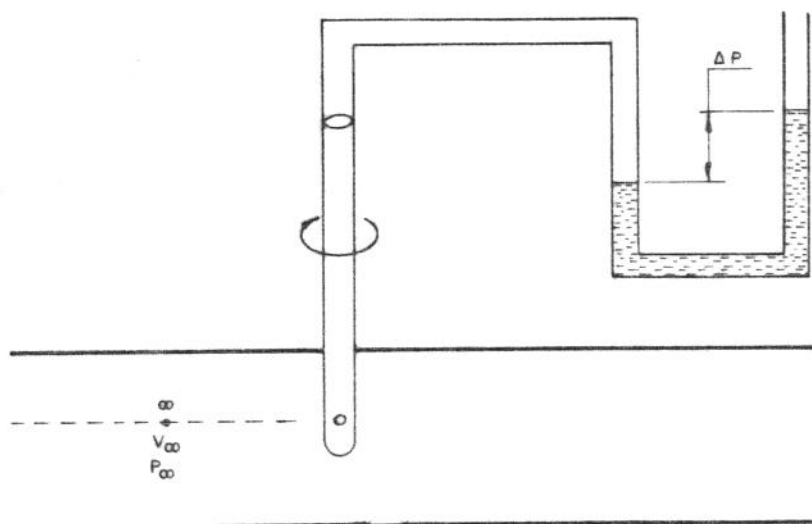


Figura A.1-b

Figuras A.1- Sonda Cilíndrica tipo Pitot

No intuito de se calcular o valor da velocidade é necessário, ainda, conhecer o valor da pressão estática do escoamento livre. Esta será especificada em função de um ângulo característico da sonda.

Da diferença entre as pressões de estagnação e estática, calcula-se a velocidade local do escoamento, utilizando-se da Equação do tubo de Pitot:

$$V_{\infty} = \left[2g\Delta P \left(\frac{\rho_m - \rho}{\rho} \right) \right]^{1/2} \quad (\text{A.1})$$

A.2 PREVISÃO DO ÂNGULO CARACTERÍSTICO TEÓRICO DA SONDA

Não é difícil perceber que ao girar a sonda em torno do seu eixo longitudinal, obtém-se uma distribuição de pressão. O estudo dessa distribuição resulta da análise do escoamento em torno de um cilindro. Para tanto, será considerado o escoamento irrotacional, permanente, bidimensional de um fluido invíscido e incompressível.

Desta forma, o escoamento em torno da sonda é encontrado na teoria do escoamento potencial através da superposição de um dipolo com um escoamento uniforme.

As funções representativas desse escoamento são (Schiozer, 1990):

função potencial:

$$\phi = -V_{\infty}r \cos \theta - \frac{N_1}{2\pi r} \cos \theta \quad (\text{A.2})$$

função corrente:

$$\psi_c = -V_{\infty}r \sin \theta - \frac{N_1}{2\pi r} \sin \theta \quad (\text{A.3})$$

sendo "r" medido ao longo do raio do cilindro, perpendicular ao seu eixo, e N_1 é a intensidade do dipolo.

A linha de corrente, que define o contorno do sólido, passa pelos pontos de estagnação $y=0$ e $\theta=0$ e π , resultando $\psi_c = 0$.

Desta maneira, a Equação (A.3), para $\psi_c = 0$, recai em:

$$\sin \theta \left(V_{\infty}r - \frac{N_1}{2\pi r} \right) = 0 \quad (\text{A.4})$$

Observa-se que a Equação (A.4) é satisfeita para:

a) $\sin\theta=0$ ou seja $\theta=0$ ou $\theta=\pi$. Isto mostra que o eixo x é parte dessa linha de corrente ($\psi_c = 0$).

b) $V_\infty r - \frac{N_i}{2\pi r} = 0$, indicando que esta linha de corrente é satisfeita para a circunferência de raio

$$r = \left(\frac{N_i}{2\pi V_\infty} \right)^{1/2} \quad (\text{A.5})$$

As velocidades em coordenadas polares são obtidas de:

$$V_r = -\frac{\partial\phi}{\partial r} \text{ e } V_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial\phi}{\partial\theta} \quad (\text{A.6})$$

Desta maneira, integrando a Eq. (A.6) em termos de r e θ obtêm-se, respectivamente:

$$V_r = V_\infty \cos\theta - \frac{N_i}{2\pi r^2} \cos\theta \quad (\text{A.7})$$

$$V_\theta = -V_\infty \sin\theta - \frac{N_i}{2\pi r^2} \sin\theta \quad (\text{A.8})$$

Há de se notar que estamos interessados no contorno do cilindro, visto nesta região estar localizado o orifício da sonda. Deste modo, pode-se expressar a intensidade do dipolo, Eq. (A.5), na superfície do cilindro, ou seja em $r = r_0$. No que resulta :

$$N_i = 2\pi V_\infty r_0^2 \quad (\text{A.9})$$

Ao substituir a Equação (A.9) nas Equações (A.3), (A.7) e (A.8), na superfície do cilindro, têm-se:

$$\psi_c = V_r = 0 \text{ e } V_\theta = -2 V_\infty \sin\theta \quad (\text{A.10})$$

Nota-se que $V_\infty = V_r$ quando $\theta=0$, ou seja, ela é a velocidade de impacto do fluido quando este escoar exatamente perpendicular ao orifício da sonda.

Admitindo-se a aplicabilidade da equação de Bernoulli para o tubo de Pitot,

$$\frac{P_0}{\rho} = \frac{P_\infty}{\rho} + \frac{V_\infty^2}{2} \quad (\text{A.11})$$

pode-se substituir nesta, a Eq.(A.10), obtendo-se:

$$P_0 - P_\infty = \frac{1}{2} \rho V_\infty^2 (1 - 4 \sin^2 \theta) \quad (\text{A.12})$$

A Equação (A.12) fornece a distribuição teórica de pressão na sonda cilíndrica. Verifica-se que para $\theta=0^\circ$ tem-se a maior diferença positiva de pressão, esta calculada pela Equação (A.11).

Quando ocorre a situação em que $P_0 - P_\infty = 0$, a sonda estará medindo a pressão estática do escoamento livre. Disto determina-se o ângulo característico teórico da sonda de acordo com:

$$\sin^2 \theta = 0,25 \quad \text{ou} \quad \theta=30^\circ.$$

No entanto, verifica-se experimentalmente que o ângulo característico da sonda não é 30° . Dentre os vários fatores que levam ao distanciamento desse valor estão:

- existência da camada-limite na superfície cilíndrica. A teoria não considera este fenômeno.
- o orifício da sonda não é pontual. A teoria prevê a superposição do escoamento uniforme com um dipolo. Este é um caso limite de um conjunto fonte-sumidouro quando a distância destas singularidades até a origem do sistema cartesiano tende a zero.

A.3- OBTENÇÃO DO ÂNGULO CARACTERÍSTICO REAL DA SONDA

A sonda utilizada na presente tese foi projetada por Silva (1988) e encontra-se esquematizada na figura A.2.

Sudo (1992) obteve, experimentalmente, o ângulo característico da sonda utilizada nesta tese. Em seu experimento, Sudo utilizou-se, basicamente, de um túnel de vento *Plint e Partner* de seção quadrada 18"; um manômetro de poço de coluna inclinada, precisão 0,01", marca *Meriam*; um tubo de Prandtl. Este é necessário para verificar se a sonda segue a Equação A.1, por intermédio da relação:

$$\frac{V_{\infty\text{SONDA}}}{V_{\infty\text{PRANDTL}}} = C \quad (\text{A.13})$$

Foi adotado o seguinte procedimento experimental:

- 1) Instala-se a sonda no meio da seção transversal do túnel de vento;
- 2) Instala-se o tubo de Prandtl em uma distância intermediária entre a sonda e a parede do túnel de vento;
- 3) Adota-se a pressão estática na parede do túnel de vento. A diferença entre essa pressão e a pressão de estagnação medida pelo tubo de Prandtl, fornece a velocidade local do escoamento segundo a Equação (A.1);
- 4) Mede-se a diferença de pressão entre um ponto na superfície da sonda e a pressão estática do escoamento livre no túnel;
- 5) Detecta-se previamente o ponto de estagnação para sonda cilíndrica;
- 6) Gira-se a sonda, intercalando os sentidos horário e anti-horário, a partir da máxima deflexão manométrica, em um certo grau do transferidor previamente estabelecido. Aconselha-se nas proximidade de 45° utilizar-se de intervalos de medida de 1° no transferidor.

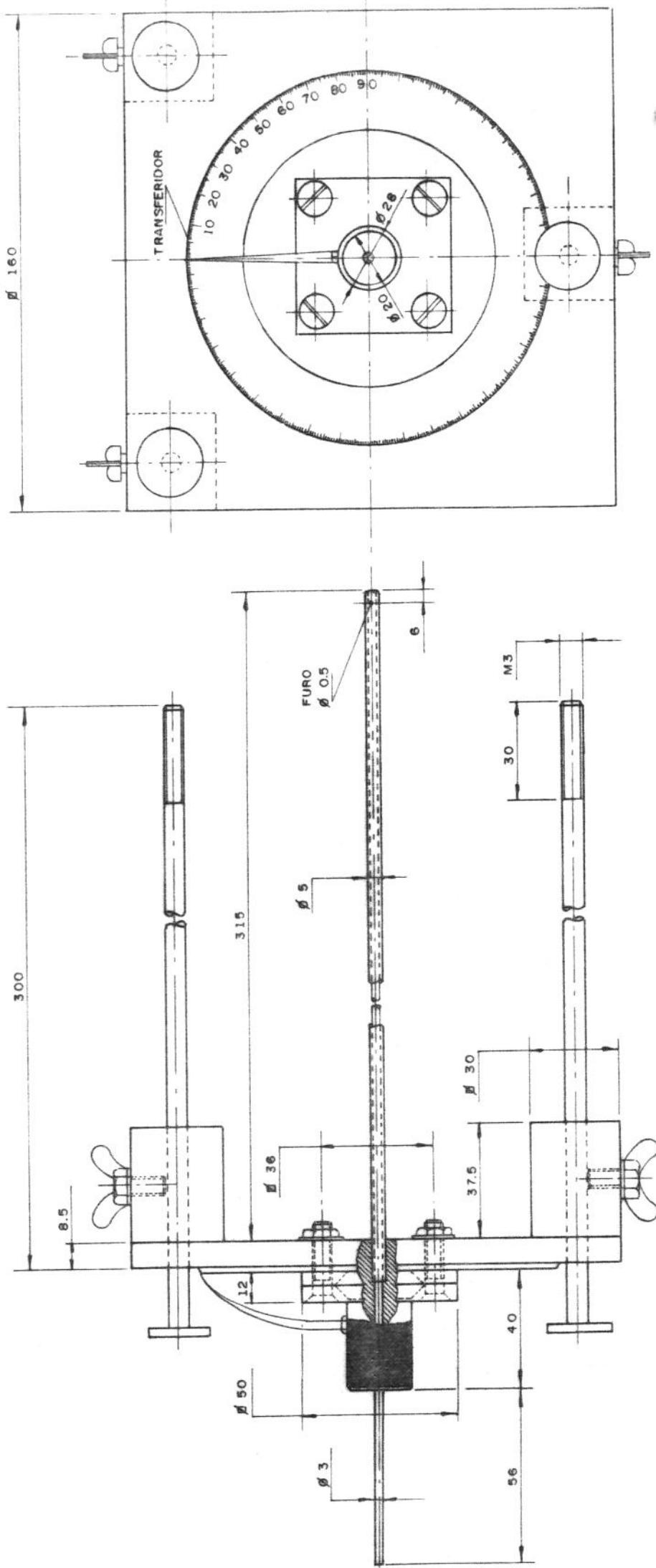


Figura A.2 - Esquema detalhado da sonda cilíndrica. (Silva, 1988)

Procedendo desta maneira, Sudo (1992) verificou para $V_\infty = 26,7 \text{ m/s}$ que a constante C da Equação (A.13) é igual a 0,98. Isto indica a boa aplicabilidade da Equação (A.1) que será, no entanto, corrigida para:

$$V_\infty = 0,98 \left[2g\Delta P \left(\frac{\rho_m - \rho}{\rho} \right) \right]^{1/2} \quad (\text{A.14})$$

A distribuição da pressão em torno da sonda cilíndrica está apresentada na figura (A.3)-

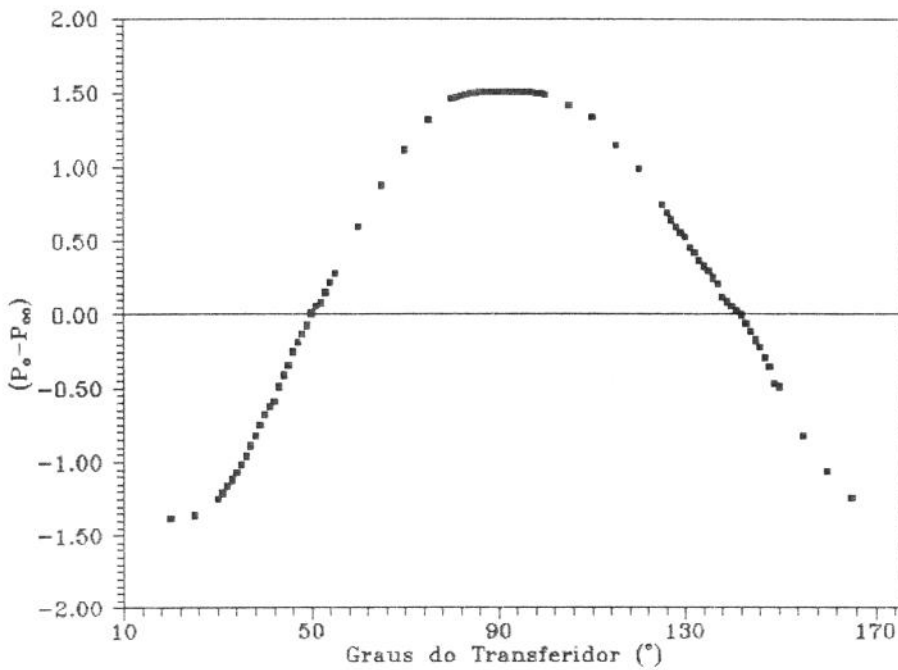


Figura A.3- Obtenção do ângulo característico real da sonda.

A.3.1- Determinação do ponto de estagnação

Através da figura (A.3) verifica-se um patamar de máxima deflexão manométrica nas proximidades de $\theta=0^\circ$ ($\theta=90^\circ$ no transferidor). De forma a se conseguir o ponto de estagnação, Sudo (1992), através de regressão linear obteve duas retas tangenciais para os pontos anteriores e posteriores ao patamar referido há pouco. Foi estipulado que o ponto de impacto seria aquele advindo da intersecção das retas, que é igual a $\theta=91^\circ$.

A.3.2- Determinação do ângulo característico real da sonda

Reforça-se que o ângulo em que a sonda acusa a pressão estática do escoamento não perturbado é aquele em que $P_0 - P_x = 0$. Nesta situação, traça-se uma reta horizontal paralela à abscissa da figura (A.3). Na intersecção dessa reta com a curva obtida tem-se o ângulo característico da sonda. Onde:

sentido horário: $\theta_{car} = 42$

sentido anti-horário: $\theta_{car} = 52$

A assimetria encontrada pode estar associada, além de erros comumente atribuídos à leitura de manômetro e no transferidor, à configuração da sonda. Neste caso, pode-se citar:

- a) a relação entre os diâmetros do orifício e da sonda ser grande;
- b) na região onde se encontra o orifício pode haver alguma deformação geométrica influenciando no alinhamento das linhas de corrente;
- c) o eixo da sonda possui um pequeno desvio.

A.4 UTILIZAÇÃO DA SONDA CILÍNDRICA NO CICLONE

A instalação da sonda cilíndrica no ciclone é simples, lembra a figura A.1-b. Enquanto o orifício situado perto da ponta da sonda está no interior ciclônico, a outra extremidade encontra-se ligada a um manômetro. O ramo livre deste manômetro está em contato direto com o ambiente.

Como se deseja obter diversas velocidades locais ao longo do raio e da altura do ciclone, elege-se um ponto nodal (r,z) e detecta-se previamente a máxima deflexão manométrica através do giro da sonda no interior do equipamento. Este ponto indica a pressão de estagnação. No entanto, como ilustra a figura A.4 (representativa de todos os pontos nodais), obteve-se um intervalo para diversos ângulos de giro φ onde se observou um patamar de valor constante para a pressão de estagnação.

Assim, adotou-se, dentro do intervalo referido há pouco para φ , um valor médio, e deste girava-se a sonda em um ângulo de 42° no sentido horário e 52° no anti-horário, de modo a determinar a pressão estática do escoamento.

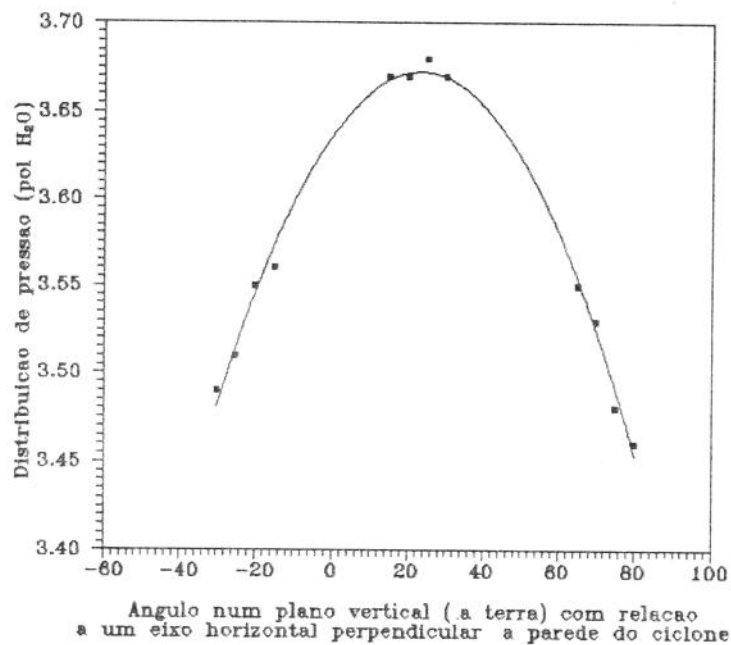


Figura A.4- Obtenção da velocidade do escoamento no ciclone

$$z=0,96\text{m}; r'=0,94 \text{ (cilindro)}$$

$$\text{material: plástico; } C_v = 24,8 \times 10^{-6}$$

$$V_0 = 5,90\text{m/s}; T_0 = 35^\circ\text{C}$$

Com a diferença entre pressão de estagnação e a pressão estática, calculou-se a velocidade do escoamento pela Equação (A.14)

De posse do valor da velocidade do escoamento para cada nó (r,z) , os valores experimentais das componentes tangencial e axial de velocidade eram obtidos, respectivamente, segundo :

$$v = V_{\infty} \cos\varphi \quad (\text{A.15})$$

$$w = V_{\infty} \sin\varphi \quad (\text{A.16})$$

A.5 -ERROS ASSOCIADOS À UTILIZAÇÃO DA SONDA NO CICLONE

Um fato experimental que merece ser reportado é quanto à determinação da pressão de estagnação e estática. O alto grau de turbulência no interior ciclônico e o funcionamento do ventilador, que é levemente pulsante, refletem-se na leitura da deflexão manométrica, que possibilita a obtenção das pressões citadas há pouco.

À medida que se caminha com a sonda cilíndrica da parede em direção ao centro do ciclone, aumentam as oscilações do líquido manométrico ($\sim 1\text{mm}$ perto da parede à $\sim 10\text{mm}$ nas proximidades do coração ciclônico). O efeito dessas oscilações se estende aos valores calculados da velocidade do escoamento, Equação A.14.

Visto as componentes tangencial e axial serem dependentes, além da velocidade do escoamento, do ângulo de impacto das linhas de corrente com o orifício da sonda, Equações (A.15) e (A.16), respectivamente, pode-se ter um erro experimental associado à incerteza na própria determinação do ângulo φ . Esta incerteza, segundo Nebra (1994), no cálculo do módulo da velocidade do escoamento é estimado em torno de 10%.

No que diz respeito às componentes de velocidade, o erro da componente tangencial pode ser avaliado no mesmo valor que o módulo da velocidade do escoamento. Por outro lado, devido ao pequeno valor da componente axial, Eq. (A.16), o erro se refletirá muito mais nela, podendo ser estimado em até 50% para $V_0 = 5,0\text{m/s}$, (Nebra, 1994).

Tais erros tendem a aumentar nas proximidades do centro do ciclone. Nesta região, a determinação da pressão de estagnação é comprometida pelas altas correntes turbulentas.

ANEXO B:
MODELO DE PARIDA E CHAND

B.1- APRESENTAÇÃO DO MODELO DE PARIDA E CHAND

O Modelo de Parida e Chand (1980), desenvolvido para a influência mútua entre as fases gás e partículas, pode ser resumido nas equações que se seguem:

Para a fase gasosa:

$$\frac{d^2y}{dr'^2} - \left(\frac{1}{r'} + \lambda_1 \right) \frac{dy}{dr'} - C_6(y - y_p) = 0 \quad (2.96)$$

Para a fase particulada:

$$\frac{dy}{dr'} = C_7 \frac{r'^3}{y_p^2} (y - y_p) \quad (B.1)$$

As equações diferenciais (2.96) e (B.1) estão sujeitas às seguintes condições de contorno:

$$r' = 0, \quad y = y_p = 0 \quad (B.2)$$

$$r' = 1, \quad y = 1 \quad (2.98-b)$$

sendo os adimensionais definidos por,

$$r' = \frac{r}{R_M}; \quad y = \frac{vr}{v_M R_M}; \quad y_p = \frac{v_p r}{v_M R_M}$$

e as constantes escritas como,

$$\lambda_1 = -\frac{Q\rho}{2\pi H\mu_T}; \quad C_6 = \frac{\rho_p C_{V_0} R_M^2}{\rho v_T \beta};$$

$$C_7 = \left(\frac{R_M}{V_m \beta} \right)^2; \quad \beta = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu}$$

As Equações (2.96) e (B.1) podem ser discretizadas, no que resulta, respectivamente:

$$A_i y_{i-1} + B y_i + C_i y_{i+1} = D y_{p_i} \quad (\text{B.3})$$

$$\text{onde } A_i = 1 + \frac{\Delta z}{2} \left(\frac{1}{r'_i} + \lambda_1 \right);$$

$$B = -(2 + C_6 \Delta z^2)$$

$$C_i = 2 - A_i$$

$$D = -C_6 \Delta z^2$$

$$Z_{p_i} = Z_{p_{i-1}} + 3C_7 \Delta z r'_i{}^3 (y - Z_{p_{i-1}}^{1/3}) \text{ sendo } Z_p = y_p^3. \quad (\text{B.4})$$

As Equações (B.3) e (B.4) são resolvidas pelo método da eliminação de Gauss (Smith, 1978) e pelo método Predictor-Corretor (Gerald, 1970), respectivamente.

O início da resolução do procedimento numérico requer, segundo Parida e Chand (1980), a hipótese da ausência de sólidos. Neste caso, o parâmetro C_6 na Eq (2.96) torna-se nulo e a equação diferencial resultante que governa o escoamento do ar isento de partículas é:

$$\frac{d^2 y}{dr'^2} - \left(\frac{1}{r'} + \lambda_1 \right) \frac{dy}{dr'} = 0 \quad (\text{B.5})$$

A Equação (B.5) pode ser resolvida analiticamente com as condições de contorno (B.2) e (2.98-b), obtendo:

$$y = \frac{(r' \lambda_1 - 1) \exp(r' \lambda_1) + 1}{(\lambda_1 - 1) \exp(\lambda_1) + 1} \quad (\text{2.9})$$

Os valores calculados da Eq. (2.9), são utilizados como valores de partida do método numérico.

B.2- ROTEIRO DE CÁLCULO

O procedimento de cálculo apresentado a seguir está contido em um Anexo no artigo original de Parida e Chand (1980).

A solução do esquema de diferenças finitas compreende as seguintes etapas:

- 1- Assuma ausência de sólidos e calcule os valores de y em diferentes pontos radiais a partir da equação (2.9);
- 2- Substitua esses valores de y na Eq. (B.4) e a resolva pelo método Preditor-Corretor (Gerald, 1970) para obter Z_p e y_p em todos os pontos radiais;
- 3- De posse dos valores calculados para y_p , substitua-os na Eq. (B.3), e a resolva utilizando-se do método de eliminação de Gauss (Smith, 1978) de modo a obter os valores de y ;
- 4- Repita as etapas 2 e 3 até atingir a convergência.