



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA
FACULDADE DE ENGENHARIA QUÍMICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA
QUÍMICA**



**ESTUDO DA FLUIDODINÂMICA DO LEITO DE JORRO POR CFD
COM MALHAS TRIDIMENSIONAIS**

KÁSSIA GRACIELE DOS SANTOS

Uberlândia – MG
2008



UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA
FACULDADE DE ENGENHARIA QUÍMICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA
QUÍMICA



ESTUDO DA FLUIDODINÂMICA DO LEITO DE JORRO POR CFD COM MALHAS TRIDIMENSIONAIS

Kássia Graciele dos Santos

Orientador: Marcos Antonio de Souza Barrozo

Co-Orientadora: Valéria Viana Murata

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química da Universidade Federal de Uberlândia como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Engenharia Química

Uberlândia – MG
2008

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

S237e Santos, Kássia Graciele dos, 1983-
Estudo da fluidodinâmica do leito de jorro por CFD com malhas tri-
dimensionais / Kássia Graciele dos Santos. - 2008.
110 f. : il.

Orientador: Marcos Antonio de Souza Barrozo.
Co-orientadora: Valéria Viana Murata.

Dissertação (mestrado) – Universidade Federal de Uberlândia, Progra-
ma de Pós-Graduação em Engenharia Química.
Inclui bibliografia.

1. Processo de leito de jorro - Teses. I. Barrozo, Marcos Antonio de
Souza. II. Murata, Valéria Viana. II. Universidade Federal de Uberlândia.
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Química. III. Título.

CDU: 66.047.79

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO SUBMETIDA AO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA QUÍMICA DA UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA OBTENÇÃO DO TÍTULO DE MESTRE EM ENGENHARIA QUÍMICA, EM 15 DE FEVEREIRO DE 2008.

BANCA EXAMINADORA

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

Prof^a. Dr^a Valéria Viana Murata
Co-orientadora PPGEQ/UFU

Prof. Dr. Cláudio Roberto Duarte
PPGEQ/UFU

Prof. Dr. João Jorge Ribeiro Damasceno
PPGEQ/UFU

Prof. Dr. Fábio Bentes Freire
UFES

“Porque os meus pensamentos não são os vossos pensamentos, nem os vossos caminhos, os meus caminhos, diz o Senhor, porque, assim como os céus são mais altos do que a terra, assim são os meus caminhos mais altos do que os vossos caminhos, e os meus pensamentos, mais altos do que os vossos pensamentos.”

Isaías 55:8,9

“Eu é que sei os pensamentos que tenho a vosso respeito, diz o Senhor; pensamentos de paz, e não de mal, para vos dar o fim que desejais. Então me invocareis, passareis a orar a mim, e eu vos ouvirei. Buscar-me-eis, e me achareis, quando me buscardes de todo o vosso coração. Serei achado de vós, diz o Senhor, e farei mudar a vossa sorte.”

Jeremias 29:11-14

Dedico esta Dissertação

***Àquele que está assentado no trono, ao
Cordeiro de Deus. A Jesus sejam dadas
ações de graças, e honra, e glória, e poder
para todo o sempre!***

Agradecimentos

Ao meu amigo mais fiel e verdadeiro, quem está sempre presente e que em palavras e no silêncio fala e me orienta. Eu te amo e sem Ti, o adquirir conhecimento não passaria de correr atrás do vento, mas contigo se torna uma maneira de Te revelar ao mundo e glorificar o Teu nome. Graças!

Aos meus pais e irmão, meu agradecimento por me apoiarem sempre, acreditando que esta tem sido a escolha certa e que haverá frutos num futuro próximo. Espero colhê-los e dividi-los com vocês.

Ao Rogério, por me ouvir sempre e acreditar nos planos de Deus pra minha vida, por seu amor e apoio incondicionais. Sem você provavelmente eu estaria em outro lugar, mas escolhi estar aqui e cada dia tem valido a pena.

Aos meus Orientadores Marquinhos e Valéria, por acompanharem de perto meu crescimento profissional. Obrigada pelo empenho e dedicação para comigo. E acima de tudo, obrigada pela amizade, que considero um fruto eterno. Vocês são exemplo de verdadeiros educadores. Quando eu crescer, quero ser assim!!!

Aos meus colegas de jornada que andaram comigo no meu dia-a-dia. Em especial ao Fabiano, Cris, Letícia, Fabiana, Zé Luís e Talita, que caminharam comigo neste tempo. Vocês são especiais e desejo a vocês grandes bênçãos de Deus!

Aos professores da FEQ/UFU por seus ensinamentos e amizade. Em especial ao professor Cláudio Duarte que tem acompanhado o desenvolvimento deste trabalho e contribuiu de forma significativa no meu aprendizado neste tema. Muito obrigada!

A Ione e Alcides, que além de zelar pelo meu local de trabalho sempre estiveram à disposição para conversar. Vocês contribuíram para que eu completasse esta etapa.

A todos os meus amigos, que sempre torcem por mim, se preocupam e comemoram comigo minhas vitórias. Obrigada!

A todos que direta e indiretamente contribuíram com o desenvolvimento desta dissertação, obrigada.

Agradeço à Capes pela concessão de bolsa e incentivo à pesquisa.

SUMÁRIO

Lista de Figuras	i
Lista de Tabelas	iv
Lista de Símbolos	v
RESUMO	ix

ÍNDICE

CAPÍTULO I	1
INTRODUÇÃO	1
1.1- Objetivos	3
CAPÍTULO II	5
REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	5
2.1- Caracterização do Leito de Jorro	5
2.2- Estudos da Fluidodinâmica do Leito de Jorro	9
2.2.1- O leito de jorro convencional	9
2.2.2- Leito de Jorro com Tubo Interno (tubo <i>draft</i>)	10
2.3- A Modelagem Computacional	13
2.3.1- Modelagem de Sistemas Multifásicos Utilizando <i>CFD</i>	16
2.3.2- Procedimento de Resolução <i>CFD</i>	18
2.3.2.1- Método de Volumes Finitos	18
2.3.2.2- Geração de Malhas Computacionais	21
2.3.3- Modelagem e Simulação da Fluidodinâmica do Leito de Jorro Convencional	24
2.3.3.1- Simulações utilizando o Método de Elementos Discretos (<i>DEM</i>)	24
2.3.3.2- Simulações utilizando o Modelo Euleriano Granular	26
2.3.4- Modelagem e Simulação da Fluidodinâmica de um Leito de Jorro com Tubo <i>Draft</i>	31
2.3.5- Leitos de jorro com abordagem tridimensional	32
2.3.6- Equações Constitutivas	34
2.3.6.1- Troca de Momento entre as Fases: Forças Atuantes no Contato Sólido-fluido	34
2.3.6.2- Coeficiente de Troca Sólido-Sólido	36
2.3.6.3- Teoria Cinética Granular	37
2.3.6.4- Modelos de Turbulência Aplicados a Escoamentos Multifásicos Granulares	40
2.3.7- Discretização, Solução do Sistema de Equações Algébricas e Esquemas de Interpolação	43
CAPÍTULO III	47
MATERIAIS E MÉTODOS	47
3.1- O Modelo Euleriano Granular Aplicado ao Leito de Jorro	47
3.1.1- Modelagem da Fase Gasosa	48
3.1.2- Modelagem da Fase Sólida	49
3.1.3- Hipóteses Simplificadoras do Modelo	50
3.1.4- Equações Constitutivas	50
3.1.5- Condições de Contorno e Inicial	53

3.2-	Condições Experimentais utilizadas por LOURENÇO (2006)	54
3.3-	Condições Experimentais utilizadas por VIEIRA NETO (2007).....	55
3.4-	Solução do Modelo	55
3.4.1-	Malha Computacional	55
3.4.2-	Procedimento de Solução Numérica.....	56
3.5-	Estudos de Caso.....	56
3.5.1-	Caso 1: Leito de Jorro Convencional	56
3.5.2-	Caso 2: Leito de Jorro com Tubo <i>Draft</i>	57
3.5.3-	Caso 3: Testes de Modelo de Turbulência	57
3.6-	Aquisição dos dados Simulados de Pressão	57
CAPÍTULO IV		58
RESULTADOS E DISCUSSÕES		58
4.1-	CASO 1: Simulação Tridimensional de Leito de Jorro Convencional.....	58
4.1.1-	Estudo de Malha	59
4.1.2-	Resultados Simulados para o Caso 1	67
4.2-	Caso 2: Simulação Tridimensional de Leito de Jorro com Tubo <i>Draft</i>	72
4.2.1-	Geração da Malha do Leito de Jorro com Tubo <i>Draft</i>	72
4.2.2-	Resultados Simulados para o Caso2.....	73
4.3-	Caso 3: Estudo da Influência dos Modelos de Turbulência na Fluidodinâmica do Leito de Jorro.....	78
4.3.1-	Geração da Malha Computacional Tridimensional	78
4.3.2-	Resultados 3D Simulados utilizando a modelagem de turbulência.....	78
4.4-	Dificuldades de modelagem e incertezas nas simulações	83
CAPÍTULO V		85
CONCLUSÕES		85
CAPÍTULO VI		89
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS		89
ANEXO I.....		94
Equações Constitutivas.....		94
A.1.1-	Modelos de Coeficiente de Arraste	95
A.1.2-	Modelos de Coeficiente de Difusão de Energia Granular	97
A.1.3-	Equações para o Cálculo da Pressão de Sólidos.....	98
A.1.4-	Equações para o Cálculo da Função de Distribuição Radial	98
A.1.5-	Equações para o Cálculo da Viscosidade Cisalhante da fase sólida.....	99
A.1.6-	Modelo de Turbulência k- ϵ Disperso	100
ANEXO II		105
Esquemas de Fechamento de Malha (<i>GAMBIT</i>)		105
A.2.1-	Geração de malhas nas faces dos volumes	106
A.2.2-	Geração de malhas nos volumes.....	107

Lista de Figuras

Figura 2.1 – Dimensões características do leito de jorro convencional (sem “draft”).	6
Figura 2.2 – Regiões fluidodinâmicas típicas do leito de jorro.	6
Figura 2.3 – Curva característica ilustrativa: relação entre a queda de pressão e vazão de gás.	8
Figura 2.5 – Volume elementar para os balanços de conservação em coordenadas cartesianas.	19
Figura 2.7 – Principais formatos de jorro de acordo com MATHUR e EPSTEIN (1974).	27
Figura 2.8 – Formatos de jorro obtidos por DUARTE (2006) em simulações com CFD.	27
Figura 2.9 – Distribuição de velocidade radial, das partículas resultados experimentais de HE <i>et al.</i> (1994).	29
Figura 2.10 – Distribuição de velocidade radial, das partículas resultados obtidos por simulação, DUARTE (2006).	29
Figura 2.11 – Distribuição radial de porosidade (região de jorro), resultados experimentais obtidos por HE <i>et al.</i> (1994).	29
Figura 2.12 – Distribuição radial de porosidade simulada na região de jorro, DUARTE (2006).	29
Figura 2.13 – Malhas utilizadas para simulação de leitos de jorro: (a) KAWAGUCHI <i>et al.</i> (2000); (b) GIDASPOW <i>et al.</i> (2004); (c) DUARTE (2006) e LOURENÇO (2006); (d) DU <i>et al.</i> (2006-a); (e) SZAFRAN e KMIEC (2007).	30
Figura 2.14 – Trajetória de partículas simulada por DEM: (a) KAWAGUCHI <i>et al.</i> (2000) e (b) TAKEUCHI <i>et al.</i> (2004); Contorno de fração de volume de sólidos calculados usando o Modelo Euleriano Granular: (c) GIDASPOW <i>et al.</i> (2004), (d) DU <i>et al.</i> (2006-a), (e) SZAFRAN e KMIEC (2007).	31
Figura 2.15 – Contorno de fração volumétrica de sólidos, SHIRVANIAN <i>et al.</i> (2006).	33
Figura 2.16 – Contorno de fração volumétrica de sólidos para um leito de jorro-fluidizado de secção retangular, MUJUMDAR e ZHONGHUA (2007).	33
Figura 2.17 – Conexões Espacial e Temporal do volume P (MALISKA, 2004).	44
Figura 3.1 – Unidade experimental de LOURENÇO (2006) e VIEIRA NETO (2007).	54
Figura 4.1 – Superfície de entrada do leito para as malhas (a), (b), (c) e (d).	59

Figura 4.2 – Malha sobre o plano de simetria x-z para as malhas (a), (b), (c) e (d).....	60
Figura 4.3 – Perfil de velocidade de ar na entrada, velocidade média de 31,17 m/s.....	60
Figura 4.4 – Contorno de fração volumétrica de sólidos para as malhas estruturadas (i), (ii), (iii) e (iv).....	61
Figura 4.5 – Regiões com perfis inesperados de fração volumétrica de sólidos para as malhas estruturadas.....	62
Figura 4.6 – Superfície de entrada para as malhas não-estruturadas.....	62
Figura 4.7 – Malha sobre o plano de simetria x-z.	63
Figura 4.8 – Contorno de velocidade de ar na superfície de entrada do leito.	63
Figura 4.9 – Contorno de fração de volume de soja para as malhas não-estruturadas, $U=31,17\text{m/s}$	64
Figura 4.10 – Gráficos de distribuição radial de velocidade axial da soja à diferentes alturas h de leito, para as malhas (B), (C), (D), (E) e (F).....	65
Figura 4.11 – Gráficos de distribuição radial (sobre o eixo y) de velocidade axial de ar a diferentes alturas de leito, para as malhas (B), (C), (D), (E) e (F).	66
Figura 4.12 – Curvas características experimentais e simuladas.....	67
Figura 4.13 – Contorno de fração volumétrica de sólidos: transição de um leito de jorro convencional em estado de jorro estabelecido à condição de leito fixo, ($H_e=0,19\text{ cm}$).	68
Figura 4.14 – Perfil de fração volumétrica de sólidos, corte sobre o plano x-z, para o Caso 1...	69
Figura 4.15 – Distribuição radial simulada de velocidade de soja, em diferentes alturas axiais, para o leito de jorro convencional – Caso 1 ($Q_{1,2jm}^{\text{exp}} = 129,12\text{ m}^3/\text{h}$, $H_e=0,19\text{ m}$).....	70
Figura 4.16 – Distribuição radial de porosidade simulada para a condição de $U/U_{jm}=1,2$, ($Q_{jm}=129,12\text{m}^3/\text{h}$, $H_e=0,19\text{ m}$), a diferentes alturas axiais (m).	71
Figura 4.17 – Vetor velocidade da soja, indicando a trajetória das partículas: (a) diferentes posições axiais; (b) Efeito curto-circuito; (c) Região de entrada do leito.	72
Figura 4.18 – Malha computacional em 3D: (a) Vista Isométrica; (b) Entrada; (c) Interiores e saída; (d) Plano de simetria.	73
Figura 4.19 – Curvas características experimentais, simuladas em 2D e 3D para $H_e=16\text{ cm}$ e $H_D=4\text{ cm}$	73

Figura 4.20 – Contorno de fração volumétrica de sólidos: corte sobre o plano x-y para um leito de jorro com tubo <i>draft</i> ($H_e=16$ cm e $H_D=4$ cm).	74
Figura 4.21 – Distribuição radial simulada de velocidade de partículas, a diferentes alturas axiais para o leito de jorro com tubo <i>draft</i> ($Q_{1,2JM_d}^{exp} = 43,85 \text{ m}^3/h$, $H_e=16$ cm e $H_D=4$ cm). 76	
Figura 4.22 – Distribuição radial de porosidade simulada para a condição de $U/U_{mj}=1,2$ ($Q_{1,2JM_d}^{exp} = 43,85 \text{ m}^3/h$, $H_e=16$ cm e $H_d=4$ cm).	77
Figura 4.23 – Vetor velocidade da soja, indicando a trajetória das partículas: (a) perfil a diferentes alturas; (b) efeito curto-circuito eliminado; (c) região de entrada do tubo <i>draft</i>	77
Figura 4.24 – Contorno de fração volumétrica de sólidos para o leito de jorro utilizado por LOURENÇO (2006), condição de jorro mínimo ($U_{jm}=31,17$ m/s): (a) com o modelo de turbulência k- ϵ disperso; (b) sem modelagem de turbulência.	79
Figura 4.25 – Contorno de fração volumétrica de sólidos para o leito de jorro utilizado por LOURENÇO (2006), condição de $U/U_{jm}=1,2$: (a) com o modelo de turbulência k- ϵ disperso; (b) sem modelagem de turbulência.....	79
Figura 4.26 – Comparação da velocidade axial de soja para o Caso 1 e Caso 3.....	81
Figura 4.27 – Comparação da distribuição de porosidade no leito convencional simulada nos Caso 1 e 3.	82
Figure A.2.1 – Geração de malha não estruturada pelo esquema de <i>Quad-Pave</i>	106
Figure A.2.2 – Malha gerada pelo esquema <i>Tri-Primitive</i> em uma face triangular.	107
Figure A-2.3 – Malha tridimensional gerada pelo Esquema <i>TGrid</i>	109

Lista de Tabelas

Tabela 2.1 – Vantagens, limitações e aplicações do leito de jorro e suas modificações.....	12
Tabela 2.2 – Geometrias usadas na simulação dos itens (a), (b), (c) e (d) da Figura 2.9.....	28
Tabela 2.3 – Condições experimentais de por HE <i>et al.</i> (1994), utilizadas nas simulações de DUARTE (2006).	28
Tabela 3.1 – Condições experimentais de LOURENÇO (2006) e adotadas nas simulações...	54
Tabela 3.2 – Condições experimentais de VIEIRA NETO (2006), adotadas nas simulações.	55
Tabela 4.1 – Comparação dos valores de velocidade de jorro mínimo e queda de pressão simulados em 3D com os valores experimentais e obtidos por simulações em 2D, $H_e=0,19$..	69
Tabela 4.2 – Valores de vazão e queda de pressão de Jorro mínimo, experimental e simulações 2D e 3D para um leito de jorro com tubo <i>draft</i> ($H_e=16$ cm e $H_D=4$ cm).....	75
Tabela 4.3 – Comparação dos valores de velocidade de jorro mínimo e queda de pressão simulados em 3D (Casos 1 e 3) com os valores experimentais e os obtidos por simulações 2D.	80
Tabela A.2.1 – Esquemas de fechamento de malhas tridimensionais.	107

Lista de Símbolos

$b, C_{\mu}, C_3, C_V, C_\beta$	Parâmetros do modelo de turbulência
C_D	Coefficiente de arraste
$C_{fr,sa}$	Coefficiente de fricção entre as partículas da fase sólida s e a .
d_s	Diâmetro das partículas da fase s , $M^0 L^1 T^0$
d_a	Diâmetro das partículas da fase a , $M^0 L^1 T^0$
d_p	Diâmetro da partícula, $M^0 L^1 T^0$
d_g	Diâmetro das gotas, $M^0 L^1 T^0$
D_c	Diâmetro da parte cilíndrica, $M^0 L^1 T^0$
D_e	Distância entre esferas, $M^0 L^1 T^0$
D_h	Diâmetro hidráulico, $M^0 L^1 T^0$
D_i	Diâmetro da entrada do leito, $M^0 L^1 T^0$
D_j	Diâmetro do jorro, $M^0 L^1 T^0$
e_{ss}, e_{sa}	Coefficiente de Restituição entre sólidos
e_{sw}	Coefficiente de Restituição sólidos parede
f	Força de arraste, $M^1 L^1 T^{-2}$
$\vec{F}_g$	Força externa do corpo, $M^1 L^1 T^{-2}$
$\vec{F}_{lift}$	Força de ascensão, $M^1 L^1 T^{-2}$
$\vec{F}_{vm}$	Força mássica virtual, $M^1 L^1 T^{-2}$
g	Aceleração gravitacional, $M^0 L^1 T^{-2}$
$\mathcal{G}_{0,ss}, \mathcal{G}_{0,sa}$	Função distribuição radial
$G_{k,g}$	Produção de energia cinética turbulenta da fase gasosa
H_D	Distância do tubo Draft a base do leito, $M^0 L^1 T^0$
H	Altura total do leito, $M^0 L^1 T^0$
H_c	Altura da parte cônica do leito de jorro, $M^0 L^1 T^0$
H_e	Altura do leito estático, $M^0 L^1 T^0$
I	Intensidade de turbulência
I_{2D}	Segundo invariante do tensor tensão

$\Pi_{kg}, \Pi_{\varepsilon g}$	Influência da fase dispersa na turbulência da fase contínua g
k	Energia cinética turbulenta, $M^0 L^2 T^{-2}$
k_g	Quantidades de turbulência da fase gasosa, $M^0 L^2 T^{-2}$
k_s	Quantidades de turbulência da fase sólida, $M^0 L^2 T^{-2}$
k_{sg}	Covariância das velocidades das fases contínua e dispersa.
K_{sg}	Coeficiente de troca de momento entre as fases
k_{θ_s}	Coeficiente de difusão de temperatura granular
l	Comprimento d escala de turbulência, $M^0 L^1 T^0$
$L_{t,g}$	Escala do comprimento dos vórtices, $M^0 L^1 T^0$
$\dot{m}$	Taxa de transferência de massa
p	Pressão, $M^1 L^{-1} T^{-2}$
p_s	Pressão de sólido, $M^1 L^{-1} T^{-2}$
q_s	Condição de contorno geral para temperatura granular na parede
Q	Vazão volumétrica, $M^0 L^3 T^{-1}$
Q_{jm}	Vazão volumétrica de ar no mínimo jorro, $M^0 L^3 T^{-1}$
$\bar{R}_{sg}$	Força de interação entre as fases,
Re	Número de Reynolds
Re_s	Número de Reynolds relativo (Adota-se Velocidade relativa em seu cálculo)
S_g, S_s	Termo de geração da propriedade na equação de conservação
t	Tempo, $M^0 L^0 T^1$
u	Velocidade, $M^0 L^1 T^{-1}$
U	Velocidade de alimentação de ar, $M^0 L^1 T^{-1}$
U_{jm}	Velocidade de jorro mínimo, $M^0 L^1 T^{-1}$
$\vec{U}_{s, }$	Velocidade de deslizamento da partícula paralela à parede, $M^0 L^1 T^{-1}$
$\vec{U}_g$	Velocidade da fase mais densa, $M^0 L^1 T^{-1}$
v	Velocidade, $M^0 L^1 T^{-1}$
V	Volume, $M^0 L^3 T^0$
V_q	Volume da fase secundária q , , $M^0 L^3 T^0$
$x, y \text{ e } z$	Coordenadas espaciais, $M^0 L^1 T^0$

Símbolos gregos

α	Fração volumétrica
$\alpha_{s,max}$	Limite máximo de empacotamento
α_g	Fração volumétrica da fase gasosa
α_s	Fração volumétrica da fase granular
β	Ângulo da parte cônica
ε	Taxa de dissipação de energia cinética turbulenta da fase gasosa, $M^0L^2T^{-3}$
ε_s	Porosidade do leito estático
δ	Coefficiente de Especularidade entre a partícula e a parede
ϕ_i	Ângulo interno de fricção
ϕ_{gs}	Troca de energia granular entre as fases
γ_{ts}	Energia de dissipação devido à colisão
λ	Viscosidade bulk, $M^1L^{-1}T^{-1}$
μ_g	Viscosidade da fase gasosa, $M^1L^{-1}T^{-1}$
μ_s	Viscosidade cisalhante, $M^1L^{-1}T^{-1}$
$\mu_{s,col}$	Viscosidade devido a colisão das partículas, $M^1L^{-1}T^{-1}$
$\mu_{s,fr}$	Viscosidade devido ao atrito, $M^1L^{-1}T^{-1}$
$\mu_{s,kin}$	Viscosidade cinética, $M^1L^{-1}T^{-1}$
$\mu_{t,g}$	Viscosidade turbulenta da fase gasosa, $M^1L^{-1}T^{-1}$
η_{sg}	Razão entre a escala de tempo da integral Lagrangeana e o tempo de relaxação característico da partícula na turbulência da fase dispersa
θ_s	Temperatura granular
$\sigma_k, \sigma_\varepsilon$	Número de dispersão de Prandtl
ρ	Densidade, $M^1L^{-3}T^0$
ρ_g	Densidade da fase continua gasosa, $M^1L^{-3}T^0$
ρ_s	Densidade da fase granular, $M^1L^{-3}T^0$
ρ_p	Densidade do sólido, $M^1L^{-3}T^0$

$\tau_{F,sg}$	Tempo de relaxação característico da partícula na turbulência da fase dispersa, $M^0 L^0 T^1$
τ_s	Tempo de relaxação da partícula, $M^0 L^0 T^1$
$\tau_{t,g}$	Tempo de relaxação turbulento da fase contínua, $M^0 L^0 T^1$
$\tau_{t,sg}$	Escala de tempo da integral Lagrangeana calculada ao longo da trajetória das partículas
τ_s	Tensor tensão de sólidos;
τ_g	Tensor tensão da fase gasosa
θ	Ângulo entre a velocidade média da partícula e a velocidade relativa média
$-\Delta P_{jm}$	Queda de pressão no jorro mínimo, $M^1 L^{-1} T^{-2}$

Subscritos

a	Fase sólida a
g	Fase fluida, gasosa
s	Fase granular s
q	Fase q

RESUMO

O leito de jorro tem sido estudado em diversas aplicações, tais como secagem de materiais, recobrimento de partículas, reações catalíticas, dentre outros. Isto se deve ao fato do equipamento apresentar excelente contato fluido-partícula, o que fornece elevados coeficientes de transferência de calor e massa e alta taxa de circulação de partículas. O conhecimento da fluidodinâmica do equipamento é de suma importância para adaptar o leito a novas aplicações, bem como para compreender algumas limitações deste equipamento. Estudos de simulação por meio da técnica da fluidodinâmica computacional (CFD) mostraram que esta metodologia tem um bom potencial para a melhor compreensão dos aspectos fluidodinâmicos em diversos equipamentos. A utilização de um modelo multifásico, associada à solução de equações provenientes dos balanços de massa e momento para cada uma das fases, tem tido êxito para simulação fluidodinâmica de leitos móveis. Em trabalhos anteriores foram realizadas simulações numéricas bidimensionais (2D) de um leito de jorro convencional e com tubo *draft* utilizando o modelo Euleriano granular multifásico. Este modelo trata as fases como contínuas e interpenetrantes, dando origem a uma fase granular pseudo-fluida, que necessita da definição de algumas propriedades, tais como viscosidade *bulk* e cisalhante da fase granular e pressão da fase granular, propriedades presentes na equação de balanço de quantidade de movimento. Para definir estas propriedades, adota-se a Teoria Cinética Granular, desenvolvida para fluxos granulares. Os resultados de perfis fluidodinâmicos tiveram uma boa aproximação com os dados experimentais. No presente trabalho procurou-se adaptar a modelagem em 2D, para uma abordagem em 3D aplicada ao leito de jorro convencional e com tubo *draft*, considerando regime laminar. Posteriormente, realizou-se um estudo considerando o regime turbulento pó meio da inserção do modelo de turbulência $k-\epsilon$ disperso. Para tal, utilizaram-se os dados experimentais de LOURENÇO (2006), para o leito de jorro convencional e os dados de VIEIRA NETO (2007) no caso do leito de jorro com tubo *draft*. Os perfis simulados de fração volumétrica de sólidos, de velocidade de sólidos foram obtidos, bem como a curva característica simulada para as duas configurações do leito. A condição de jorro mínimo simulada foi identificada e auxiliou a validação das simulações. O efeito da inserção da turbulência foi avaliado, comparando as simulações com e sem a modelagem de turbulência, constatando-se que a inclusão desta exerce certa influência sobre a fluidodinâmica do leito. Os resultados via CFD obtidos pela simulação em 3D, para as duas configurações do leito de jorro, apresentaram boa concordância com os dados experimentais e se mostraram mais precisos do que os resultados das simulações 2D, realizadas em trabalhos anteriores.

Palavras-chave: leito de jorro, tubo *draft*, turbulência, CFD, 3D.

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

O leito de jorro é um equipamento de contato fluido-partícula, desenvolvido no Canadá por MATHUR e GISHLER (1955) durante experimentos de fluidização para secagem de partículas grandes. Eles puderam observar que diferentemente do leito fluidizado, em que o movimento das partículas é aleatório, o leito de jorro apresenta movimentos cíclicos de partículas, dando origem a regiões no interior do leito que são caracterizadas por fenômenos distintos: região anular, região de jorro e fonte.

Desde então, por ser um equipamento que apresenta altos coeficientes de transferência de calor e massa, devido ao efetivo contato fluido-partícula, bem como alta taxa de recirculação de partículas, a técnica de leito de jorro tem sido aplicada a diferentes processos, tais como: secagem de grãos e pastas, granulação, recobrimento de sólidos, extração mecânica por atrição de produtos de alto valor agregado, dentre outros.

Apesar das vantagens anteriormente citadas, ocorre no leito de jorro um fenômeno chamado curto-circuito. Esse fenômeno consiste no arraste das partículas na interface da região anular com a região de jorro, impedindo que estas completem seu ciclo útil no equipamento.

A fim de controlar melhor a taxa de recirculação de partículas, existe na literatura uma configuração que se caracteriza pela inserção de um tubo no interior do leito, conhecido como tubo *draft*. Além de controlar o fluxo das partículas, o tubo *draft* canaliza o ar para a região de jorro, diminuindo a vazão de ar necessária para que o leito entre em estado de jorro estável. No entanto, como uma menor quantidade de ar percorre a região anular, há uma diminuição dos coeficientes de transferência de calor e massa.

O conhecimento da fluidodinâmica do equipamento é de suma importância para adaptar o leito a novas aplicações, bem como para compreender algumas limitações que inibem a sua utilização, principalmente em grandes escalas. No entanto, em sistemas como esses em que a fase particulada é densa, a obtenção de medidas precisas da fluidodinâmica da mistura gás-sólido no interior do leito é restrita, visto que a inserção de sondas pode alterar o escoamento da mistura.

Atualmente, simulações numéricas têm sido utilizadas para obter informações detalhadas da fluidodinâmica do leito de jorro, sem distúrbios no escoamento. A modelagem do leito de jorro tem sido aprimorada, no decorrer dos anos. Avanços significativos têm sido alcançados na modelagem do movimento de partículas sólidas em leito de jorro e tem contribuído para o crescimento do uso da simulação numérica como ferramenta de otimização de processos e de projeto de unidades, mediante a validação dessas simulações com dados experimentais.

A técnica de *CFD* tem sido uma das técnicas de simulação numérica mais utilizadas na solução de problemas da área de mecânica dos fluidos. Para escoamentos bifásicos gás-sólido, que é o caso do leito de jorro, adota-se um modelo multifásico granular, que trata as duas fases como contínuas e interpenetrantes. Assim, a técnica de *CFD* aplicada ao leito de jorro consiste na geração das equações diferenciais parciais provenientes dos balanços de massa e momento para ambas as fases, bem como suas respectivas equações constitutivas, e da resolução do sistema de equações por meio da aplicação de métodos numéricos.

Dentre os fenômenos que regem o escoamento gás-sólido, a ação da força de arraste e a influência da turbulência, devido às altas velocidades das partículas e do gás, devem ser investigadas.

A turbulência é o estado do movimento fluido caracterizado pela vorticidade tridimensional aparentemente aleatória e caótica. Quando a turbulência está presente, ela geralmente domina todos os outros fenômenos do escoamento e resulta em um aumento da dissipação da energia, nível de mistura, transferência de calor e arraste. Se não houver nenhuma vorticidade tridimensional, não há atuação da turbulência. No caso de uma fase pseudo-fluida, que é o caso da fase granular, ainda não se conhece uma forma de identificar fisicamente esses fenômenos de vorticidade. No entanto, encontram-se na literatura modificações de modelos clássicos de turbulência, que contabilizam o efeito de turbulência nas fases granulares densas e dispersas. Por causa do comportamento aparentemente caótico e aleatório da turbulência, necessitam-se de técnicas estatísticas para a maioria dos estudos de turbulência. A fim de contabilizar o fenômeno da turbulência, modelos de turbulência têm sido desenvolvidos e empregados para levar em conta a formação de vórtices e o movimento aleatório do fluido.

O estudo de *CFD* pode prever com certa precisão a distribuição de porosidade, velocidade das fases e queda de pressão em qualquer posição do leito, desde o estado de leito fixo à condição de jorro estável. O conhecimento do comportamento dessas variáveis pode ser

utilizado para verificar os efeitos da inserção do tubo *draft*, do efeito do Modelo de Turbulência nos resultados, além de auxiliar no projeto de novos leitos ou modificações deste.

Em trabalhos anteriores (DUARTE, 2006; LOURENÇO, 2006 e VIEIRA NETO, 2007), desenvolvidos no Programa de Pós-graduação em Engenharia Química da Universidade Federal de Uberlândia, a fluidodinâmica do leito de jorro foi estudada experimentalmente e por meio de CFD, em simulações bidimensionais (2D). Os resultados simulados nesses trabalhos apresentaram boa concordância com os dados experimentais, motivando o avanço desses estudos para uma abordagem tridimensional (3D) aplicada ao leito de jorro convencional e com tubo *draft*, a ser realizado nesta dissertação.

1.1- Objetivos

Diante do exposto anteriormente, esta dissertação tem por objetivo geral expandir os estudos de simulação via *CFD* em leito de jorro para uma abordagem tridimensional, tendo em vista os bons resultados obtidos em trabalhos anteriores utilizando abordagem bidimensional. O efeito da inserção do modelo de turbulência também é estudado. A validação da metodologia utilizada será feita por meio de comparação com dados experimentais da literatura. Para tal, foram propostos 3 estudos de caso, sendo os objetivos específicos de cada caso discutidos a seguir:

Caso 1:

Estudo da fluidodinâmica de um leito de jorro convencional aplicado a uma malha tridimensional, utilizando os dados experimentais de LOURENÇO (2006). As etapas que compõe este estudo são:

- Verificação do efeito do refinamento de malhas estruturadas e não-estruturadas nas simulações realizadas;
- Obtenção da curva característica simulada, nas mesmas condições experimentais adotadas por LOURENÇO (2006), para altura de leito estático de 0,19 cm;
- Utilizar os perfis de fração volumétrica de sólidos e valores de queda de pressão simulados para auxiliar na identificação da condição de jorro mínimo simulado;
- Comparar as simulações 3D com as simulações 2D realizadas por LOURENÇO (2006) e DUARTE (2006).

Caso 2:

Estudo da fluidodinâmica de um leito de jorro com tubo *draft* aplicado a uma malha tridimensional, utilizando os dados experimentais de VIEIRA NETO (2007). As etapas que compõe este estudo são:

- Obtenção da curva característica simuladas, nas mesmas condições experimentais adotadas por VIEIRA NETO (2007) para soja, numa altura de leito estático de 0,16 cm e distância do *draft* à base de 4 cm ;
- Utilizar os perfis de fração volumétrica de sólidos e valores de queda de pressão simulados para auxiliar na identificação da condição de jorro mínimo simulado;
- Comparar as simulações 3D com as realizadas por VIEIRA NETO (2007), em 2D.

Caso 3:

Estudo da influência da inserção de um modelo de turbulência sobre o escoamento bifásico. Neste caso, a mesma condição do Caso 1 será simulada, acrescentando o modelo de turbulência k- ϵ disperso. A mesma malha obtida no Caso 1 será utilizada nas simulações.

- Utilizar os perfis de fração volumétrica de sólidos e queda de pressão simulados para auxiliar na identificação da condição de jorro mínimo;
- Comparar as simulações utilizando o modelo de turbulência com as simulações em 2D realizadas por LOURENÇO (2006) e DUARTE (2006) e as simulações 3D referidas no Caso 1.

CAPÍTULO II

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1- Caracterização do Leito de Jorro

O leito de jorro consiste num vaso aberto no topo e parcialmente preenchido com partículas, que possui uma base cônica conectada à parte cilíndrica. Um fluido é injetado verticalmente através de um pequeno orifício localizado na parte inferior central do vaso, que, a altas taxas de injeção, leva à formação do jorro. Ao atingir certa taxa de injeção de fluido, forma-se um canal preferencial de passagem de ar na região central do leito e as partículas são suspensas até que forma-se o jorro, ou fonte. Essas partículas, após atingirem velocidade igual a zero, caem e retornam pela região anular à parte inferior do leito dando origem a um movimento cíclico de partículas.

Na tentativa de secar grãos de trigo em leito fluidizado, MATHUR e GISHLER (1955) observaram que partículas com diâmetro superior aos usualmente utilizados em leito fluidizado não fluidizavam bem. Após o rompimento acidental da placa de distribuição de ar do leito fluidizado, eles verificaram que quando submetido a um aumento gradativo na vazão de fluido, o leito apresentava um movimento cíclico de partículas e regiões com características fluidodinâmicas diferentes e vantajosas, sendo capaz de executar certas operações de ciclo úteis em partículas sólidas que não podem ser executadas em um leito fluidizado, devido ao movimento de partículas comparativamente aleatório. Além disso, o novo equipamento trouxe algumas vantagens na secagem do trigo, já que mantiveram as propriedades do trigo, mesmo utilizando vazões de ar quente superior à secagem convencional (MATHUR e EPSTEIN, 1974).

Visando a uma aplicação mais ampla desta nova técnica, eles estudaram as características do leito de jorro para diversos materiais particulados, utilizando água e ar como fluidos da fase contínua e foi constatado que, apesar do leito de jorro apresentar mecanismos de escoamento de partículas e de fluido bem diferentes do leito fluidizado, ele causa o mesmo efeito em partículas grosseiras que o leito fluidizado em partículas finas. Sua aplicação está intimamente ligada a processos que requerem um contato fluido-partícula eficiente, tais como:

secagem de grãos, cereais e pastas, granulação, recobrimento de sólidos, extração mecânica por atrição de produtos de alto valor agregado, dentre outros.

O leito de jorro é caracterizado por um movimento cíclico e homogêneo das partículas e é composto por três regiões de características distintas: região anular, região de jorro e fonte. O movimento cíclico promove um contato eficiente, possibilitando valores elevados dos coeficientes convectivos de troca de calor e massa entre as duas fases. As dimensões características e as principais regiões fluidodinâmicas de um leito de jorro do tipo cônico-cilíndrico encontram-se nas Figuras 2.1 e 2.2, respectivamente.

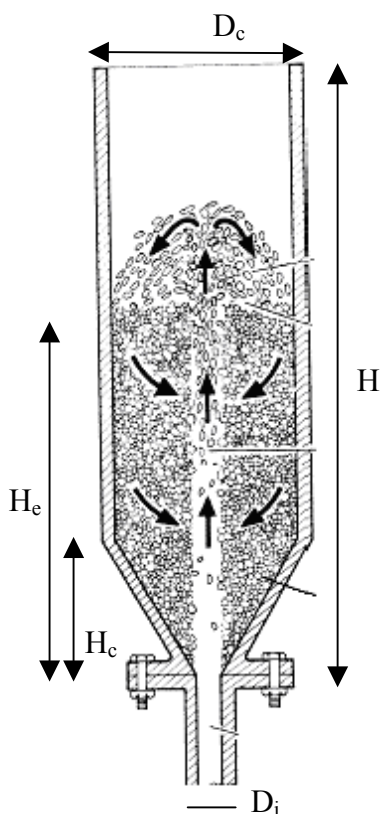


Figura 2.1 – Dimensões características do leito de jorro convencional (sem “draft”).

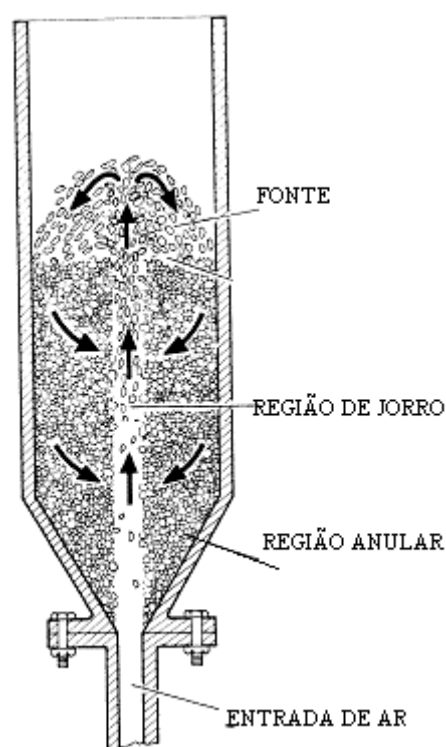


Figura 2.2 – Regiões fluidodinâmicas típicas do leito de jorro.

O jorro é um fenômeno visualmente observável que ocorre a uma determinada taxa de velocidade de gás para uma dada combinação de gás, sólidos e geometria do leito. Na região de jorro, as partículas próximas à entrada de ar são arrastadas por transporte pneumático ascendente, formando um canal central de passagem de ar, onde as partículas na interface entre a região de jorro e anular são arrastadas de forma aleatória até a região de fonte. Na região de fonte, as partículas perdem sua energia cinética e caem na região anular.

Esta, por sua vez, é caracterizada por possuir baixa porosidade, fluxo descendente de partículas e fluxo ascendente de ar.

O leito de jorro pode ser utilizado em processo contínuo ou batelada. Em um processo contínuo, os sólidos podem ser retirados por meio de um orifício lateral conectado a um tubo posicionado próximo à região da fonte. Os sólidos ou podem ser alimentados junto com o gás ou no topo do leito, perto da parede, unindo-se à massa móvel descendente de partículas na região anular, sendo que neste caso a retirada das partículas é feita em posição diametralmente oposta à alimentação.

Para operacionalização e otimização dos leitos de jorro, é necessário conhecer o trajeto das partículas e do ar dentro do equipamento, bem como a queda de pressão e vazão de ar em cada um dos regimes de operação do leito. MATHUR e EPSTEIN (1974) descreveram o mecanismo de transição de um leito estático a um leito jorrando pela seguinte sequência:

- O leito se comporta como leito estático, ou seja, à baixas velocidades de gás, este simplesmente percola as partículas sem perturbá-las e a queda de pressão aumenta com o aumento da velocidade do gás;
- Ao atingir uma certa velocidade de gás, inicia-se o arraste das partículas da vizinhança de entrada de gás, gerando uma pequena cavidade relativamente vazia pouco acima da entrada. As partículas que rodeiam a cavidade são comprimidas contra o material acima, formando um arco compactado, aumentando a resistência para o escoamento do gás. Assim, mesmo existindo uma cavidade oca, continua-se aumentando a queda de pressão total através do leito;
- Aumentando a velocidade do gás, alonga-se a pequena cavidade para um jorro interno. A compactação das partículas acima do jorro interno aumenta ocasionando um aumento expressivo na queda de pressão através do leito, vindo a atingir um ponto de máximo;
- Se a velocidade do gás é aumentada, a pressão cai. Isso ocorre por que a altura do jorro interno se torna grande em comparação com os sólidos empacotados acima do jorro, diminuindo a resistência ao escoamento do gás;
- Muitos sólidos são deslocados da região central, o que causa uma expansão significativa do leito. Esta expansão do leito pode resultar na diminuição de queda de pressão;
- Com um pequeno aumento na velocidade do gás, ocorre a quebra do jorro interno e a concentração de sólidos na região acima do jorro interno diminui abruptamente,

causando uma considerável redução na queda de pressão. Esse ponto é conhecido como ponto de jorro incipiente e a partir dele, o leito torna-se móvel e em estado de jorro;

- Aumentando-se de forma contínua a velocidade do gás, a quantidade adicional de gás simplesmente passa através da região de jorro, que consiste no trajeto de menor resistência ao escoamento, causando uma elevação da fonte sem afetar significativamente a queda de pressão total.

A velocidade de jorro incipiente e o início do jorro dependem da história do leito e por isso não são exatamente reproduzíveis, visto que a porosidade inicial do leito influencia diretamente nessas medidas. A velocidade mais reproduzível é obtida pelo decréscimo progressivo e lento da vazão de gás a partir do leito remanescente do estado de jorro. Este ponto representa a condição de jorro mínimo (MATHUR e EPSTEIN, 1974).

Os parâmetros relevantes para o estudo fluidodinâmico do leito de jorro são: velocidade de jorro mínimo, queda de pressão na condição de jorro mínimo, altura de leito estável, diâmetro de jorro e a máxima queda pressão. A partir de gráficos típicos de vazão versus queda de pressão, conhecidos como curvas características, pode-se determinar experimentalmente a queda máxima de pressão, e as condições de jorro mínimo, como ilustra a Figura 2.3.

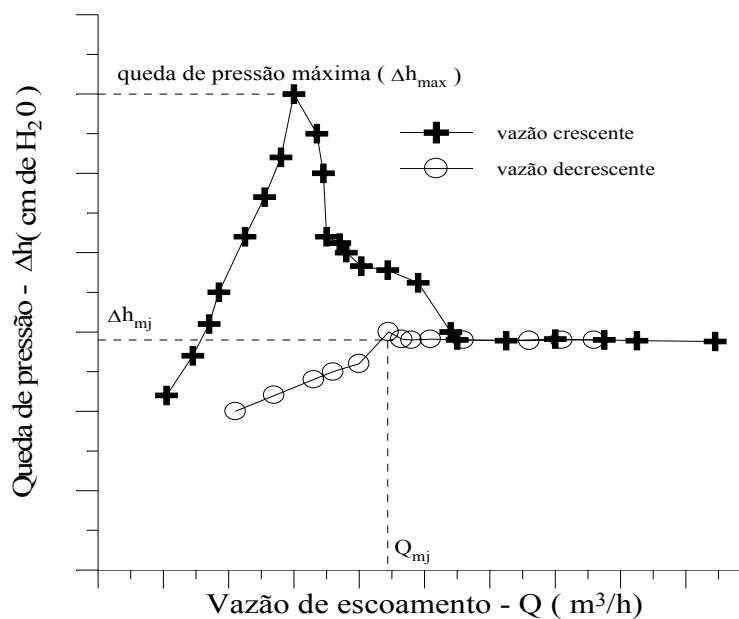


Figura 2.3 – Curva característica ilustrativa: relação entre a queda de pressão e vazão de gás.

Várias correlações foram desenvolvidas a partir de dados experimentais relacionando os parâmetros mencionados anteriormente às condições de geometria, propriedades do fluido e das partículas. Essas correlações são facilmente encontradas na literatura e podem ser utilizadas de acordo com suas faixas de validade, acarretando certo erro.

2.2- Estudos da Fluidodinâmica do Leito de Jorro

O estudo fluidodinâmico é imprescindível no projeto e *scale-up* do leito de jorro. A grande quantidade de partículas presentes no leito dificulta a visualização e obtenção de dados precisos referentes ao movimento das partículas e sua interação com o fluido. A obtenção dos perfis fluidodinâmicos do ar e das partículas é geralmente feita através da inserção de sondas que podem causar perturbações e conseqüentemente erros nas medidas. Assim, o conhecimento da fluidodinâmica de leito de jorro é primordial e tem sido motivo de estudo por muitos anos. A seguir, apresentam-se alguns trabalhos que corroboraram com o desenvolvimento do leito de jorro convencional e de algumas modificações feitas neste equipamento, requeridas por suas diversas aplicações.

2.2.1- O leito de jorro convencional

MATHUR e LIM (1976) desenvolveram um modelo de escoamento de gás para duas regiões do leito de jorro: para o escoamento vertical de gás no jorro e a dispersão do escoamento do gás na região anular. Estes autores concluíram que a dispersão do gás aumenta com o aumento do diâmetro das partículas e com o aumento da altura do leito. A dispersão do gás no leito de jorro é maior do que no leito fixo e menor que a do leito fluidizado. Conhecer a dispersão de gás no sentido radial possibilita analisar a performance do leito de jorro com respeito à transferência de calor e massa.

SICIU e PATRASCU (1977) desenvolveram uma correlação para cálculo da velocidade do ar na região de jorro em função da altura do leito, tomando como base a Equação de ERGUN (1952). A trajetória das partículas foi registrada por meio de fotografias. Eles concluíram que devido à baixa velocidade das partículas na região anular, o efeito de parede não afetou de forma significativa o gradiente de pressão radial. Quanto à distribuição das partículas, a taxa de escoamento das partículas na região de jorro aumenta à medida que se aproxima o topo do leito. A porcentagem de partículas que passa da região anular para a

região de jorro ao longo da parte cilíndrica do leito aumenta suavemente rumo ao topo aproximadamente de 6%.

HE *et al.* (1994) estudaram a distribuição de porosidade e velocidade de partículas no interior de um leito de jorro convencional utilizando fibra ótica. Eles observaram que a porosidade na região de jorro decresce com a altura e aumenta com a distância radial e que esta tem perfil radial parabólico na porção menor do jorro. Este trabalho tem sido referência de confiabilidade para medidas experimentais de porosidade e velocidade de partículas, sendo constantemente utilizado para validação de simulações numéricas.

2.2.2- Leito de Jorro com Tubo Interno (tubo *draft*)

O leito de jorro com tubo *draft* consiste na inserção de um tubo na região central do leito a fim de direcionar a passagem de ar. Assim, há uma canalização do ar para a região de jorro, fazendo com que o leito entre em estado de jorro estável a uma velocidade de alimentação de gás menor. Conseqüentemente, a queda de pressão máxima necessária para colocar o leito em estado de jorro é menor. Como o tubo força a maior parte do fluido a atravessar a região de jorro, há uma pequena penetração de fluido na região anular através da pequena abertura entre a entrada do fluido e a parte inferior do tubo, por onde também ocorre a passagem de sólidos da região anular para o jorro (MATHUR e EPSTEIN, 1974).

A utilização do tubo *draft* introduz novas variáveis à geometria do equipamento: o diâmetro do tubo, a distância do tubo à base e o comprimento do tubo (DUTRA, 1984).

O leito de jorro com tubo interior tem sido utilizado em diferentes operações. PALLAI e NÉMETH (1972) *apud* MATHUR e EPSTEIN (1974) sugeriram que a introdução do tubo *draft* poderia aumentar a qualidade da secagem de grãos. Apesar do tubo *draft* diminuir os coeficientes de transferência de calor e massa, ele evita que partículas retornem para a região de jorro antes de percorrerem toda a região anular, evitando assim o efeito curto-circuito. Efeito este que provocaria um aumento na temperatura de alguns grãos, obtendo assim, na configuração sem o *draft*, um produto final mais heterogêneo. Verificaram também uma diminuição na faixa de tempo de residência das partículas, quando comparado ao leito convencional.

CLAFLIN e FANE (1982), *apud* DUTRA (1984) estudaram a desinfestação térmica de trigo utilizando um leito de jorro com tubo *draft*. O uso do tubo possibilitou controlar

melhor o tempo de residência e a temperatura do grão, variáveis imprescindíveis para não haver a desnaturação do grão e garantir a desinfestação.

DUTRA (1984) estudou o comportamento de um leito cônico-cilindrico com tubo *draft* com relação a variação do diâmetro do tubo *draft* e a distância do tubo à base e verificou a influência destes parâmetros na queda de pressão, circulação das partículas e vazão de ar. Este autor verificou que o uso do tubo *draft* aumenta a capacidade da coluna, pois diminui a restrição do leito convencional quanto à altura máxima de jorro estável. Além disso, o tubo *draft* diminui a queda de pressão e a vazão de ar necessária à manutenção do jorro e permite um maior controle na circulação de partículas, diminuindo o efeito curto-circuito.

Um modelo de transferência de calor unidimensional foi proposto por FREITAS e FREIRE (2001) para uma configuração de leito de jorro com operação contínua, contendo uma seção de alimentação de partículas e o tubo *draft*. Eles estudaram o efeito da altura inicial de partículas, das vazões de alimentação de sólidos e gás e da temperatura de entrada do ar na fluidodinâmica da configuração proposta. Eles puderam concluir que a temperatura do ar no jorro diminui com a posição radial a intervalos que correspondem à seção de recirculação, que fica imediatamente abaixo do tubo *draft*, e que esta região exerce grande influência na transferência de calor que se dá na seção de alimentação de partículas, pois é onde as partículas resfriadas na seção de alimentação se encontram com as partículas quentes que estão saindo da região anular e entrando na região de jorro.

KONDURI *et al.* (1999) aplicaram o leito de jorro com tubo *draft* para combustão de propano com reciclo de calor, utilizando partículas de alumina. Eles puderam observar que a medida que o tubo *draft* se distancia da base, a taxa de recirculação de partículas aumenta e o limite de inflamabilidade diminui. O tubo *draft* alivia o leito pulsante, removendo a limitação de altura máxima de leito estável e controla o tempo de residência das fases, ampliando o regime de operação estável do leito. Assim, para esta configuração e aplicabilidade, o tubo *draft* deve ser cuidadosamente projetado a fim de permitir uma máxima circulação de sólidos.

Uma das desvantagens do tubo *draft* convencional é que este diminui consideravelmente a quantidade de ar que passa pela região anular, concentrando a maior quantidade de ar na região de jorro. Isso faz com que os coeficientes de transferência de calor e massa diminuam. A fim de suavizar este efeito, o tubo *draft* poroso ou uma tela cilíndrica têm sido utilizados.

CLAFLIN e FANE (1982), citados por DUTRA (1984), compararam a fluidodinâmica de um leito com tubo *draft* convencional e com a tela cilíndrica e verificaram que ambos evitam o efeito curto-circuito. De acordo com eles, o aumento da porcentagem de ar que passa pela região anular quando se utiliza a tela cilíndrica não é tão pronunciado. A porcentagem do fluxo de fluido na região anular aumenta com a distância entre a tela e a entrada de ar e aumenta com a diminuição do diâmetro da tela, como se dá com o tubo *draft* convencional.

A Tabela 2.1 apresentada por ISHIKURA *et al.* (2003) compara o leito de jorro convencional com e sem o tubo *draft* (poroso e não-poroso), detalhando algumas de suas vantagens, limitações e aplicações.

Tabela 2.1 – Vantagens, limitações e aplicações do leito de jorro e suas modificações.

	Leito de jorro convencional	Leito de jorro com tubo <i>draft</i> impermeável	Leito de Jorro com tubo <i>draft</i> poroso
Parâmetros de Projeto	- Diâmetro da coluna D_c - Diâmetro de entrada de ar D_i - Ângulo do cone β - Diâmetro de jorro D_j - Altura máxima de jorro estável H_e	- Diâmetro do tubo <i>draft</i> - Distância entre a base do tubo e o bocal de entrada.	- Diâmetro do tubo <i>draft</i> - Distância entre a base do tubo e o bocal de entrada. - Porosidade do tubo
Vantagens	- Fácil projeto - Circulação regular de sólidos - Baixa queda de pressão - Boa fluidização para sólidos irregulares. - Boa mistura para sólidos grossos.	- Sem limitação na altura de leito estável e uniformidade de tamanho de partícula. - Maior flexibilidade de operação - Menor velocidade de jorro mínimo - Menor queda de pressão - Maior homogeneidade na distribuição do tempo de residência.	- As mesmas vantagens do tubo <i>draft</i> impermeável. - Maior controle da percolação do gás na região anular - Maiores coeficientes de calor e massa.
Limitações	- Limitação na geometria e operação - Limitação na altura de leito - Jorro pobre para partículas finas	- Projeto mais complexo - Reduz a mistura das partículas - Contato gás-sólido reduzido (menores coeficientes de transferência de calor e massa). - Tendência de entupimento no tubo interior quando inicia-se ou encerra-se o movimento;	- Projeto ainda mais complexo - Instalação do tubo <i>draft</i> poroso.
Aplicações	- Secagem de grãos e suspensões - Revestimento de partículas - Granulação de partículas - Gaseificação de carvão - Limpeza de gases.	- Secagem de grãos e suspensões - Revestimento de partículas - Granulação de partículas - Gaseificação	- Secagem de grãos e produtos químicos - Processo de desinfestação térmica.

ISHIKURA *et al.* (2003) realizaram experimentos utilizando um tubo *draft* poroso de feltro metálico sinterizado de aço inoxidável. O tubo possuía poros com 120 μm e diâmetro e porosidade de 40% em área. Eles estudaram o efeito da adição de partículas finas na taxa de circulação de sólidos e na velocidade do gás na região anular. Foi possível verificar que a adição de partículas finas causa a redução da velocidade do gás na região anular devido à diminuição da porosidade do leito e que a velocidade de jorro mínimo diminui com o aumento da fração de partículas finas.

Foi observado também por estes autores que a queda de pressão usando o tubo *draft* poroso é maior do que aquelas obtidas com o tubo convencional. Além disso o uso do *draft* poroso proporciona um contato gás-sólido mais efetivo e uma maior circulação de sólidos, apesar da velocidade de jorro mínimo ser maior.

2.3- A Modelagem Computacional

Um dos desafios no estudo e aplicação do leito de jorro é o projeto de scale-up. Para tal, é necessário um conhecimento prévio profundo sobre a fluidodinâmica do leito. Como a existência de grande quantidade de grãos no leito de jorro dificulta a observação do trajeto e velocidades das partículas, a simulação computacional desta fluidodinâmica tem se mostrado uma ferramenta essencial.

A modelagem computacional é a área que analisa os processos, identifica os fenômenos e leis que regem os processos e assim elabora um modelo matemático para sua descrição. A partir deste modelo, elaboram-se códigos computacionais para proceder às simulações e obtenção das soluções dos problemas analisados.

Geralmente problemas complexos demandam forte esforço de cálculo, devido à robustez dos modelos matemáticos. Portanto, a abordagem matemática deve ser feita de forma individual, de maneira a estabelecer quais são as hipóteses simplificadoras cabíveis a cada problema.

Os problemas considerados em engenharia são em sua maioria complexos e de difícil modelagem. Mesmo após realizar as simplificações possíveis para cada caso estudado, o sistema de equações resultantes da modelagem do problema é composto de um elevado

número de variáveis. Para resolução destes sistemas, adota-se o uso de métodos numéricos associados à ferramenta computacional, o que torna o desenvolvimento dessa ferramenta muito relevante.

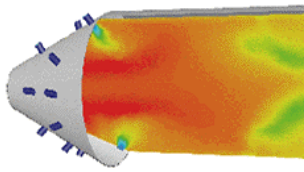
A técnica de Fluidodinâmica Computacional (*CFD*) tem se destacado nas aplicações da área de engenharia, especialmente em mecânica dos fluidos. Pacotes comerciais contendo modelos clássicos da literatura, que estabelecem relações para as principais variáveis relacionadas ao escoamento de fluidos e o transporte de calor e massa, têm viabilizado a simulação de problemas considerados de resolução complexa como sistemas reacionais, sistemas multifásicos, perfis aerodinâmicos, dentre outros.

Segundo MASSAH e OSHINOWO (2000), algumas das principais vantagens do *CFD* são:

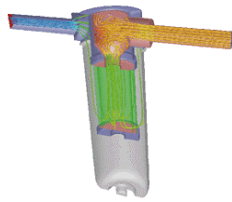
- Grande flexibilidade para mudar os parâmetros de projeto sem a despesa de mudanças de hardware. Tem custo inferior ao de laboratórios ou experiências de campo, permitindo aos engenheiros realizar outras tentativas e avaliar novas possibilidades de projeto.
- Tem um tempo de resposta mais rápido do que o das experiências.
- Guia o engenheiro à raiz dos problemas diminuindo os erros de chutes.
- Fornece informações relevantes sobre os perfis do escoamento, especialmente em regiões onde as medidas são de difícil obtenção.

Cabe entretanto ressaltar, que simulações necessitam de verificação ou validação experimental.

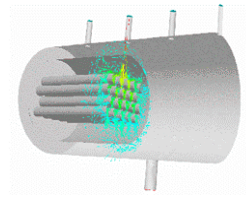
Na Figura 2.4 podem ser vistos alguns exemplos de perfis voltados para área de Processos Químicos e Petroquímicos, obtidos por simulação via *CFD* utilizando o software comercial *FLUENT*.



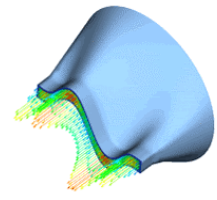
Distribuição da temperatura durante a combustão de gotas de um efluente líquido em um incinerador



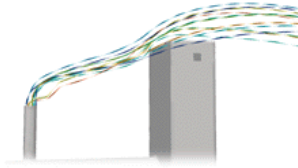
Trajatória das partículas em um filtro



Regiões da eficácia baixa de transferência de calor em um trocador de calor casco-tubo;



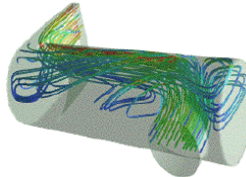
Os vetores e os contornos da velocidade no saída de um extrusor;



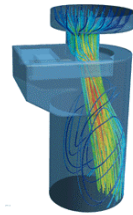
Trajetória do pó de coletado pelo sistema de exaustão;



Componentes hidráulicos de uma bomba de alta performance;



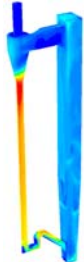
Efeitos do tempo da separação e de tempo de residência em um reator de polimerização;



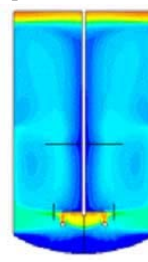
Fluxo do catalisador regenerado através de uma válvula, revelando a fonte de problemas de erosão;



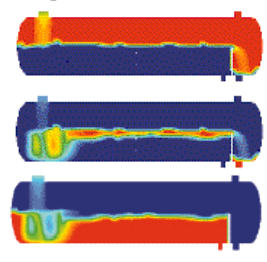
Fração de porosidade em uma coluna de bolhas;



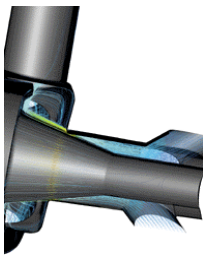
Fração de volume dos sólidos em um sistema com ciclone, downcomer e riser;



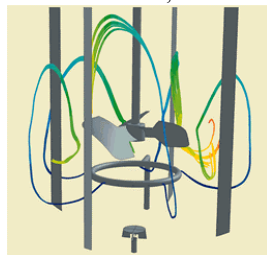
Fração de volume de ar em um tanque de aeração;



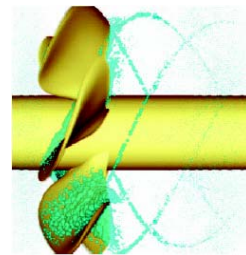
Fração volumétrica de gás, óleo e água, respectivamente em um separador trifásico;



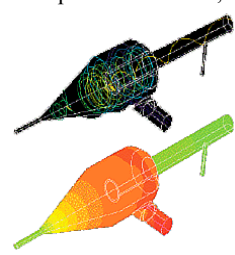
Trajetória do fluido em uma válvula do óleo hidráulico, indicada pelo valor local da velocidade;



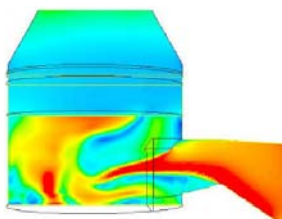
Trajetória das bolhas em um misturador;



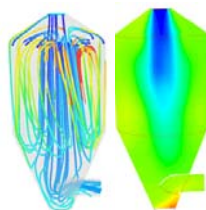
Bolhas em torno de uma hélice, identificando a cavitação;



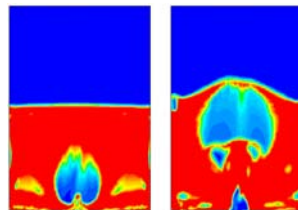
Trajetória da partícula e campos de distribuição de pressão em ciclones;



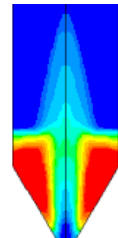
Fluxo de ar em lavadores de gás



Trajetória do fluxo de gás e fração de água evaporada em um secador contendo Spray dry;



Fração volumétrica de sólidos em um leito fluidizado



Fração volumétrica de sólidos em um leito de jorro.

Figura 2.4 – Exemplos de aplicações da técnica de CFD, (<http://www.fluent.com/>, acessado em Abril de 2007).

2.3.1- Modelagem de Sistemas Multifásicos Utilizando CFD

Os avanços computacionais em Mecânica dos Fluidos forneceram uma base de introspecção adicional na dinâmica de sistemas com escoamento multifásico. Atualmente há duas aproximações para o cálculo numérico de escoamentos multifásicos: a aproximação de *Euler-Euler-Lagrange* e a aproximação de *Euler-Euler*.

O modelo de fase discreta Lagrangeano segue a aproximação de *Euler-Euler-Lagrange*. A fase fluida é tratada como contínua pela resolução das equações de *Navier-Stokes* calculadas no tempo, enquanto a fase dispersa é resolvida injetando-se um grande número de partículas, bolhas, ou gotas através do campo de escoamento calculado e são tratadas pela mecânica clássica do corpo sólido, especificamente pela aplicação da 2ª Lei do movimento de Newton, sendo que a fase dispersa pode trocar momento, massa e energia com a fase fluida.

A abordagem Lagrangeana é indicada para sistemas em que a fase dispersa ocupa baixa fração de volume, mesmo que o carregamento de massa seja elevado. A trajetória das partículas é calculada individualmente. Assim, a partícula não influencia o escoamento do fluido e este determina a trajetória da partícula. Isto faz com que o modelo seja apropriado para representar ciclones, hidrociclones, elutriadores, secadores com pulverizador, combustão de carvão e combustível líquido, mas impróprio para modelar misturas líquido-líquido, leitos fluidizados ou de jorro, ou qualquer aplicação em que a fração do volume da segunda fase é significativa.

Dentre as dificuldades encontradas na abordagem Lagrangeana, podemos ressaltar a necessidade de utilizar correlações para descrever as interações partícula-parede, partícula-partícula e partícula-gás e a dificuldade em prever as variáveis de campo para a fase particulada, dificultando a visualização científica dos fenômenos que influenciam nas trajetórias das partículas (DECKER *et al.*, 2004).

Na aproximação *Euler-Euler*, as diferentes fases são tratadas matematicamente como contínuas e interpenetrantes, ou seja, o volume de uma fase não pode ser ocupado pelas outras. Assim, surge o conceito de fração volumétrica das fases, que são funções contínuas no espaço e no tempo e a soma delas é igual a um. Forma-se então um conjunto de equações contendo as equações de conservação para cada fase. A esse sistema de equações, acrescentam-se as equações constitutivas que são obtidas a partir de informações empíricas, ou, no caso de escoamento granular, pela aplicação da teoria cinética granular.

O software comercial *FLUENT* disponibiliza três diferentes modelos aplicáveis a escoamentos multifásicos sob a abordagem *Euler-Euler*: o Modelo de Volume de Fluidos (*VOF*), o Modelo de Mistura, e o Modelo Euleriano, descritos abaixo (FLUENT USER'S GUIDE, 2005):

- O Modelo de Volume de Fluidos (*VOF*): indicado para sistemas compostos por dois ou mais fluidos imiscíveis onde se deseja conhecer a posição da interface entre eles ou mecanismos de troca que aconteçam na interface. No Modelo *VOF*, um único conjunto de equações do momento é compartilhado pelos fluidos, e a fração volumétrica de cada fase é obtida em cada volume de controle do domínio de cálculo. O modelo é aplicável a escoamentos estratificados, escoamento em superfícies livres, movimento de bolhas grandes em um líquido, predição da dispersão de jato e problemas envolvendo interface líquido-gás, quer sejam estacionários ou transientes.
- O Modelo de Mistura: aplicado a sistemas com duas ou mais fases (fluida ou particulada). As fases são tratadas como contínuas e interpenetrantes. O modelo de mistura resolve a equação de momento aplicada à mistura e prescreve velocidades relativas para descrever as fases dispersas. Aplicável a arraste de partículas em sistemas com baixo carregamento, escoamento com bolhas, sedimentação, ciclones e hidrociclones.
- O Modelo Euleriano: é o mais complexo dos modelos multifásicos disponíveis no software. É especialmente útil e computacionalmente efetivo quando a fração de volume da fase granulada é comparável ao da fase contínua, ou quando as forças de campo, como a gravidade, atuam de forma relevante na separação entre as fases, ou quando a interação entre as fases tem um papel significativo na fluidodinâmica do sistema. Resolve um conjunto de n equações de momento e da continuidade para cada fase. O acoplamento da pressão é conseguido através dos coeficientes da troca entre as fases. A maneira de garantir este acoplamento depende do tipo de fases envolvidas. Para o modelo Euleriano granular, as propriedades são obtidas pela aplicação da teoria cinética granular. A troca de momento entre as fases é também dependente do tipo de mistura que está sendo modelada. As aplicações do modelo Euleriano multifásico incluem colunas da bolha, *risers*, suspensão de partículas, leitos fluidizados, leitos de jorro, dentre outros.

2.3.2- Procedimento de Resolução *CFD*

Podemos dividir o processo de simulação em três etapas que apresentam atividades importantes, VERSTEEG e MALALASEKERA (2007).

Pré-processamento:

- Seleção dos fenômenos químicos e físicos que precisam ser modelados;
- Definição da geometria da região de interesse: domínio computacional;
- Geração da malha: subdivisão do domínio em um número menor de volumes;
- Especificação apropriada das condições de contorno nas células que coincidem com ou tocam o contorno do domínio.

Resolução:

- Integração das equações de conservação da fase contínua e fase dispersa (granular) em todos os volumes de controle do domínio;
- Discretização: Conversão das equações integrais resultantes em um sistema de equações algébricas;
- Solução das equações algébricas por um método iterativo.

Pós-processamento:

- Visualização da geometria do domínio e da malha;
- Obtenção de vetores das propriedades desejadas;
- Obtenção de gráficos 2D;
- Injeção de partículas, (no caso do Modelo de Fase Discreta);
- Manipulação da vista da geometria;
- Contorno dos perfis desejados;
- Análise dos arquivos exportados pelo software.

2.3.2.1- Método de Volumes Finitos

Os fenômenos como troca de calor, massa e energia estão presentes em tudo que nos cerca. Em sua maioria, a descrição matemática desses fenômenos dá origem a equações diferenciais parciais, visto que as propriedades investigadas podem variar no tempo (t) e no espaço (x , y e z). O conjunto de equações que descreve um sistema qualquer só pode ser resolvido adequadamente quando a descrição matemática é apropriada.

Segundo MALISKA (2004), em simulações CFD, procura-se resolver uma ou mais equações diferenciais substituindo as derivadas existentes por expressões algébricas que envolvem a função incógnita. Para isto, as derivadas da função existentes na equação diferencial devem ser substituídas pelos valores discretos da função. Transformar as derivadas em termos que contêm a função significa integrar a equação diferencial, e as diversas maneiras de fazê-lo é o que caracteriza um método numérico.

O método de volumes finitos é caracterizado por apresentar equações aproximadas que satisfazem a conservação da propriedade em questão no nível de volumes elementares. Há duas maneiras de obter as equações aproximadas neste método. A primeira é através da realização de balanços da propriedade nos volumes elementares e a segunda é integrar sob o volume finito, no espaço e no tempo, as equações na forma conservativa.

Para ilustrar a conexão entre as equações aproximadas usadas no método dos volumes finitos e as equações diferenciais na forma conservativa, considere o volume elementar bidimensional mostrado na Figura 2.5.

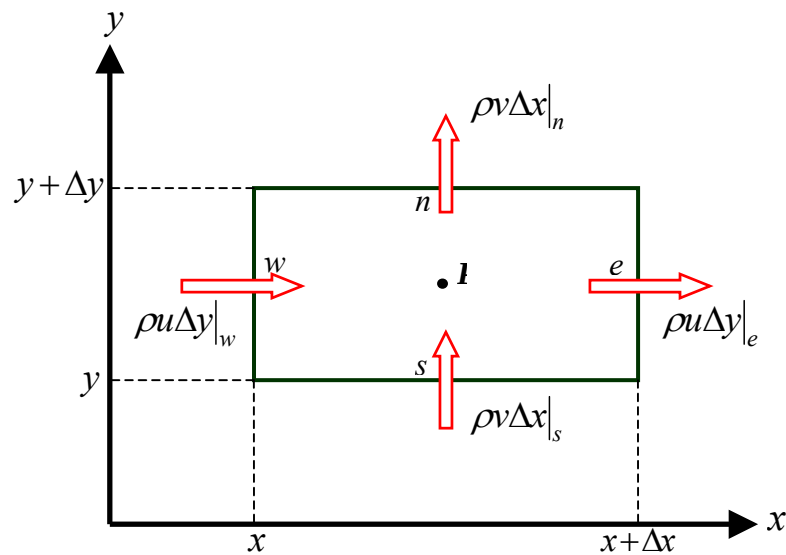


Figura 2.5 – Volume elementar para os balanços de conservação em coordenadas cartesianas.

O balanço de massa no volume elementar mostrado na figura é dado por:

$$\dot{m}_e - \dot{m}_w + \dot{m}_n - \dot{m}_s = 0 \quad (2.1)$$

A equação de conservação no estado permanente em termos de velocidades para o volume elementar em coordenadas cartesianas é dada por:

$$\rho u \Delta y|_e - \rho u \Delta y|_w + \rho v \Delta x|_n - \rho v \Delta x|_s = 0 \quad (2.2)$$

onde as letras e , w , n e s representam os pontos cardeais que delimitam o volume finito e identificam as faces do volume de controle na discretização numérica. Rearranjando a Equação 2.2, tem-se:

$$\frac{\rho u|_e - \rho u|_w}{\Delta x} + \frac{\rho v|_n - \rho v|_s}{\Delta y} = 0 \quad (2.3)$$

Aplicando-se o limite na Equação 2.3, obtém-se a forma diferencial conservativa da equação de conservação de massa, já que os produtos ρu e ρv estão dentro do sinal da derivada, como mostra a Equação 2.4.

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0 \quad (2.4)$$

Para obter a aproximação numérica da equação de conservação da massa infinitesimal através da integração da mesma no volume elementar, como se dá no método de volumes finitos, integra-se sobre o volume de controle, obtendo:

$$\int_w^e \int_s^n \left[\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) \right] dx dy = 0 \quad (2.5)$$

$$\int_s^n \left[\rho u|_e - \rho u|_w \right] dy + \int_w^e \left[\rho v|_n - \rho v|_s \right] dx = 0 \quad (2.6)$$

Considerando que o fluxo mássico avaliado no meio da face do volume de controle representa a média da variação na face, obtemos novamente a Equação 2.2, que pode também ser representada pela Equação 2.1, ambas obtidas pelo balanço de massa no volume de controle. Assim, realizar a integração na forma conservativa da equação diferencial ou fazer o balanço são procedimentos equivalentes.

Realizando a integração para volumes elementares, obtemos uma equação algébrica para cada volume, e assim o sistema de equações requerido terá o mesmo número de equações que o número de sub-volumes do volume de controle.

O método de volumes finitos, assim como as demais técnicas numéricas aplicadas à resolução de equações diferenciais parciais, transfere as informações estabelecidas pelas condições de contorno ao longo da malha computacional, obtendo a distribuição espacial e temporal da propriedade em questão em pontos discretos. De forma simplificada, o método consiste em quatro etapas (DUARTE, 2006):

- Divisão do domínio de solução em volumes de controle finitos;
- Integração da equação diferencial parcial nos volumes de controle finitos, nos quais foi dividido o domínio de solução;
- Discretização dos termos da EDP a fim de que seja transformada em um conjunto de equações algébricas;
- Solução do sistema algébrico gerado, empregando métodos iterativos.

2.3.2.2- Geração de Malhas Computacionais

A precisão das soluções em *CFD* é governada pelo número de células da malha. O tempo de simulação e o esforço computacional também são dependentes do refinamento da malha, visto que uma malha de boa qualidade pode tornar os códigos *CFD* mais robustos quando bem construída, independente do resolvido de fluxo utilizado. Sendo assim, a etapa de geração da malha tem se tornado a etapa mais importante e que demanda mais tempo na análise de *CFD*.

Uma malha bem gerada, respeitando-se as concentrações de células no local requerido pelo problema físico, evitando-se elementos distorcidos e com variação suave de espaçamentos entre elementos, não é uma tarefa fácil de realizar. É necessário, portanto, conhecer os métodos de geração de malhas para escolher o que mais se adequa ao problema estudado, (MALISKA, 2004).

Os tipos de malhas, basicamente definidos como estruturadas, não estruturadas e híbridas, são discutidos a seguir e ilustrados na Figura 2.6.

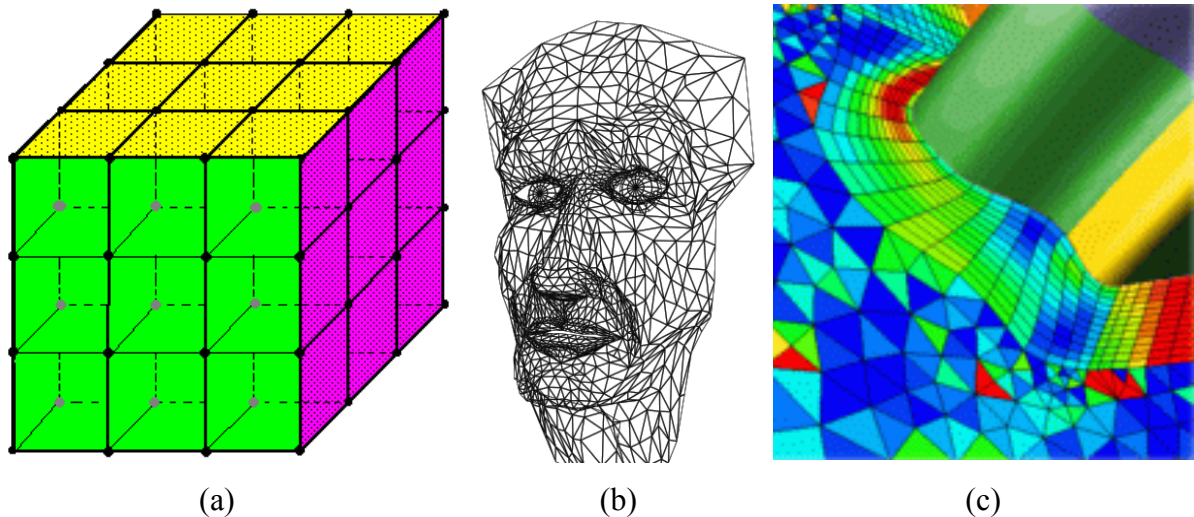


Figura 2.6 – Tipos de malhas computacionais de discretização: (a) Estruturada, (b) Não-estruturada (site: <http://w3.impa.br/~nando/publ/visao/image23.gif>), (c) Malha híbrida (site: <http://www.pointwise.com/images/c1-hybrid-sm-sf.gif>).

a) Malha Estruturada

A malha estruturada é disposta em um padrão regular repetido chamado de bloco, que pode ser quadrilátero quando em 2D e elementos hexaédricos regulares em 3D.

Embora a topologia de elemento seja fixa, a grade pode ser moldada para sofrer alterações como torcer ou esticar. Geradores de malhas bem estruturadas utilizam equações elípticas sofisticadas para aperfeiçoar a forma da malha automaticamente, buscando a uniformidade e ortogonalidade.

Inicialmente, o usuário teria que gerar vários blocos e conectá-los até que todo o volume fosse alcançado. No entanto, com o surgimento do sistema multiblocos estruturados, gera-se uma grade que conecta vários blocos ponto a ponto até alcançar todo o domínio, incluindo-se os contornos do domínio. A técnica de multiblocos aumenta a eficiência da resolução, pois permite utilizar algoritmos robustos projetados para o bloco estruturado, iterando-se ao longo dos blocos do domínio até a convergência (DUARTE, 2006).

A principal vantagem sobre outros tipos de malhas é que a malha estruturada permite a condensação ou a dispersão de pontos nas regiões com gradientes diferenciados do fluxo da grandeza a estudar. Malhas estruturadas possuem um número constante de células vizinhas, o que após a discretização das equações, dá origem a um sistema de equações algébricas, que por sua vez possui uma matriz de coeficientes diagonal. Matrizes diagonais possuem alto

índice de esparsidade. Dependendo do método de resolução do sistema linear, somente os elementos não-nulos da matriz serão manuseados, influenciando grandemente na taxa de convergência e no tempo de simulação (MALISKA, 2004).

A principal desvantagem das malhas de bloco estruturadas são o tempo e a perícia exigidos para se obter uma ótima estrutura de bloco. Algumas geometrias, como cones rasos e cunhas, não comportam formatos de blocos estruturados.

b) Malha Não-Estruturada

A malha não-estruturada distribui os elementos de maneira aleatória, sem apresentar um padrão repetido. Estes tipos de grades geralmente utilizam elementos triangulares em 2D e tetraédricos em 3D, porém atualmente já existem códigos capazes de gerar elementos hexaédricos não-estruturados em 3D. A conectividade das malhas não-estruturadas varia ponto a ponto, ocorrendo assim elementos de formas e tamanhos diferentes dentro da malha, e assim, podem apresentar vizinhos locais arbitrariamente variados, (VAZ, 2003).

Em discretizações não estruturadas, pode-se ter diferentes números de vizinhos para cada volume, originando matrizes com banda diagonal variável, o que exige métodos mais elaborados para a solução dos sistemas lineares (MALISKA, 2004).

A vantagem de métodos de malha não-estruturada é que eles se moldam facilmente a geometrias complexas, por apresentarem número ímpar de pontos de amarração, habilitando a solução destes problemas em um período relativamente curto de tempo.

A principal desvantagem de malhas não-estruturadas é a falta de controle do usuário sobre a disposição da malha, que se limita a definir os limites e tamanho das células da malha. A malha ainda apresenta a característica de ser isotrópica. Além disso, simulações utilizando malhas não-estruturadas demandam mais tempo e memória computacional do que as malhas estruturadas (fonte: <http://www.cfdreview.com>, acessado em 20 de novembro de 2005).

c) Malha Híbridas

O método de malhas híbridas consiste na utilização simultânea das malhas estruturadas e não estruturadas em regiões específicas de forma a evidenciar suas vantagens. O elemento de controle é subdividido em regiões distintas, onde se aplicam elementos de grade estruturada e não-estruturada, como mostra a Figura 2.6 (c).

2.3.3- Modelagem e Simulação da Fluidodinâmica do Leito de Jorro Convencional

Inicialmente, o estudo de leito de jorro era basicamente empírico. Correlações eram propostas no intuito de estimar as variáveis fluidodinâmicas necessárias ao projeto e otimização dos leitos. Com o surgimento de teorias que tratam de maneira mais precisa os sistemas de contato fluido-partícula, a abordagem fenomenológica tem ganhado espaço e é alvo de constantes estudos, tanto em relação aos modelos quanto às técnicas de resolução dos mesmos.

LADEIRA e PASSOS (2000), desenvolveram um programa para simular o escoamento do fluido na região anular em um leito de jorro com tubo *draft*. Para tal, utilizou-se o Modelo da Mistura Modificada, tendo como hipóteses simplificadoras: escoamento permanente, incompressível, bidimensional com propriedades constantes; as demais forças são desprezadas frente às forças fluido-partículas; porosidade média e constante; campo de pressões permanece inalterado após atingir o jorro mínimo; e a queda de pressão na interface não é influenciada pela presença do tubo *draft*. Neste estudo, o sistema de equações foi resolvido pelo Método de Diferenças Finitas, sendo que as equações, previamente discretizadas, foram resolvidas para cada ponto da grade, que coincidia com a parede do leito. Em seus resultados, os autores observaram que cerca de 31% da vazão de ar no jorro mínimo percola a região anular e os maiores desvios nos cálculos ocorreram próximos à entrada do tubo *draft*.

Encontram-se abaixo os dois métodos de simulação de leito de jorro que são mais encontrados na literatura recente, o Método de Elementos Discretos e o Método de Volumes Finitos aplicado ao Modelo Euleriano Granular, que é utilizado neste trabalho.

2.3.3.1- Simulações utilizando o Método de Elementos Discretos (DEM)

Um Método de Simulação quase-tridimensional utilizando condição de simetria foi proposto por KAWAGUCHI *et al.* (2000). O movimento do fluido foi calculado bidimensionalmente enquanto o movimento das partículas tridimensionalmente. A interação entre as partículas foi calculada pelo Método de Elementos Discretos (DEM), que é um modelo de trajetória empregado com sucesso em escoamentos com fases densas contendo partículas de diferentes densidades e tamanhos. Para a força de arraste, utilizou-se o modelo

de WEN e YU (1966) para fase dispersa e a Equação de ERGUN (1952) para a fase densa. Para validar as simulações, os dados experimentais de HE *et al.* (1994) e ROY *et al.* (1994) foram utilizados. Ao comparar os valores obtidos pelas simulações com os experimentais, observaram boa concordância quanto ao diâmetro de jorro. Apesar da velocidade na região de jorro calculada pelas simulações ser menor que a experimental, elas apresentaram o mesmo comportamento qualitativo, sendo visível o escoamento empistonado das partículas na parte cilíndrica da região anular. Além disso, as simulações previram uma altura máxima de jorro menor que a experimental, já que a velocidade calculada foi menor que a experimental.

TAKEUCHI *et al.* (2004) simularam em 3D a fluidodinâmica de um leito de jorro totalmente cilíndrico utilizando o Método de Elementos Discretos (*DEM*). Um novo método para o acoplamento da pressão-velocidade do gás foi proposto, baseado em um método que é extensamente usado em simulações com efeitos de turbulência. O movimento das partículas foi estudado, sendo caracterizadas as principais regiões do leito de jorro. As regiões de estagnação, onde não há movimento das partículas, puderam ser observadas visualmente nas simulações. A trajetória de escoamento do gás através do leito também foi analisada e, segundo os autores, apresentou-se coerente com a teoria.

ZHONG *et al.* (2006) simularam o escoamento gás-sólido em um leito de jorro com seção retangular contendo aeração complementar. Para tal, desenvolveram um modelo turbulento em 3D, utilizando o Método de Elementos Discretos (*DEM*). Para o escoamento do gás utilizou o Modelo $k-\varepsilon$ de turbulência a duas equações. As equações da continuidade e de conservação da quantidade de movimento foram resolvidas para cada fase. Para a fase particulada, foram considerados os efeitos das forças de contato, força de arraste, forças de ascensão de Saffman e de Magnus, velocidade rotacional da partícula, torque e momento de inércia, sendo adotado para a força de arraste o Modelo de GIDASPOW (1994). A partir das simulações, conclui-se que a porcentagem de colisão entre as partículas diminui à medida que se aumenta a vazão de alimentação principal do jorro. Estes autores observaram também que a força de arraste domina o movimento das partículas na região de jorro enquanto as forças de contato controlam o movimento das partículas na região anular. Quanto às forças de ascensão, estas atingiram um valor máximo de 6% na interface do jorro com a região anular, devido ao gradiente de velocidade do gás existente nesta região.

2.3.3.2- Simulações utilizando o Modelo Euleriano Granular

VAN WACHEM *et al.* (2001) observaram que as predições do fluxo granulares não eram sensíveis ao uso de diferentes modelos de tensão de sólidos ou funções de distribuição radial, já que as diferentes aproximações eram muito similares em regimes de fluxo denso. No entanto, testando diferentes modelos de arraste os autores observaram que houve um impacto significativo no escoamento da fase sólida. Isso significa que uma escolha imprópria de modelo de arraste pode render resultados incoerentes ou imprecisos para fluxos bifásicos gás-sólido. Em sistemas de leito de jorro, a fração do volume das partículas pode variar de zero ao limite máximo de empacotamento, conduzindo a comportamentos muito mais complexos de forças de arraste do que nos sistemas normais de fluidização, onde são coletados os dados para cálculo da maioria dos parâmetros dos modelos de arraste encontrados na literatura.

GIDASPOW *et al.* (2004) utilizaram um modelo constitutivo de tensão cinético-friccional para escoamento granular em leito de jorro, próprio para fase densa. A tensão cinética é modelada usando a teoria cinética granular, enquanto a tensão de cisalhamento dos sólidos é expressa pelo modelo de SYAMLAL *et al.* (1993). As simulações foram feitas no programa *K-FIX*, que foi modificado para utilizar o modelo proposto. Ao estudarem a temperatura granular das partículas, observaram que esta é muito baixa na região anular por causa da elevada concentração e baixa velocidade das partículas. Os autores observaram que região de jorro é a que apresenta maior temperatura granular, seguida pela região de fonte. A análise paramétrica realizada mostrou que os resultados preditos foram sensíveis aos valores do coeficiente de restituição na região de jorro, e aos parâmetros do Modelo de Tensão Friccional na região anular, sendo a região anular a mais afetada por este modelo.

Segundo DU *et al.* (2006-a), a força de arraste é a principal força de aceleração que age nas partículas, fazendo com que a seleção adequada do modelo de arraste seja decisiva para determinar o fluxo das fases nas simulações de leito de jorro via *CFD*. Assim, eles investigaram a influência dos modelos de arraste de SYAMLAL e O'BRIEN (1988), de ARASTOOPOUR *et al.* (1990) e de GIDASPOW (1994), na fluidodinâmica do leito de jorro utilizando os dados experimentais de HE *et al.* (1994). Dentre esses modelos, o que melhor ajustou-se aos dados experimentais foi o Modelo de GIDASPOW (1994). De acordo com os autores, a principal diferença entre os modelos de arraste se deve ao valor do expoente do termo de fração volumétrica de gás, presente em todos os modelos, especialmente na região de fase densa, comumente encontrada em leitos de jorro.

DU *et al.* (2006-b) estudaram a influência da tensão friccional, limite máximo de empacotamento e coeficiente de restituição das partículas sobre a fluidodinâmica do leito de jorro. Eles concluíram que a tensão friccional tem um efeito suave sobre a fluidodinâmica do escoamento. Observaram também que o limite máximo de empacotamento afeta a função de distribuição radial. Um alto valor para o limite máximo de empacotamento leva a previsões superestimadas das velocidades das partículas e um leve aumento da porosidade do leito. Estes autores verificaram também que há uma forte dependência da temperatura granular com o coeficiente de restituição. Com o aumento do coeficiente de restituição, a temperatura granular e as propriedades dependentes desta aumentam, originando diferenças nos perfis fluidodinâmicos para simulações com diferentes coeficientes de restituição. Os autores recomendam a realização de um teste preliminar para estimar o melhor coeficiente de restituição, quando nenhuma referência experimental ao seu valor está disponível.

Estudos sobre o formato de jorro e o diâmetro médio de jorro têm sido realizados desde a concepção do equipamento. Quando o leito de jorro atinge um regime de jorro estável, ou seja, quando há um equilíbrio dinâmico entre as forças presentes na interface jorro-anular, a região de jorro assume um formato estável, que depende da condição experimental do leito. A Figura 2.7 apresenta os formatos do jorro em diferentes condições experimentais, citados por MATHUR e EPSTEIN (1974). A Figura 2.8 mostra os mesmos formatos de jorro reproduzidos por DUARTE (2006) através de simulações 2D, sendo o item (a) da Figura 2.8 é o formato de jorro mais comumente encontrado, independente da geometria do leito ou das condições operacionais.

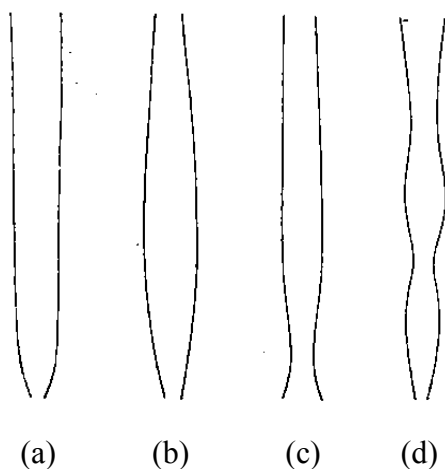


Figura 2.7 – Principais formatos de jorro de acordo com MATHUR e EPSTEIN (1974).

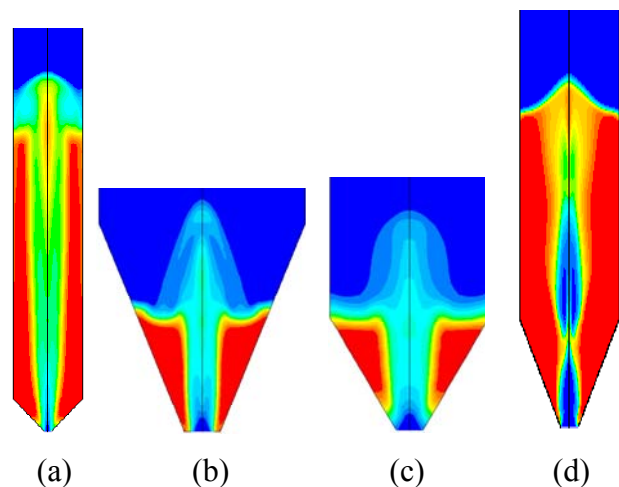


Figura 2.8 – Formatos de jorro obtidos por DUARTE (2006) em simulações com CFD

DUARTE (2006) reproduziu através de simulações em *CFD* os formatos clássicos do jorro, citados por MATHUR e EPSTEIN (1974), como mostra a Figura 2.8, para as condições descritas na Tabela 2.2. Além disso, ele comparou os valores de diâmetro de jorro obtidos pelas simulações com os fornecidos por meios de correlações clássicas, com um desvio médio entre 4 % e 30%, a depender da correlação. Desta forma, o autor concluiu que a metodologia de Simulação via *CFD* utilizada também se mostra como uma boa alternativa para o cálculo do diâmetro médio de jorro.

Tabela 2.2 – Geometrias usadas na simulação dos itens (a), (b), (c) e (d) da Figura 2.9.

	D_c (m)	D_i (m)	β	H_e (m)	ε_s	ρ_p (Kg/m ³)	d_p (mm)
a	0,152	0,0125	60°	0,635	0,370	1376	3,2
b	0,360	0,063	45°	0,20	0,360	2420	4,0
c	0,210	0,035	60°	0,150	0,370	1173	6,0
d	0,610	0,102	60°	1,220	0,37	1376	3,2

DUARTE (2006) também realizou outras simulações utilizando o Modelo Euleriano Granular Multifásico aplicado ao leito de jorro. Para tal, utilizou as condições experimentais de HE *et al.* (1994), dispostas na Tabela 2.3, e comparou os resultados obtidos nestas simulações com os dados experimentais, obtendo ótima concordância.

Tabela 2.3 – Condições experimentais de por HE *et al.* (1994), utilizadas nas simulações de DUARTE (2006).

Altura do leito estático	0,325 m
Densidade da partícula, ρ_p	2503 Kg/m ³
Diâmetro da partícula, d_p	1,41 mm
Fluido	Ar a 20°C
Porosidade do leito estático, ε_s	0,412

Foram realizadas simulações para comparar a altura da fonte simulada com a experimental, utilizando um perfil de velocidade 10% superior ao da velocidade de jorro mínimo e obteve-se a mesma altura de fonte obtida no trabalho experimental de HE *et al.* (1994), 15 cm. Os perfis de velocidade radial, bem como a distribuição radial de porosidade das partículas, também foram estudados, apresentando uma boa concordância tanto qualitativa e quantitativa, como mostra as Figuras 2.9 a 2.12.

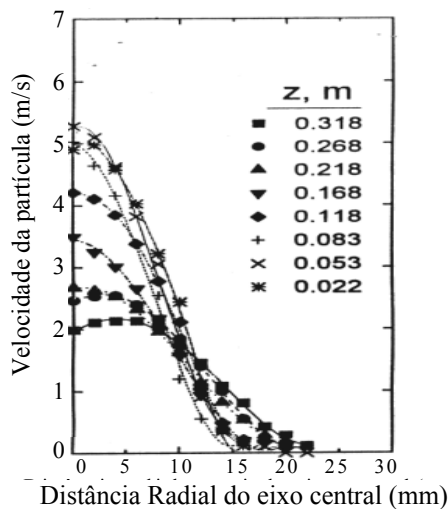


Figura 2.9 – Distribuição de velocidade radial, das partículas resultantes experimentais de HE *et al.* (1994).

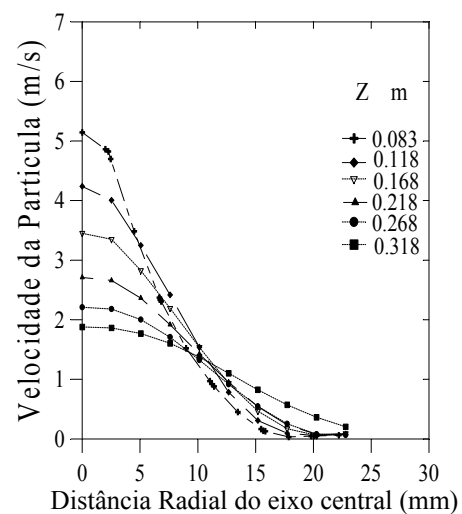


Figura 2.10 – Distribuição de velocidade radial, das partículas resultantes obtidos por simulação, DUARTE (2006).

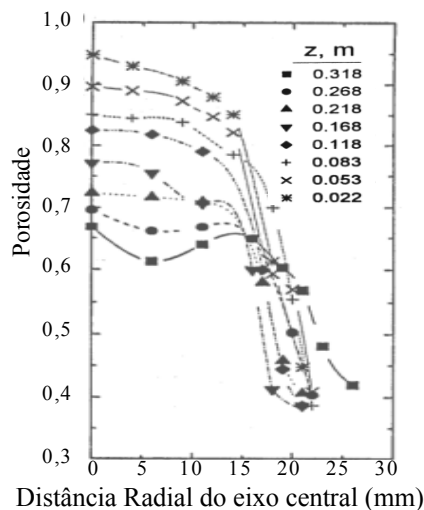


Figura 2.11 – Distribuição radial de porosidade (região de jorro), resultados experimentais obtidos por HE *et al.* (1994).

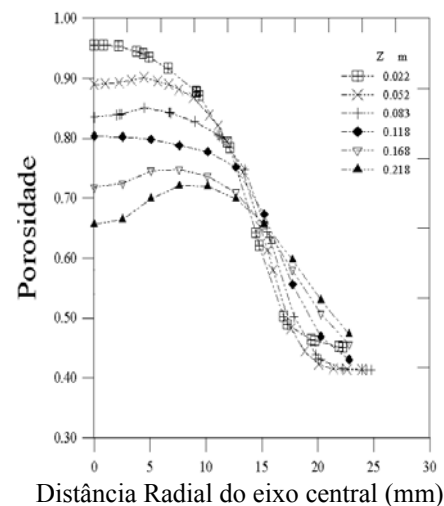


Figura 2.12 – Distribuição radial de porosidade simulada na região de jorro, DUARTE (2006).

LOURENÇO (2006) estudou a identificação dos regimes de um leito de jorro convencional utilizando análise de espectro de potência e simulações *CFD* aplicadas a uma malha bidimensional. Foram utilizados grãos de soja como material particulado. Os regimes de leito fixo, cavidade interna, mínimo jorro e jorro estável foram satisfatoriamente previstos pelos dois métodos.

MUJUMDAR e ZHONGHUA (2007) aplicaram o modelo Euleriano granular a fim de reproduzir por simulação *CFD* os dados experimentais de HE *et al.* (1994). As condições utilizadas nas simulações foram similares à de DU *et al.* (2006) e os resultados apresentaram boa concordância como os perfis experimentais.

As Figuras 2.13 e 2.14 contêm exemplos de malhas e simulações de leitos de jorro, respectivamente, realizadas por diferentes autores.

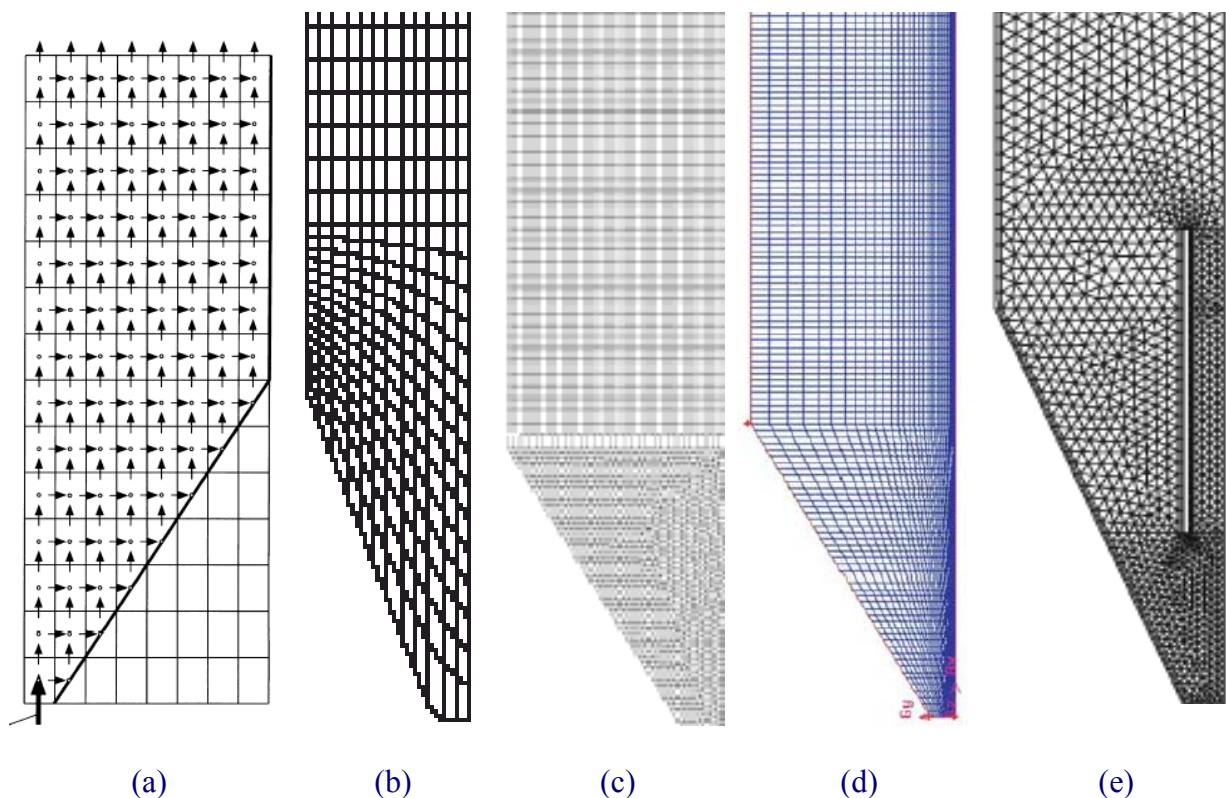


Figura 2.13 – Malhas utilizadas para simulação de leitos de jorro: (a) KAWAGUCHI *et al.* (2000); (b) GIDASPOW *et al.* (2004); (c) DUARTE (2006) e LOURENÇO (2006); d) DU *et al.* (2006-a); (e) SZAFRAN e KMIEC (2007).

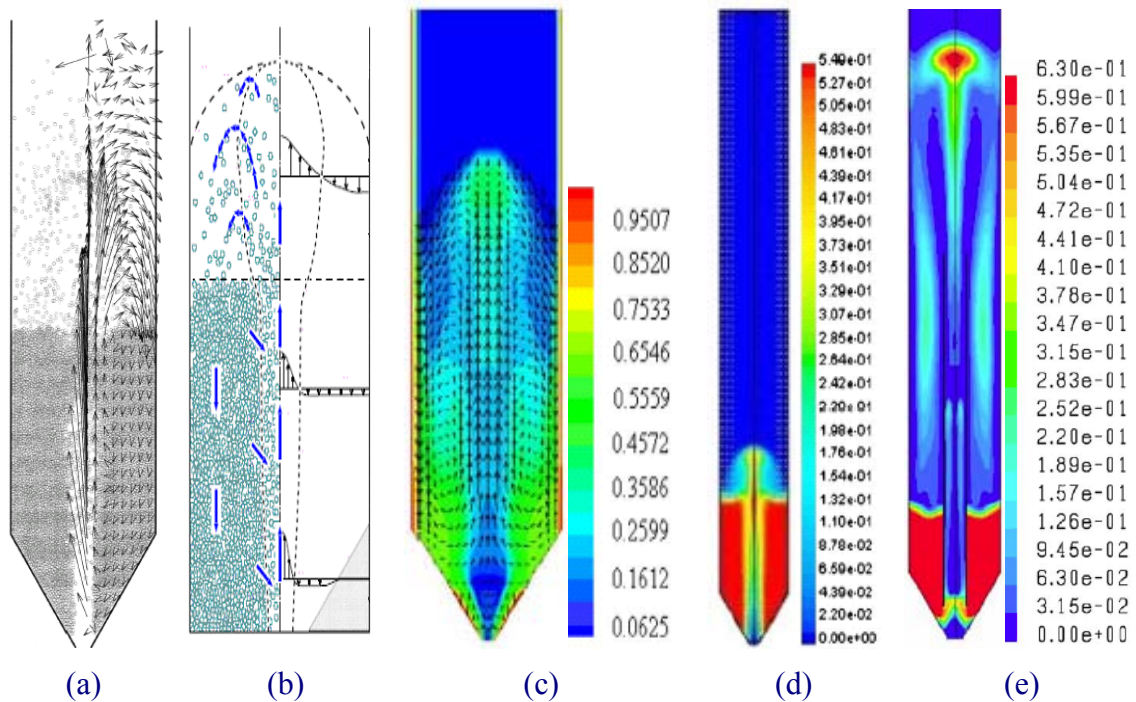


Figura 2.14 – Trajetória de partículas simulada por *DEM*: (a) KAWAGUCHI *et al.* (2000) e (b) TAKEUCHI *et al.* (2004); Contorno de fração de volume de sólidos calculados usando o Modelo Euleriano Granular: (c) GIDASPOW *et al.* (2004), (d) DU *et al.* (2006-a), (e) SZAFRAN e KMIEC (2007).

2.3.4- Modelagem e Simulação da Fluidodinâmica de um Leito de Jorro com Tubo *Draft*

VIEIRA NETO (2007) estudou a influência dos diferentes modelos de arraste na simulação da fluidodinâmica de um leito de jorro convencional e com tubo *draft*, utilizando a técnica de *CFD* com malhas bidimensionais (2D). O autor observou diferenças significativas de perfis de porosidade e de velocidade da partícula considerando os diferentes modelos de arraste, sendo o Modelo de GIDASPOW *et al.* (1992) o que apresentou a maior concordância com os dados experimentais. A influência da variação da altura de leito estático e a distância do tubo *draft* à base foram também analisados por ele. Constatou-se através dos perfis de fração de volume de sólidos que a altura da fonte aumenta com a diminuição da distância do tubo *draft* à base, evidenciando uma maior canalização do ar na região de jorro para menor distância do tubo à base. Além disso, o aumento da distância do tubo *draft* à base ocasiona o aumento do arraste de partículas na interface jorro-anular. Os perfis simulados obtidos por VIEIRA NETO (2007) apresentaram-se coerentes com os dados experimentais e a condição

de jorro mínimo foi prevista com erros relativos para a queda de pressão de jorro mínimo entre 4,59 e 29,76%, sendo os maiores erros referentes às menores distâncias do *draft* à base.

SZAFRAN e KMIEC (2007) realizaram um estudo experimental e de simulação um leito de jorro com tubo *draft*, utilizando o Modelo Euleriano Granular. Eles verificaram experimentalmente que o leito apresentava uma flutuação periódica na distribuição de porosidade na região de fonte. Os resultados simulados confirmaram as observações experimentais e indicaram que as flutuações são causadas pela formação de *clusters* na região de entrada da coluna. Os sólidos entram na região de jorro e são arrastados periodicamente através do tubo *draft*. A flutuação de sólidos na entrada do tubo *draft* resulta na formação de *slugs* e explica as variações verticais de altura e porosidade na região de fonte.

2.3.5- Leitos de jorro com abordagem tridimensional

SHIRVANI *et al.* (2006) utilizou a técnica de *CFD* para simular em 3D o equipamento por ele anteriormente proposto, o leito de jorro com tubo “*draft* chapéu chinês”. O fluido utilizado nos experimentos foi água. No desenvolvimento da modelagem, eles utilizaram o Modelo de SYAMLAL – O’BRIEN (1993) para distribuição radial de partículas, pressão de sólidos e coeficiente de arraste. Os perfis fluidodinâmicos foram previstos com boa precisão, quando comparados com os dados experimentais. Analisando a direção do movimento do fluido, observou-se a formação de vórtex na saída do tubo *draft* e próximos à entrada deste. Além disso, eles verificaram que existe uma relação inversa entre o diâmetro e a taxa de circulação das partículas. Com o aumento do diâmetro há um aumento da força de arraste das partículas e assim, uma diminuição da taxa de circulação das mesmas, ocasionando um aumento na fração de sólidos no interior do tubo *draft*. Na Figura 2.15, o perfil de fração volumétrica de sólidos é sobreposto pelo campo de vetores de trajetória do fluido. As condições utilizadas nas simulações por estes autores foram: velocidade da entrada da água de 0,8 m/s; partículas de vidro de 1 mm e $\rho=2540 \text{ kg/m}^3$; carregamento de sólidos 200 g; coeficiente de coeficiente de restituição e de fricção de 0,97 e 0,092, respectivamente.

MUJUMDAR e ZHONGHUA (2007) realizaram simulações 3D de um leito de jorro-fluidizado de seção retangular. As simulações 3D previram adequadamente a instabilidade do escoamento, permitindo identificar o seu mecanismo de formação. A Figura

2.16 mostra a evolução do perfil de fração volumétrica de sólidos no leito de jorro-fluidizado à medida em que é aumentada a vazão de alimentação de ar.

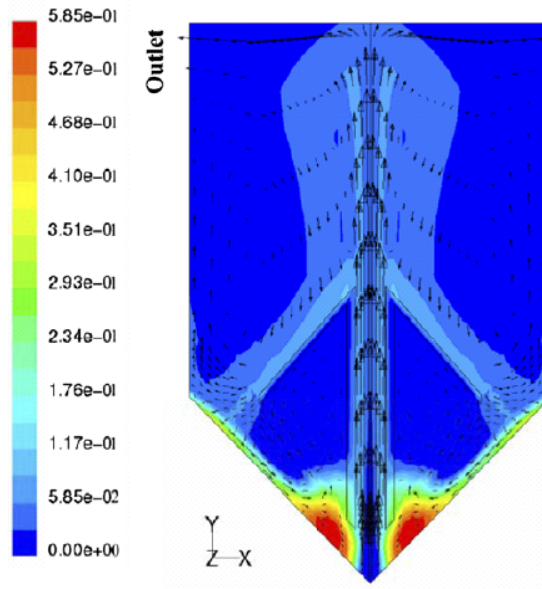


Figura 2.15 – Contorno de fração volumétrica de sólidos, SHIRVANIAN *et al.* (2006).

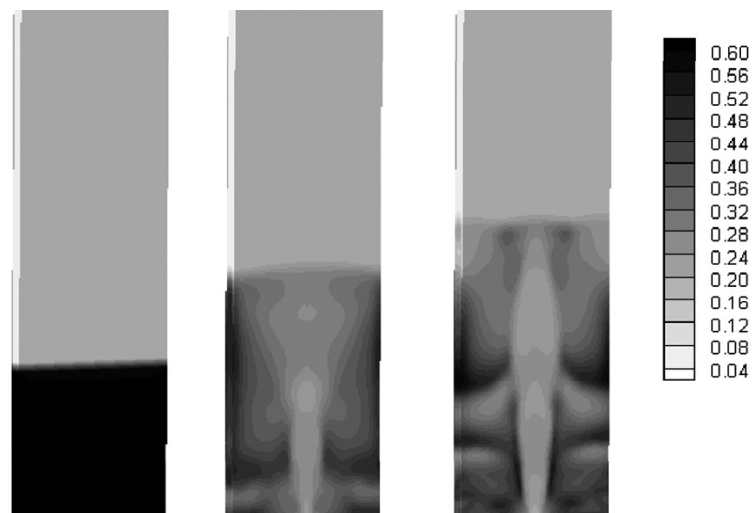


Figura 2.16 – Contorno de fração volumétrica de sólidos para um leito de jorro-fluidizado de secção retangular, MUJUMDAR e ZHONGHUA (2007).

2.3.6- Equações Constitutivas

2.3.6.1- Troca de Momento entre as Fases: Forças Atuantes no Contato Sólido-fluido

Escoamentos multifásicos granulares são regidos pela existência de forças atuantes na interface sólido-fluido, que podem ter influência variada dependendo da combinação entre as propriedades das partículas e do fluido. São discutidas a seguir algumas forças interfaciais que podem atuar em sistemas particulados, de acordo com FLUENT USER'S GUIDE (2005).

a) Forças de Ascensão (“lift”):

Para escoamento multifásico, é possível incluir o efeito das forças de ascensão na fase secundária, fase particulada (gotas ou bolhas), também chamadas de “forças de elevação”. Estas forças agem em uma partícula principalmente devido aos gradientes da velocidade no campo de escoamento da fase primária. A força de ascensão será mais significativa para partículas maiores, mas em sistemas com baixo empacotamento. Desta forma, o diâmetro da partícula se torna muito pequeno quando comparado com o espaço entre as partículas.

A força de elevação que atua na fase secundária s e na fase primária g pode ser expressa como:

$$\vec{F}_{lift} = -0,5\rho_g\alpha_s(\vec{v}_g - \vec{v}_s) \times (\nabla \times \vec{v}_g) \quad (2.7)$$

A força de elevação $\vec{F}_{lift}$ poderá ser adicionada ao lado direito da equação de momento, para ambas as fases ($\vec{F}_{lift,g} = -\vec{F}_{lift,s}$). Na maioria dos casos, esta força é insignificante, quando comparada à força de arraste, então, não há razão para incluir este termo extra. Caso a força de elevação seja significativa (por exemplo, quando a separação das fases é rápida), pode ser interessante incluir este termo.

Ao incluir a força de elevação nos cálculos, não é necessário fazê-lo em todo domínio computacional, já que dificulta a convergência. Por exemplo, para escoamento de bolhas em canaletas, na camada limite próxima à parede, a força de elevação é significativa já que a velocidade do deslizamento é grande na vizinhança de taxas elevadas de tensão da fase primária.

b) A Força de Massa Virtual

A força mássica virtual é significativa quando a fase secundária s acelera em relação à fase primária g . A inércia da massa da fase primária encontrada pela aceleração das partículas (ou gotas ou bolhas) exerce uma força de massa virtual sobre as partículas:

$$\vec{F}_{vm} = 0,5\alpha_s\rho_g\left(\frac{d_g\vec{v}_g}{dt} - \frac{d_s\vec{v}_s}{dt}\right) \quad (2.8)$$

O termo $\frac{d_g}{dt}$ denota a derivada da fase material em relação ao tempo.

$$\frac{d_g(\phi)}{dt} = \frac{\partial(\phi)}{\partial t} + (\vec{v}_g \cdot \nabla)\phi \quad (2.9)$$

O efeito da força mássica virtual é significativo quando a densidade da fase secundária é muito menor do que a densidade da fase primária, por exemplo: uma coluna de bolhas transiente. A força mássica virtual $\vec{F}_{vm}$ poderá ser adicionada ao lado direito da equação do momento em ambas as fases, $(\vec{F}_{vm,g} = -\vec{F}_{vm,s})$.

c) A Força de Arraste

O fator de arraste pode ser definido como função do coeficiente de arraste:

$$f = \frac{C_D Re_s \alpha_g}{24v_{r,s}^2} \quad (2.10)$$

onde Re_s é o número de Reynolds do sólido, α_g é a fração mássica do fluido e $v_{r,s}$ é a velocidade relativa entre o sólido e o fluido.

A força de arraste é considerada uma das forças mais relevantes em sistemas gás-sólido, o que faz com que a escolha adequada do modelo de arraste seja um ponto crítico nas simulações desses sistemas.

Em geral, o coeficiente de troca de momento entre as fases K_{sg} é dado por:

$$K_{sg} = \frac{\alpha_s \rho_s f}{\tau_s} \quad (2.11)$$

onde τ_s é o tempo de relaxação da partícula, definido pela Equação (2.12) e f é o fator de arraste, que muda de acordo com o modelo de coeficiente de arraste adotado.

$$\tau_s = \frac{\rho_s d_s^2}{18\mu_g} \quad (2.12)$$

onde d_s é o diâmetro das partículas da fase s .

No ANEXO I estão descritos alguns dos modelos de arraste disponíveis no software *FLUENT*.

2.3.6.2- Coeficiente de Troca Sólido-Sólido

O coeficiente de troca sólido-sólido entre a fase sólida s e a fase sólida a , K_{sa} tem a seguinte forma, (SYAMLAL, 1987):

$$K_{sa} = \frac{3(1-e_{sa}) \left(\frac{\pi}{2} + C_{fr,sa} \frac{\pi^2}{8} \right) \rho_s \alpha_s \alpha_a \rho_a (d_a + d_s) g_{0,as}}{2\pi (\rho_a d_a^3 + \rho_s d_s^3)} |\vec{v}_s - \vec{v}_a| \quad (2.13)$$

onde

e_{sa} = Coeficiente de Restituição

$C_{fr,sa}$ = Coeficiente de Fricção entre as partículas das fases sólidas s e a , ($C_{fr,sa} = 0$)

d_a = Diâmetro das partículas da fase sólida a

$g_{0,as}$ = Coeficiente de distribuição radial

2.3.6.3- Teoria Cinética Granular

Visto que no modelo Euleriano granular as fases são tratadas como contínuas e interpenetrantes, conseqüentemente aplica-se o balanço diferencial de quantidade de movimento para ambas as fases. Surge então a necessidade definir a pressão, viscosidade cisalhante e viscosidade *bulk* para a fase sólida pseudo-contínua, que estão presentes no tensor tensão de sólidos.

Em decorrência disto, LUN *et al.* (1984) desenvolveram a Teoria Cinética Granular baseada na Teoria Cinética dos Gases. Análogo à temperatura termodinâmica para gases, introduz-se o conceito de temperatura granular e pressão de sólidos. As variáveis provenientes dessa teoria são discutidas a seguir:

a) Temperatura Granular

A temperatura granular para a $s^{ésima}$ fase sólida é proporcional à energia cinética do movimento aleatório das partículas. A equação do transporte derivada da Teoria Cinética tem a seguinte forma, DING e GIDASPOW (1990):

$$\frac{3}{2} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\rho_s \alpha_s \theta_s) + \nabla \cdot (\rho_s \alpha_s \vec{v}_s \theta_s) \right] = \left(-p_s \bar{\bar{I}} + \bar{\bar{\tau}}_s \right) : \nabla \vec{v}_s + \nabla \cdot (k_{\theta_s} \nabla \theta_s) - \gamma_{\theta_s} + \phi_{gs} \quad (2.14)$$

onde

$$\left(-p_s \bar{\bar{I}} + \bar{\bar{\tau}}_s \right) : \nabla \vec{v}_s = \text{Geração de energia pelo tensor tensão de sólidos.}$$

$$k_{\theta_s} \nabla \theta_s = \text{Difusão de energia, sendo } k_{\theta_s} \text{ o coeficiente de difusão.}$$

$$\gamma_{\theta_s} = \text{Dissipação de energia devido a colisões.}$$

$$\phi_{gs} = \text{Troca de energia entre a } g^{ésima} \text{ fase fluida e a } s^{ésima} \text{ fase sólida.}$$

Duas expressões para o coeficiente de difusão de energia granular estão disponíveis e são o Modelo de SYAMLAL *et al.* (1993) e GIDASPOW *et al.* (1992). A descrição destes modelos encontra-se no ANEXO I.

A dissipação de energia devido às colisões entre as partículas é quantificada pela expressão derivada por LUN *et al.* (1984):

$$\gamma_{\theta_m} = \frac{12(1-e_{ss}^2)g_{0,ss}}{d_s\sqrt{\pi}}\rho_s\alpha_s^2\theta_s^{3/2} \quad (2.15)$$

onde e_{ss} é o coeficiente de restituição das partículas, α_s é a fração volumétrica de sólidos e $g_{0,ss}$ é a função de distribuição radial, que será discutida a seguir.

A troca de energia cinética devido às flutuações aleatórias na velocidade das partículas entre as fases sólida e fluida é representada por GIDASPOW *et al.* (1992):

$$\phi_{gs} = -3K_{gs}\theta_s \quad (2.16)$$

O software utilizado permite ao usuário as seguintes opções para resolver a temperatura granular:

- Formulação algébrica: Obtida negligenciando a difusão e convecção na equação de transporte, Equação 2.14.
- Equação Diferencial Parcial: dada pela Equação 2.14 sem simplificações.
- Temperatura Granular constante: Utilizado em situações muito densas onde a flutuação do movimento aleatório das partículas é pequeno.
- Função a ser definida pelo usuário para temperatura granular.

A força cisalhante para a fase granular s exercida sobre a parede, presente na equação de conservação da temperatura granular pode ser escrita da seguinte forma:

$$\vec{\tau}_s = -\frac{\pi}{6}\sqrt{3}\delta\frac{\alpha_s}{a_{s,\max}}\rho_sg_{0,ss}\sqrt{\theta_s}\vec{U}_{s,\parallel} \quad (2.17)$$

onde $\vec{U}_{s,\parallel}$ é a velocidade de deslizamento da partícula paralela à parede, δ é o coeficiente de especularidade entre a partícula e a parede, $a_{s,\max}$ é o limite de empacotamento de partículas. A condição de contorno geral para temperatura granular na parede tem a seguinte forma (JOHNSON e JACKSON, 1987):

$$q_s = \frac{\pi}{6}\sqrt{3}\phi\frac{\alpha_s}{a_{s,\max}}\rho_sg_{0,ss}\sqrt{\theta_s}\vec{U}_{s,\parallel} \cdot \vec{U}_{s,\parallel} - \frac{\pi}{4}\sqrt{3}\frac{\alpha_s}{a_{s,\max}}(1-e_{sw}^2)\rho_sg_{0,ss}\theta_s^{\frac{3}{2}} \quad (2.18)$$

b) Pressão de Sólidos

Para escoamento granular em regime compressível, onde a fração do volume dos sólidos é menor do que seu valor máximo permitido, a pressão dos sólidos é calculada independentemente e usada para o termo do gradiente da pressão, ∇p_s , presente na equação do momento da fase granular.

Devido ao uso de uma distribuição de velocidade de Maxwellian para as partículas, o termo de temperatura granular é introduzido no modelo, aparecendo na expressão para a pressão e a viscosidade de sólidos. A pressão dos sólidos é composta de um termo cinético e de um segundo termo devido às colisões da partícula. As equações disponíveis para o cálculo da pressão de sólidos encontram-se no ANEXO I.

c) Função de Distribuição Radial

A função de distribuição radial, $g_{0,ss}$, é um fator de correção que modifica a probabilidade de colisões entre as partículas quando a fase granular sólida se torna densa. Além disso, ela governa a transição da condição compressível ($\alpha < \alpha_{s,max}$), onde o espaço entre as partículas sólidas pode continuar a diminuir, até a condição de incompressibilidade ($\alpha = \alpha_{s,max}$). Pode também ser interpretada como a distância adimensional entre esferas.

As equações para o cálculo da função de distribuição radial estão descritas detalhadamente no ANEXO I.

d) Viscosidade Bulk da Fase Sólida

A viscosidade bulk de sólidos, presente no tensor tensão de sólidos, contabiliza a resistência das partículas granulares à compressão e expansão e tem a seguinte forma proposta por LUN *et al.* (1984):

$$\lambda_s = \frac{4}{3} \alpha_s \rho_s d_s g_{0,ss} (1 + e_{ss}) \left(\frac{\theta_s}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.19)$$

e) Viscosidade Cisalhante da Fase Sólida

A viscosidade cisalhante dos sólidos é proveniente da troca de momento devido à translação e à colisão das partículas e é dada como a soma dos termos colisionais, cinéticos e friccionais, sendo este opcional.

$$\mu_s = \mu_{s,col} + \mu_{s,cin} + \mu_{s,fr} \quad (2.20)$$

O tensor tensão em sólidos é composto pelas viscosidades cisalhante e *bulk*, oriundas da troca de momento. O componente friccional da viscosidade pode também ser incluído para contabilizar a transição visco-plástica, que ocorre quando as partículas de uma fase sólida alcançam a fração máxima de volume de sólidos.

As equações para o cálculo das viscosidades colisional, cinética e friccional encontram-se no ANEXO I.

2.3.6.4- Modelos de Turbulência Aplicados a Escoamentos Multifásicos Granulares

A questão da turbulência em escoamentos multifásicos dispersos, ou mesmo escoamentos multifásicos granulares com fases densas, é pouco abordada na literatura. Neste caso, não existe um modelo padrão, cuja aplicabilidade seja comprovada como é o modelo $k-\varepsilon$, que funciona razoavelmente bem para uma ampla gama de aplicações em escoamentos monofásicos. Assim, os modelos de turbulência encontrados na literatura e comumente utilizados em escoamentos multifásicos são extensões deste modelo. No entanto, existem algumas diferenças fenomenológicas na modelagem da turbulência de escoamentos multifásicos, mencionadas a seguir (PALADINO, 2005):

- Assim como existe transferência de quantidade de movimento, energia e massa entre fases, também é reconhecido que existe transferência interfacial e dissipação de energia cinética turbulenta. Fenomenologicamente, este efeito corresponderia à transferência da quantidade de movimento das flutuações através da interface.
- Devido à falta de conhecimento acerca deste fenômeno, os termos de transferência interfacial são normalmente desconsiderados nas equações de transporte para k e ε .

- Os termos fonte de produção e dissipação de turbulência (k e ε), serão afetados pela presença de outras fases. A maioria das abordagens específicas para a turbulência em escoamentos multifásicos baseia-se na modificação dos termos fontes de produção e dissipação de energia cinética turbulenta.
- As funções de parede normalmente utilizadas no caso de escoamento monofásico turbulentos, não são aplicáveis em escoamentos multifásicos, pois os perfis de velocidade logarítmicos normalmente utilizados são afetados pela presença de outras fases.

O modelo k - ε é um modelo a duas equações, que inclui duas equações de transporte extra para representar as propriedades turbulentas do fluxo. Isto permite esclarecer efeitos da história do fluido como a convecção e a difusão da energia turbulenta. As variáveis transportadas são a energia cinética turbulenta e a dissipação de energia turbulenta, que é a variável que determina a escala da turbulência, (http://www.cfd-online.com/Wiki/K-epsilon_models, acessado em 15 de janeiro de 2008).

Estão disponíveis no *FLUENT* três variações do modelo de Turbulência k - ε :

- Modelo de Turbulência k - ε da Mistura:

Indicado para escoamento multifásico estratificado e quando a razão de densidade entre as fases é próximo de 1.

- Modelo de Turbulência k - ε Disperso:

É apropriado quando a concentração da fase secundária é diluída. O movimento aleatório das partículas é definido pela turbulência da fase primária.

- Modelo de Turbulência k - ε para cada Fase:

Adequado para sistemas em que a transferência de momento turbulento entre as fases é dominante.

Visto que a região do leito de jorro em que a velocidade das partículas gera um escoamento turbulento é a região de jorro, onde baixa porosidade caracteriza uma região particulada dispersa, o modelo escolhido foi o modelo de turbulência k - ε disperso, discutido a seguir.

O Modelo de Turbulência k- ϵ Disperso

Apropriado quando as concentrações das fases secundárias são diluídas. Neste Caso, as colisões entre as partículas são negligenciadas e o processo dominante no movimento aleatório da fase secundária é definido pela turbulência da fase primária.

• *Hipóteses*

O modelo envolve as seguintes suposições:

- Modelo k- ϵ modificado para a fase contínua: As predições turbulentas para a fase contínua são obtidas usando o modelo padrão k- ϵ suplementado com os termos extra que incluem a transferência de momento turbulento entre as fases.
- Correlações da Teoria de Tchen para a fase dispersa: As predições para quantidades de turbulência da fase dispersa são obtidas usando a teoria de Tchen, que trata da dispersão de partículas discretas por turbulência homogênea, (HINZE, 1975).
- Transferência de momento turbulento entre as fases: Em fluxos multifásicos turbulentos, os termos da troca de momento contêm a correlação entre a distribuição instantânea da fase dispersa e o movimento turbulento do fluido. É possível contabilizar o efeito da dispersão da fase dispersa transportada pelo movimento turbulento do fluido.
- Cálculo médio mássico para fase mais densa: A escolha de um processo de cálculo médio tem um impacto na modelagem da dispersão de escoamentos multifásicos turbulento. O cálculo da média a dois passos conduz à aparentes flutuações nas frações volumétricas das fases. Entretanto, quando este processo é usado com uma média mássica para fase mais densa no modelo de turbulência, as flutuações turbulentas nas frações volumétricas das fases não aparecem e assim nenhuma flutuação nos valores das frações volumétricas é introduzida nas equações da continuidade para as fases.

A descrição detalhada das equações deste modelo de turbulência encontra-se no ANEXO I.

2.3.7- Discretização, Solução do Sistema de Equações Algébricas e Esquemas de Interpolação

No software *FLUENT*, a discretização é feita pelo método de volumes finitos, discutido no tópico anterior. Assim, os termos diferenciais presentes nas equações de conservação e demais equações constitutivas são discretizados e um sistema de equações discretas é criado.

Considerando o volume de controle da Figura 2.5, o valor da variável no volume de controle, armazenada no centro do volume (ponto P), depende do tipo de formulação que o problema irá adotar. As formulações podem ser: explícita, implícita e totalmente implícita.

Na formulação explícita, ao estimar o valor no ponto P no tempo presente, usa-se somente os valores de todas as variáveis vizinhas ao ponto P avaliadas em um instante anterior. Assim, torna-se possível explicitar a incógnita no ponto P , dando origem a um conjunto de equações desacopladas entre si que podem ser resolvidas individualmente. Essa formulação também é conhecida como segregada.

A solução segregada resolve cada equação que compõe o sistema de equações diferenciais parciais de forma separada e seqüencial. Entretanto, é necessário o uso de algoritmos específicos, com base física, para direcionar a solução e garantir a convergência do sistema, já que há um forte acoplamento físico entre variáveis como velocidade e pressão, que faz com que a simples resolução seqüencial das equações nem sempre leve à convergência da solução.

Na formulação implícita, para o cálculo da variável no ponto P , utiliza-se a média dos valores das células vizinhas no começo e no fim do intervalo de tempo e também o valor da variável em P no instante anterior. O sistema gerado nesta formulação também é acoplado. Assim, a solução acoplada das equações consiste em resolver todas as equações em forma conjunta a partir do mesmo sistema linear. Desta forma qualquer acoplamento entre as variáveis estará automaticamente resolvido, restando apenas as não linearidades, para as quais será necessária a solução iterativa. Entretanto, tal solução será sempre mais robusta que no caso segregado.

Na formulação totalmente implícita, o termo de geração da equação de conservação é não nulo. O sistema gerado aqui é composto por equações acopladas entre si, pois aparecem na equação, variáveis das células vizinhas calculadas no mesmo nível de tempo que a variável em P .

A Figura 2.17 ilustra, para os três tipos de formulações, as conexões existentes entre o ponto P e seus vizinhos, no instante de tempo de cálculo e no instante de tempo anterior. Quando existem conexões no mesmo nível de tempo de cálculo da solução, as equações são acopladas entre si, e é necessária a solução de um sistema linear para obterem-se os resultados (MALISKA, 2004).

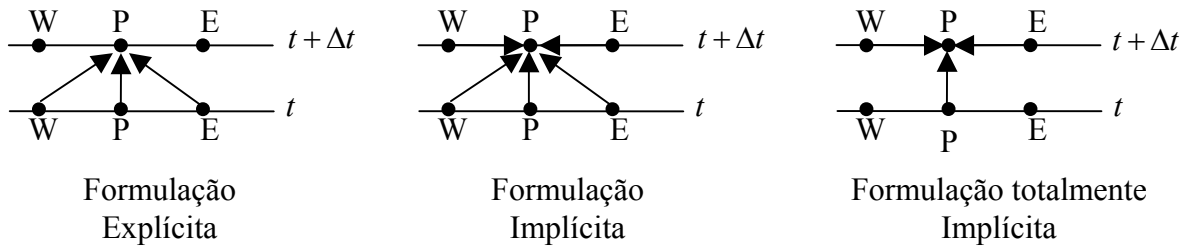


Figura 2.17 – Conexões Espacial e Temporal do volume P (MALISKA, 2004).

O algoritmo do Método de solução Segregado (FLUENT USER'S GUIDE, 2005), utilizado neste trabalho encontra-se na Figura 2.18 abaixo, onde se pode verificar a sequência de cálculo das variáveis e as interações realizadas até a convergência.

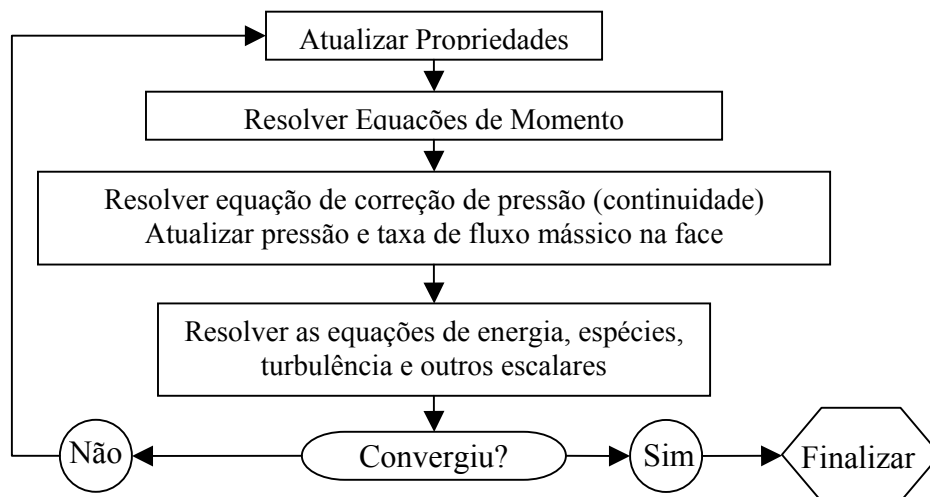


Figura 2.18 – Algoritmo do Método de solução Segregado .

Há dois tipos de acoplamento de variáveis importantes, o acoplamento entre a pressão e velocidade e o acoplamento entre as equações de conservação para as diferentes fases.

O acoplamento pressão-velocidade é característico de sistemas com escoamentos incompressíveis ou fracamente compressíveis. Em escoamentos compressíveis a massa específica varia significativamente com a pressão. Assim, o fechamento do problema é feito a partir da equação de estado, calculando a massa específica a partir da equação da conservação da massa e a pressão é calculada utilizando a equação de estado. Já em escoamentos incompressíveis ou fracamente compressíveis, pequenas variações de massa específica levarão a grandes variações de pressão, introduzindo oscilações numéricas que levarão a divergência do problema (MALISKA, 2004).

Basicamente, a solução comumente utilizada para a solução deste problema, é a criação de uma equação para a pressão a partir da equação da conservação da massa. Devido aos fatos comentados no parágrafo anterior, este tipo de abordagem é comumente chamada na literatura de formulação incompressível ou “baseada em pressão” (PALADINO, 2005).

Para cálculos com o Modelo Euleriano Granular, o *FLUENT* usa o algoritmo “*Phase Coupled SIMPLE*” (*PCSIMPLE*) para o acoplamento pressão-velocidade, conforme VASQUEZ e IVANOV (2000). Este algoritmo é uma extensão do algoritmo SIMPLE para escoamentos multifásicos.

Outro acoplamento importante para a resolução numérica de escoamentos multifásicos é o acoplamento entre fases. Fisicamente este acoplamento corresponde a interação entre as fases. Matematicamente este fenômeno se reflete nos termos de transferência de quantidade de movimento entre fases, onde a velocidade de uma fase aparece na equação da conservação da quantidade de movimento da outra.

A maneira mais direta de tratar este acoplamento é de forma explícita, onde as forças de interface são calculadas a partir dos valores de velocidade das fases disponíveis, ou seja, calculados na iteração anterior. Entretanto, como em qualquer tratamento explícito, a convergência é difícil quando o acoplamento é forte.

No modelo Euleriano Granular, as velocidades são resolvidas acopladas às fases, mas de forma segregada. O esquema “bloco algébrico multi-malha” é usado pelo resolvidor acoplado, de acordo com WEISS *et al.* (1999). Este é usado para resolver uma equação vetorial, formada pelos componentes das velocidades de todas as fases simultaneamente. Então, a equação de correção de pressão é construída baseada na continuidade do volume total

além da continuidade mássica. Pressão e velocidades são então corrigidas a fim de satisfazer a restrição de continuidade.

Para o cálculo dos valores discretos da variável em questão no volume de controle utilizam-se esquemas de interpolação. Dentre os esquemas disponibilizados pelo software *FLUENT*, têm-se os métodos *upwind* de primeira ordem, *upwind* segunda ordem, *power law* e QUICK. O método *upwind* de primeira ordem, utilizado neste trabalho, evita o aparecimento de oscilações numéricas e produz soluções fisicamente coerentes. Tem uma relação direta com o termo parabólico característico do problema de convecção, isto é, o valor da função na interface é igual ao valor da função no volume a montante. O volume a montante muda, logicamente, de acordo com o sentido da velocidade (MALISKA, 2004).

Após definido os sistema linear de equações algébricas, o sistema é resolvido por meio de métodos numéricos de resolução, que podem ser diretos (ex.: Eliminação de Gauss e Decomposição LU) ou iterativos (ex.: Método de Jacobi, Método de Gauss Seidel, método das Sobre-relaxações Sucessivas, Métodos *Multigrid*).

CAPÍTULO III

MATERIAIS E MÉTODOS

Neste capítulo, serão descritos os três estudos de casos, mencionados anteriormente no Capítulo I.

O Caso 1 consiste no estudo de simulação tridimensional de um leito de jorro convencional utilizando *CFD*, onde são utilizados os dados experimentais de LOURENÇO (2006).

O Caso 2 trata do estudo de simulação tridimensional de um leito de jorro com tubo *draft*. Para tal, utilizou-se uma das condições estudadas por VIEIRA NETO (2007), que desenvolveu um estudo experimental e de simulação bidimensional.

Já o Caso 3 investiga o efeito da inclusão da modelagem de turbulência sobre as simulações numéricas. Este estudo será conduzido em um leito de jorro convencional, nas condições experimentais de LOURENÇO (2006). Assim, a comparação entre os Casos 1 e 3 poderá indicar o efeito da turbulência nas simulações tridimensionais.

Encontram-se descritas a seguir as equações de balanço de massa e momento utilizada nas simulações tridimensionais, aplicáveis a todos os casos, bem como os modelos constitutivos e as condições de contorno para os casos em regime laminar e as condições adicionais no caso de regime turbulento.

Em seguida, são apresentadas as condições experimentais de LOURENÇO (2006) para o leito convencional (Casos 1 e 3) e os dados de VIEIRA NETO (2007) para o estudo do leito de jorro com tubo *draft* (Caso 2).

3.1- O Modelo Euleriano Granular Aplicado ao Leito de Jorro

A descrição de escoamento multifásico como sendo contínuo e interpenetrante incorpora a definição de fração volumétrica de fase, expresso por α_q . O volume da fase q (V_q), é definido pela Equação 3.1, sendo $q=s$ (fase sólida) e g (gasosa):

$$V_q = \int_V \alpha_q dV \quad (3.1)$$

onde o somatório das frações volumétricas das n fases do sistema é igual a um.

$$\sum_{q=1}^n \alpha_q = 1 \quad (3.2)$$

3.1.1- Modelagem da Fase Gasosa

Equação da Continuidade

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g) + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g \vec{v}_g) = \sum_{s=1}^n (\dot{m}_{sg} - \dot{m}_{gs}) + S_g \quad (3.3)$$

Na Equação 3.3, $\vec{v}_g$ é a velocidade da fase g e $\dot{m}_{sg}$ caracteriza a transferência de massa da entre as fases e S_g é o termo de geração.

Conservação de Momento

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g \vec{v}_g) + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g \vec{v}_g \vec{v}_g) = & -\alpha_g \nabla p + \nabla \cdot \overline{\overline{\tau}}_g + \alpha_g \rho_g \vec{g} + \\ & \sum_{s=1}^n (\vec{R}_{sg} + \dot{m}_{sg} \vec{v}_{sg} - \dot{m}_{sg} \vec{v}_{sg}) + (\vec{F}_g + \vec{F}_{lift,g} + \vec{F}_{vm,g}) \end{aligned} \quad (3.4)$$

onde $\overline{\overline{\tau}}_g$ é o tensor tensão da fase gasosa, como definido abaixo:

$$\overline{\overline{\tau}}_g = \alpha_g \mu_g (\nabla \vec{v}_g + \nabla \vec{v}_g^T) + \alpha_g \left(\lambda_g - \frac{2}{3} \mu_g \right) \nabla \cdot \vec{v}_g \vec{I} \quad (3.5)$$

Aqui, μ_g é a viscosidade cisalhante e λ_g é a viscosidade bulk da fase gasosa. $\vec{F}_g$ é a força de corpo externa, $\vec{F}_{lift,g}$ é a força de massa virtual, p é a pressão compartilhada pelas fases e $\vec{v}_{sg}$ é a velocidade na interface. A força de interação entre as fases gasosa e sólida $\vec{R}_{sg}$, é dependente dos fenômenos de fricção, pressão, coesão, e outros efeitos, sendo $\vec{R}_{sg} = -\vec{R}_{gs}$ definida pela Equação (3.6)., onde K_{sg} é o coeficiente de troca de momento entre as fases.

$$\sum_{s=1}^n \vec{R}_{sg} = \sum_{s=1}^n K_{sg} (\vec{v}_s - \vec{v}_g) \quad (3.6)$$

3.1.2- Modelagem da Fase Sólida

Equação da Continuidade

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_s \rho_s) + \nabla \cdot (\alpha_s \rho_s \vec{v}_s) = \sum_{g=1}^n (\dot{m}_{gs} - \dot{m}_{sg}) + S_s \quad (3.7)$$

Na Equação (3.7), $\vec{v}_s$ é a velocidade da fase s , $\dot{m}_{sg}$ caracteriza a transferência de massa entre as fases e S_s é o termo de geração.

Conservação de Momento

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_s \rho_s \vec{v}_s) + \nabla \cdot (\alpha_s \rho_s \vec{v}_s \vec{v}_s) = & -\alpha_s \nabla p - \nabla p_s + \nabla \cdot \overline{\overline{\tau}}_s + \alpha_s \rho_s \vec{g} + \\ & \sum_{l=1}^N \left(K_{gs} (\vec{v}_g - \vec{v}_s) + \dot{m}_{gs} \vec{v}_{gs} - \dot{m}_{sg} \vec{v}_{sg} \right) + \left(\vec{F}_s + \vec{F}_{lift,s} + \vec{F}_{vm,s} \right) \end{aligned} \quad (3.8)$$

onde p_s é a pressão de sólidos para $s^{ésima}$ fase sólida, N é o número de fases sólidas e $\overline{\overline{\tau}}_s$ o tensor tensão da fase sólida, que é definido pela Equação (3.9).

$$\overline{\overline{\tau}}_s = \alpha_s \mu_s \left(\nabla \vec{v}_s + \nabla \vec{v}_s^T \right) + \alpha_s \left(\lambda_s - \frac{2}{3} \mu_s \right) \nabla \cdot \vec{v}_s \vec{I} \quad (3.9)$$

Aqui, μ_s é a viscosidade cisalhante granular e λ_s é a viscosidade *bulk* granular. $\vec{F}_s$ é a força de corpo externa, $\vec{F}_{lift,s}$ é a força mássica virtual, p é a pressão compartilhada pelas fases, $\vec{v}_{sg}$ é a velocidade na interface e p_s é a pressão de sólidos.

3.1.3- Hipóteses Simplificadoras do Modelo

Algumas considerações foram feitas, a fim de desprezar a atuação de algumas forças que não são significativas para o leito de jorro e são:

- A força mássica virtual ($\vec{F}_{vm,s}$) é desprezada. Esta força é significativa quando a densidade da fase granular é muito menor que a da fase fluida contínua, ($\rho_s \ll \rho_g$).
- A força de ascensão ($\vec{F}_{lift,s}$) é desprezada. Esta força é significativa apenas para leitos com baixo empacotamento, o que não acontece na maior parte do leito de jorro.
- A Viscosidade friccional de sólidos ($\mu_{s,fr}$) é desprezada: Os resultados obtidos por DU *et al.* (2006-a) revelam pouca influência da inclusão de um Modelo Friccional na fluidodinâmica do leito.

3.1.4- Equações Constitutivas

As equações constitutivas utilizadas, referentes aos termos não especificados das Equações de Conservação de Massa e Momento, encontram-se mencionadas a seguir.

a) Força de Arraste:

Para a força de arraste utilizou-se o Modelo de GIDASPOW *et al.* (1992). Este modelo é a combinação do modelo de Wen e Yu e a Equação de Ergun, sendo o coeficiente K_{sg} definido pelas equações:

- Quando $\alpha_g > 0,8$, adota-se as equações do modelo de WEN e YU (1966):

$$K_{sg} = \frac{3}{4} C_D \frac{\alpha_s \alpha_g \rho_g |\vec{v}_s - \vec{v}_g|}{d_s} \alpha_g^{-2,65} \quad (3.10)$$

$$C_D = \frac{24}{\alpha_g \text{Re}_s} \left[1 + 0.15 (\alpha_g \text{Re}_s)^{0,687} \right] \quad (3.11)$$

- Para $\alpha_g \leq 0,8$, adota-se a equação de ERGUN (1952):

$$K_{sg} = 150 \frac{\alpha_s (1 - \alpha_g) \mu_g}{\alpha_g d_s^2} + 1,75 \frac{\rho_g \alpha_s |\vec{v}_s - \vec{v}_g|}{d_s} \quad (3.12)$$

O número relativo de Reynolds da partícula é dado pela Equação 3.13, (RICHARDSON e ZAKI, 1954):

$$\text{Re}_s = \frac{\rho_g d_s |\vec{v}_s - \vec{v}_g|}{\mu_g} \quad (3.13)$$

b) Coeficiente de Troca Sólido-sólido:

Definido pela Equação 2.13.

c) Conservação da Temperatura Granular:

A equação de Conservação de Temperatura Granular é dada pela Equação 2.14.

- Formulação: Algébrica
- Dissipação de energia devido às colisões entre as partículas: A dissipação de energia granular devido às colisões foi contabilizada pelo modelo de LUN *et al.* (1984), segundo a Equação 2.15.

d) Pressão de Sólidos:

A Equação 3.14 é utilizada para o cálculo da pressão de sólidos:

$$p_s = \alpha_s \rho_s \theta_s + 2 \rho_s (1 + e_{ss}) \alpha_s^2 g_{0,ss} \theta_s \quad (3.14)$$

onde e_{ss} é o coeficiente de restituição para as colisões entre as partículas, $g_{0,ss}$ é a função de distribuição radial e θ_s é a temperatura granular.

e) Função de Distribuição Radial:

Segue o Modelo de OGAWA (1980), expresso na Equação 3.15 abaixo:

$$g_{0,ss} = \left[1 - \left(\frac{\alpha_s}{\alpha_{s,max}} \right)^{\frac{1}{3}} \right]^{-1} \quad (3.15)$$

f) Viscosidade Bulk Granular:

Segue o Modelo de LUN *et al.* (1984), dado pela Equação 2.19.

g) Viscosidade Cisalhante Granular: A viscosidade cisalhante granular é a soma dos termos a seguir:

- Termo Colisional: Utiliza-se o modelo descrito por GIDASPOW *et al.* (1992) e SYAMLAL *et al.* (1993):

$$\mu_{s,col} = \frac{4}{5} \alpha_s \rho_s d_s g_{0,ss} (1 + e_{ss}) \left(\frac{\theta_s}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.16)$$

- Termo Cinético: Foi contabilizado utilizando o Modelo de SYAMLAL *et al.* (1993):

$$\mu_{s,cin} = \frac{\alpha_s \rho_s d_s \sqrt{\theta_s \pi}}{6(3 - e_{ss})} \left[1 + \frac{2}{5} (1 + e_{ss}) (3e_{ss} - 1) \alpha_s g_{0,ss} \right] \quad (3.17)$$

- Termo Friccional: Efeito não significativo. Termo não incorporado ao modelo.

h) Modelo de Turbulência: Segue o Modelo de Turbulência k-ε Disperso, em que considera-se a turbulência da fase gasosa pelo modelo k-ε modificado e usa a Teoria de Tchen para o cálculo da dispersão das partículas em regime turbulento. A descrição detalhada deste modelo encontra-se no ANEXO I, item A.1.6.

3.1.5- Condições de Contorno e Inicial

Encontram-se definidas a seguir as condições de contorno associadas ao modelo, comum aos três estudos de caso realizados nesta dissertação:

Na entrada do leito:

- a injeção de ar é somente na direção axial (eixo x) e pode apresentar perfil parabolóide ou constante, a depender do caso estudado;
- a velocidade de sólidos na entrada é nula;

Na saída do leito:

- os gradientes axiais de velocidade para as duas fases são nulos e a pressão é atmosférica ($\partial\psi/\partial x = 0, \psi = u, v, \theta_s, \alpha_s, \alpha_g$);

Simetria:

- No eixo do jorro (eixo x), os gradientes radiais (eixos y e z) de velocidade para as duas fases e para a temperatura granular são nulos ($\partial\psi/\partial y = 0, \partial\psi/\partial z = 0; \psi = u, v, \theta_s, \alpha_s, \alpha_g$);

Paredes:

- Nas paredes admite-se uma condição de não escorregamento, o que ressalta a importância do refino próximo à parede ($u=v=\theta_s=\alpha_s=\alpha_g=0$);

Partículas:

- Porosidade inicial do leito de 0,37;
- Altura de leito estático de 0,19 m.

Para o Caso 3, em que há a adição do modelo de turbulência, acrescenta-se as seguintes condições de contorno na entrada do leito:

- a energia cinética turbulenta da fase gasosa, $k = 1.5(uI)^2$, onde I é a intensidade de turbulência, que foi definida como 10%. Para a fase sólida, a energia cinética turbulenta é nula, visto que a velocidade de sólidos também é nula;
- a taxa de dissipação de turbulência da fase gasosa, $\varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{l}$, com comprimento de escala proporcional ao diâmetro hidráulico da entrada de ar, $l = 0.007D_h$.

3.2- Condições Experimentais utilizadas por LOURENÇO (2006)

Os experimentos de LOURENÇO (2006) foram realizados em um leito de jorro convencional utilizando soja como material particulado. A Figura 3.1 mostra o aparato experimental.

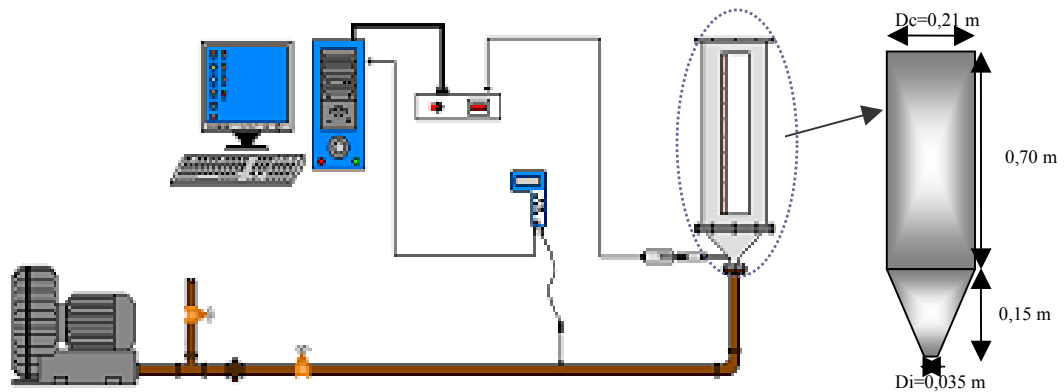


Figura 3.1 – Unidade experimental de LOURENÇO (2006) e VIEIRA NETO (2007).

Os dados referentes às propriedades dos materiais utilizados e à geometria do leito encontram-se na Tabela 3.1. A curva característica experimental de vazão de alimentação de ar versus queda de pressão para a altura de leito estático de 0,19 cm foi utilizada na validação das simulações. Cabe ressaltar que neste trabalho foi utilizado um sistema de aquisição de dados experimentais com o auxílio do software *LabView*.

Tabela 3.1 – Condições experimentais de LOURENÇO (2006) e adotadas nas simulações.

Parâmetro	Descrição	Condições adotadas nas simulações
ρ_p [kgm ⁻³]	Densidade do sólido (soja)	1173
ρ_g [kgm ⁻³]	Densidade do gás	1,225
d_p [m]	Diâmetro da partícula (soja)	0,006
μ_g [kgm ⁻¹ s ⁻¹]	Viscosidade do gás	$1,7894 \cdot 10^{-05}$
e_{ss}	Coefficiente de restituição	0,90
ε_s	Porosidade do leito	0,37
H_e [m]	Altura de leito estático	0,19
D_c [m]	Diâmetro da coluna	0,21
D_i [m]	Diâmetro de entrada	0,035
β	Ângulo do cone	60°
H [m]	Altura do leito	0,85

3.3- Condições Experimentais utilizadas por VIEIRA NETO (2007)

Os experimentos de VIEIRA NETO (2007) foram obtidos em uma unidade experimental similar a de LOURENÇO (2006), apresentada na Figura 3.1, entretanto o autor utilizou em seus estudos um leito de jorro com tubo *draft*. VIEIRA NETO (2007) também utilizou partículas de sementes de soja em seu trabalho. Os parâmetros relativos aos experimentos, os quais foram utilizados nas simulações deste caso, encontram-se apresentados na Tabela 3.2.

Tabela 3.2 – Condições experimentais de VIEIRA NETO (2006), adotadas nas simulações.

Parâmetro	Descrição	Condições adotadas nas simulações
ρ_p [kgm ⁻³]	Densidade do sólido (soja)	1173
ρ_g [kgm ⁻³]	Densidade do gás	1,225
d_p [m]	Diâmetro da partícula (soja)	0,006
μ_g [kgm ⁻¹ s ⁻¹]	Viscosidade do gás	$1,7894 \cdot 10^{-05}$
e_{ss}	Coefficiente de restituição	0,90
ε_s	Porosidade do leito	0,37
H_e [m]	Altura de leito estático	0,16
H_D [m]	Distância do Tubo <i>draft</i> à base	0,04
D_c [m]	Diâmetro da coluna	0,21
D_i [m]	Diâmetro de entrada	0,035
β	Ângulo do cone	60°
H [m]	Altura do leito	0,85

3.4- Solução do Modelo

3.4.1- Malha Computacional

A malha tridimensional foi construída no software *Gambit 2.3.16*. Dois planos de simetria foram definidos, a fim de diminuir a quantidade de células e consequentemente o esforço computacional. Desta forma, somente um quarto do leito foi simulado.

Devido à forma do leito de jorro, dois tipos de malha foram testados. Inicialmente, influenciados pelas simulações utilizando elementos discretos, as malhas eram construídas a fim de comportar pelo menos uma partícula. No entanto, como o modelo Euleriano granular trata as duas fases como contínuas, o diâmetro da partícula não necessariamente determina o tamanho da célula a ser construída. Assim, malhas estruturadas e malhas híbridas foram propostas, sendo a malha escolhida pela limitação do esforço computacional, além da

proximidade dos dados simulados com os experimentais. O fechamento de malha utilizado em cada tipo de malha é descrito abaixo. Para maior detalhamento do esquema de fechamento, ver ANEXO II.

a) Malha Estruturada

O esquema de fechamento da malha nas faces circulares foi o Esquema “*Tri-Primitive*”. Para as demais faces utilizou-se o Esquema *Map*. Para o fechamento da malha tridimensional foi utilizada a opção *Hex/Wedge*, com esquema de fechamento *Cooper* (FLUENT USER’S GUIDE, 2005).

b) Malha Híbrida

O esquema de fechamento da malha nas faces circulares foi o Esquema “*Tri-Primitive*”. Para as demais faces utilizou-se o Esquema *Quad/Pave*. Para o fechamento da malha tridimensional foi utilizada a opção *Tet/Hybrid*, com esquema de fechamento *TGrid* (FLUENT USER’S GUIDE, 2005).

3.4.2- Procedimento de Solução Numérica

O conjunto das equações de balanço e equações constitutivas foi resolvido utilizando a técnica de volumes finitos, por meio do software *Fluent* 6.3.26. Adotou-se o algoritmo SIMPLE para o acoplamento velocidade-pressão. Foi necessário simular 3 segundos de operação do leito para alcançar o estado estacionário. O intervalo de tempo máximo (“*time step size*”) foi de $5 \cdot 10^{-5}$ segundos e o critério de convergência utilizado foi da ordem de $1 \cdot 10^{-3}$.

3.5- Estudos de Caso

A seguir, são mencionadas as etapas de cada estudo de simulação nos três estudos de casos realizados nesta dissertação.

3.5.1- Caso 1: Leito de Jorro Convencional

Para simulação do leito de jorro convencional foram utilizados os dados experimentais de LOURENÇO (2006), nas condições experimentais dispostas na Tabela 3.1.

Este estudo foi dividido em duas etapas:

- 1- Geração da malha: Inicialmente, foram testadas malhas estruturadas e híbridas. A fim de verificar a malha adequada e viável às simulações, foi realizado um estudo de malha, comparando as malhas entre si.
- 2- Resolução do modelo já discutido, para obtenção dos perfis de fração volumétrica de sólidos, trajetória das partículas, curva característica e condição de jorro mínimo em 3D.

3.5.2- Caso 2: Leito de Jorro com Tubo *Draft*

Para simulação do leito de jorro com tubo *draft* foram utilizados os dados experimentais de VIEIRA NETO (2007). As condições experimentais e de simulação encontram-se na Tabela 3.2.

Este estudo foi dividido em duas etapas:

- 1- Geração da malha: Adotou-se uma malha híbrida, similar ao Caso 1.
- 2- Resolução para obtenção dos perfis de fração volumétrica de sólidos, trajetória das partículas, velocidade de partículas na região anular, curva característica e condição de jorro mínimo em 3D.

3.5.3- Caso 3: Testes de Modelo de Turbulência

A fim de verificar a influência da inserção do modelo de turbulência, foi realizado um teste com o Modelo de Turbulência k- ϵ Disperso aplicado ao leito de jorro convencional, utilizando os dados experimentais de LOURENÇO (2006), presentes na Tabela 3.1.

3.6- Aquisição dos dados Simulados de Pressão

Para construir a curva característica simulada é necessário adquirir pontualmente os valores de queda de pressão correspondentes a cada vazão de ar simulada. Um arquivo de flutuação de pressão é gerado, em que se armazena o valor médio da pressão na mesma posição em que adquiriu-se a queda de pressão experimental, a cada intervalo de tempo.

Como o valor da queda de pressão oscila consideravelmente com o tempo, o valor simulado apresentado é a média destes valores.

CAPÍTULO IV

RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo, serão discutidos os resultados obtidos por simulação tridimensional dos 3 estudos de caso anteriormente mencionados.

O Caso 1 consiste no estudo de simulação de um leito de jorro convencional nas condições experimentais de LOURENÇO (2006). São realizadas simulações com malha tridimensional em regime laminar para ambas as fases e os resultados simulados são comparados com os dados experimentais e com as simulações 2D realizadas em trabalhos anteriores.

No Caso 2, são realizadas simulações de um leito de jorro com tubo *draft* utilizando os dados experimentais de VIEIRA NETO (2007). As simulações são realizadas em regime laminar e malha tridimensional.

Já o Caso 3, estuda por simulação 3D o leito de jorro convencional em regime turbulento, pela inserção do Modelo de Turbulência k- ϵ Disperso, discutido anteriormente. Para tal, utilizam-se os dados de LOURENÇO (2006). Os resultados são comparados com os dados experimentais e com as simulações tridimensionais realizadas em regime laminar, obtidas no Caso 1.

4.1- CASO 1: Simulação Tridimensional de Leito de Jorro Convencional

Este estudo trata de simulações tridimensionais de um leito de jorro convencional. As condições operacionais deste caso e que foram adotadas nas simulações encontram-se na Tabela 3.1.

Inicialmente, foi avaliada a geração da malha tridimensional e escolhida a malha mais adequada, tendo em vista as limitações computacionais. Em seguida, foram realizadas simulações com vazão de alimentação de ar decrescente, a fim de obter a curva característica simulada. Os resultados de queda de pressão obtidos nas simulações foram comparados com os dados experimentais de LOURENÇO (2006) e então, identificou-se a condição de jorro

mínimo, que pode também ser identificada de forma visual, por meio dos contornos simulados da fração volumétrica de sólidos.

Após comparar a condição de jorro mínimo simulada em 3D com os resultados experimentais, estas foram também comparadas com simulações bidimensionais. Além disso, foram analisadas a distribuição radial de porosidade e de velocidade de sólidos, em diferentes posições axiais. Os resultados obtidos são apresentados nos tópicos seguintes.

4.1.1- Estudo de Malha

a) Malha estruturada:

Para o fechamento de uma malha estruturada em um volume, necessita-se que faces opostas tenham o mesmo número de células. Como o leito de jorro é composto por uma parte cônica, em que as faces paralelas à face de entrada possuem raio maior do que o de entrada, o fechamento estruturado da malha gera células de tamanhos diferentes ao longo da parte cônica, sendo a região próxima à entrada a região mais refinada.

A fim de verificar o efeito do refino da malha, foram propostas 4 malhas estruturadas com espaçamentos diferentes, como mostram as Figuras 4.1 e 4.2.

O esquema de fechamento de malha utilizado nas faces ortogonais à alimentação de ar foi o esquema “*Tri-Primitive*”. Para as demais faces, utilizou-se o esquema “*Map*”. No fechamento dos volumes empregou-se a opção “*Hex/Wedge*”, com esquema de fechamento “*Cooper*”. Maiores detalhes sobre o esquema de fechamento das malhas, ver o ANEXO I.

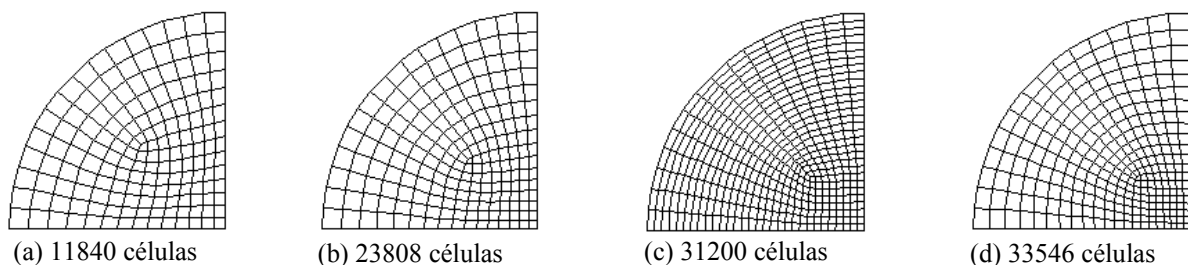


Figura 4.1 – Superfície de entrada do leito para as malhas (a), (b), (c) e (d).

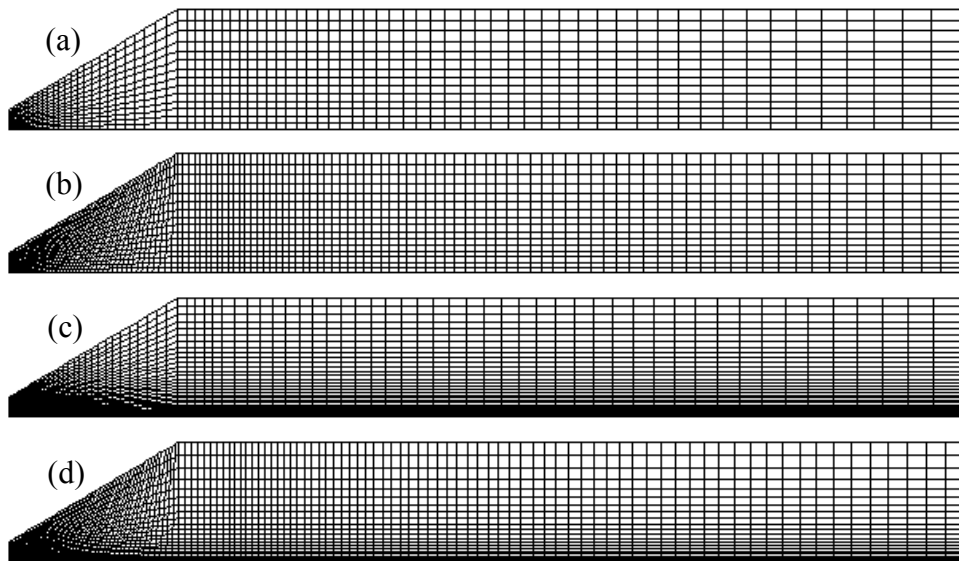


Figura 4.2 – Malha sobre o plano de simetria x-z para as malhas (a), (b), (c) e (d).

Para cada uma das malhas apresentadas anteriormente, foram realizadas simulações utilizando perfil parabolóide de velocidade de ar na entrada, que quando aplicado à face de entrada, se apresenta em forma de curvas de nível, sendo a velocidade média sempre igual a 31,17 m/s, como mostra a Figura 4.3.

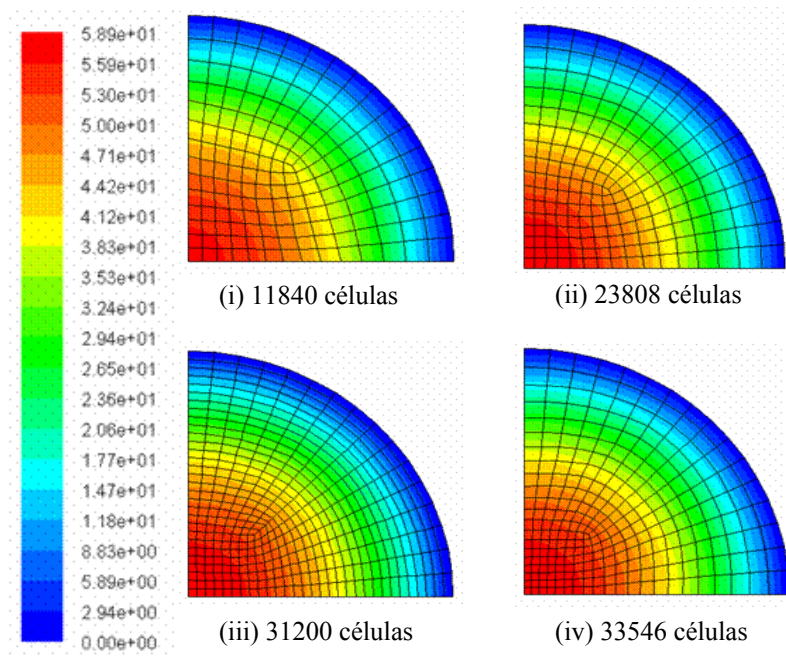


Figura 4.3 – Perfil de velocidade de ar na entrada, velocidade média de 31,17 m/s.

A fim de escolher a malha mais adequada, foram comparados entre as malhas os perfis de fração volumétrica de sólidos, velocidade de partículas e velocidade do ar.

A Figura 4.4 apresenta os contornos de fração volumétrica de sólidos para cada uma das 4 malhas estruturadas propostas. No entanto, estes perfis se mostraram diferentes dos obtidos nas simulações realizadas anteriormente em 2D (LOURENÇO, 2006), principalmente na região de entrada do leito e próximo ao eixo axial. A Figura 4.5 mostra em detalhes a região de entrada do leito e a região axial, onde se percebe a presença de dois picos ao redor do eixo axial e uma região de baixa porosidade próxima à parede na região de entrada. Apesar de alguns autores como DU *et al.* (2006-a) e MUJUMDAR e ZHONGHUA (2007) terem obtido perfis simulados similares a esses, esse comportamento não é explicitamente encontrado em trabalhos experimentais. Assim, optou-se por fazer testes com malhas não estruturadas na região cônica para o desenvolvimento do Caso 1.

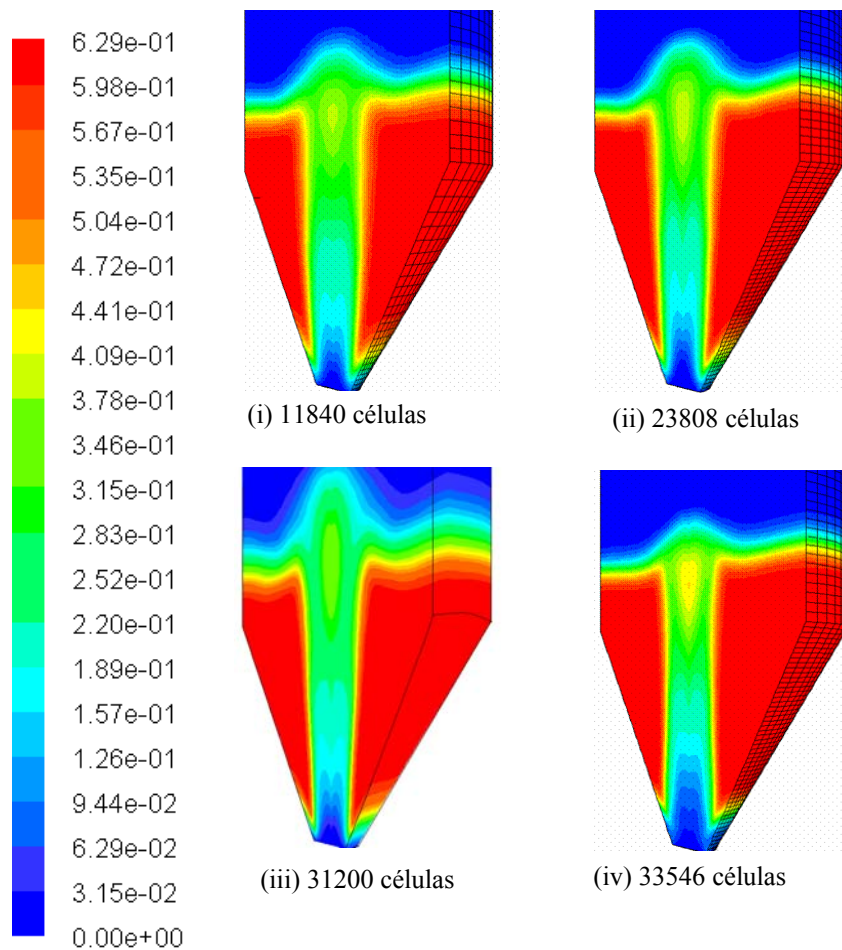


Figura 4.4 – Contorno de fração volumétrica de sólidos para as malhas estruturadas (i), (ii), (iii) e (iv).

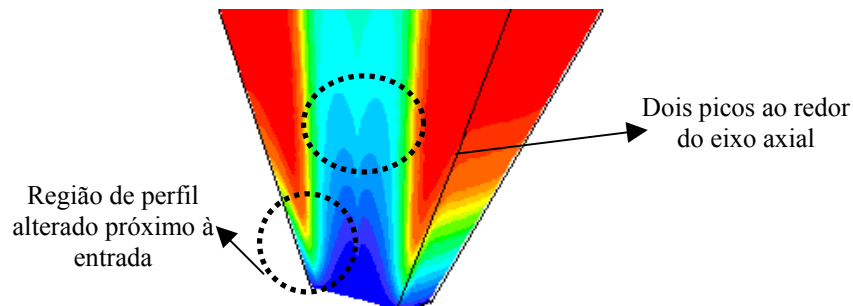


Figura 4.5 – Regiões com perfis inesperados de fração volumétrica de sólidos para as malhas estruturadas.

b) Malha Não-estruturada na Região Cônica

A fim de verificar o efeito do refino, foram propostas 6 malhas não-estruturadas na região cônica com espaçamentos diferentes na face de entrada, como mostra a Figura 4.6. Sendo que na região cilíndrica foi utilizada malha estruturada. O esquema de fechamento da malha utilizado na face de entrada para as malhas (A), (B), (C), (E) e (F) foi o Esquema “*Tri-Primitive*”. Para a face de entrada da malha (D) foi utilizado o esquema Tri/Pave, gerando células triangulares na face de entrada.

A Figura 4.7 apresenta a malha sobre a face de simetria para as malhas (E) e (C), respectivamente. As faces de simetria das malhas (A), (B), (D) e (F) são semelhantes à da malha (E). O esquema de fechamento do volume cônico é feito pela opção *Tet/Hybrid*, com esquema de fechamento *TGrid*. Os detalhes sobre esquemas de fechamento de malha encontram-se no ANEXO I.

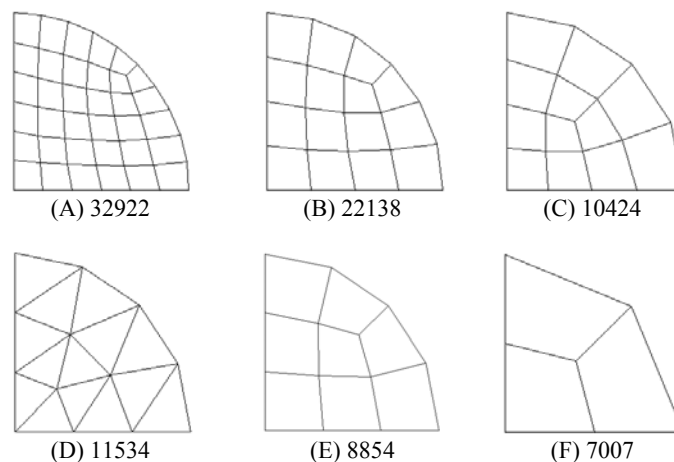


Figura 4.6 – Superfície de entrada para as malhas não-estruturadas.

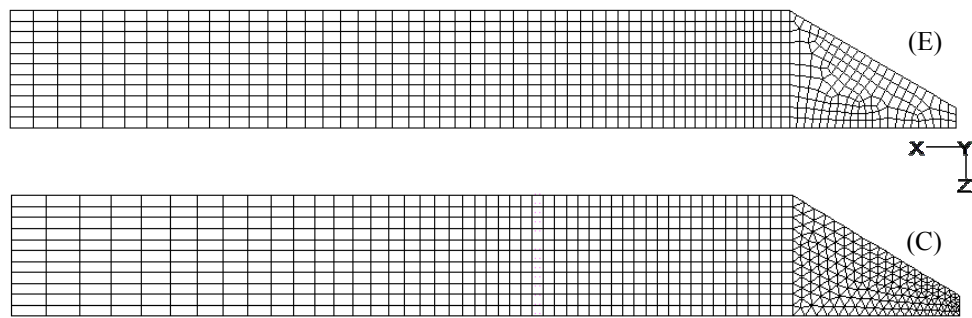


Figura 4.7 – Malha sobre o plano de simetria x-z.

As simulações foram realizadas utilizando perfil linear de velocidade de ar na entrada igual a 31,17 m/s, como mostra a Figura 4.8. Para atender a condição de contorno de velocidade nula na parede, os nós da parede recebem velocidade igual à zero, enquanto os outros nós que compõe a célula recebem velocidade de 31,17 m/s. Assim, a área em que a velocidade é 31,17 m/s diminui quando há poucas células na face de entrada, e assim a vazão de ar é menor.

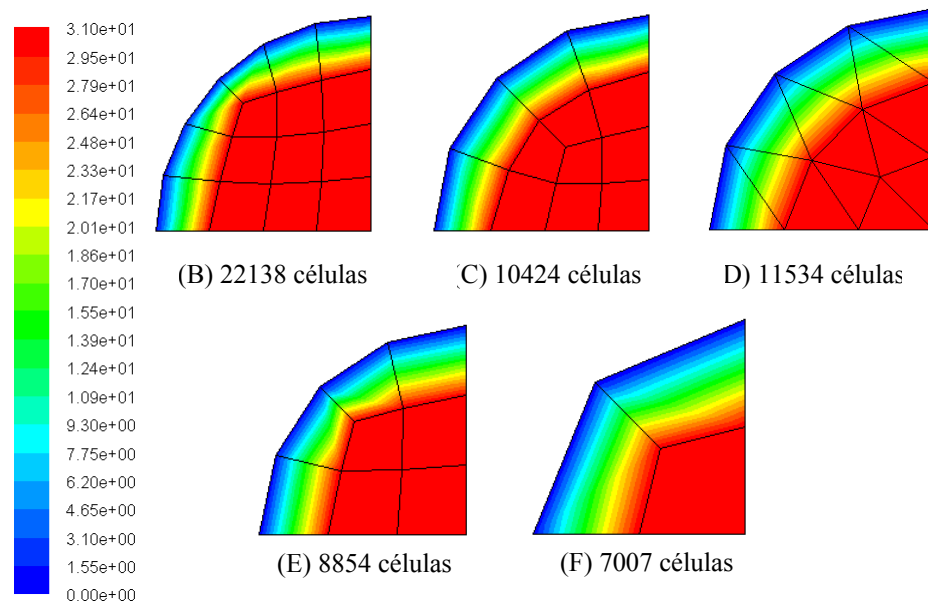


Figura 4.8 – Contorno de velocidade de ar na superfície de entrada do leito.

Os contornos de fração volumétrica de sólidos são apresentados na Figura 4.9. A malha (B), mais refinada, apresenta um perfil que indica a eminência do jorro mínimo. Dentre as outras malhas, a que mais se aproxima das simulações com a malha mais refinada é a malha

(E), sendo a malha (F) a que mais se distancia do jorro mínimo, condição obtida com um maior refinamento da malha.

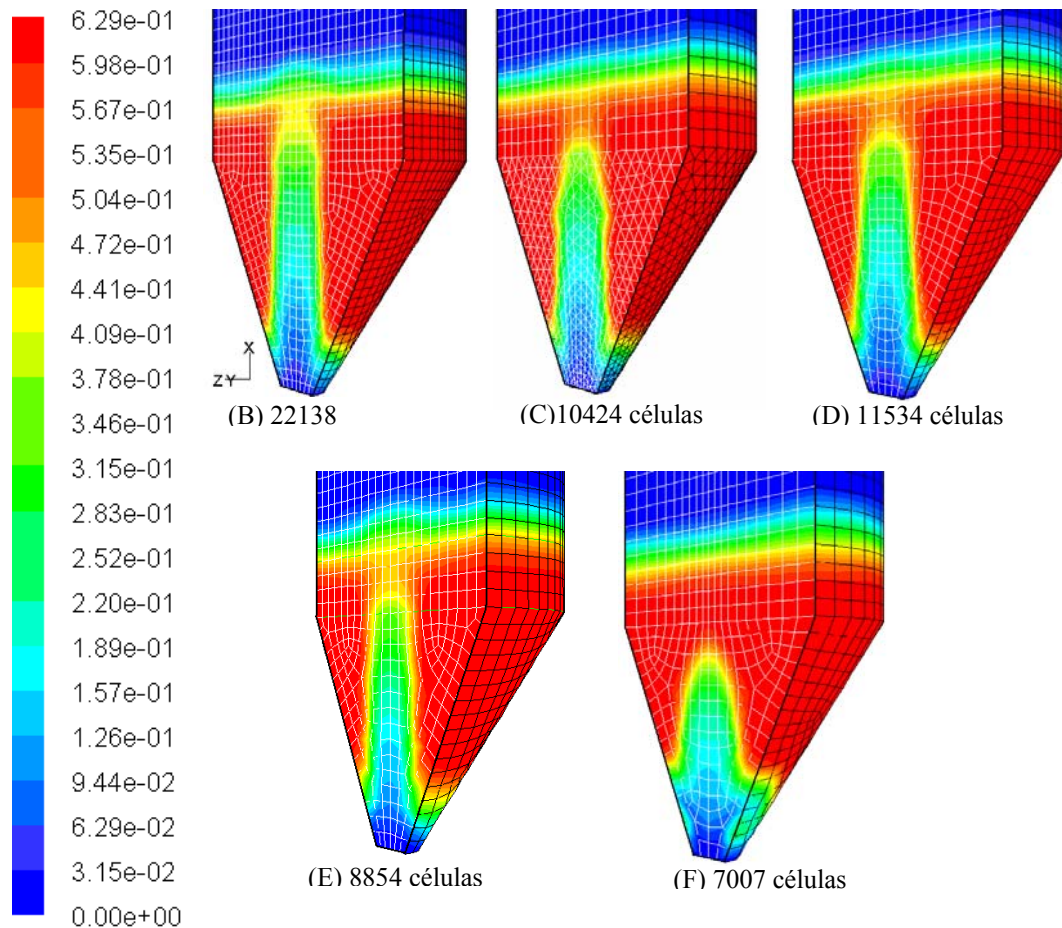


Figura 4.9 – Contorno de fração de volume de soja para as malhas não-estruturadas, $U=31,17\text{m/s}$.

As Figuras 4.10 e 4.11 apresentam os gráficos de velocidade de sólidos e velocidade do ar, simulados utilizando malhas não estruturadas na região cônica.

Ao compararmos os perfis de velocidade de sólidos obtidos para as malhas não estruturadas na região cônica, verificamos que a malha (F), que é a mais grosseira, apresenta perfil muito distante dos obtidos para as outras malhas. Esse comportamento já era esperado, já que a vazão de ar que efetivamente é alimentada na malha (F) é bem menor do que nas outras malhas, conforme discutido anteriormente.

Para distâncias axiais maiores, a malha que mais se aproxima da malha mais refinada (malha B) é a malha (E).

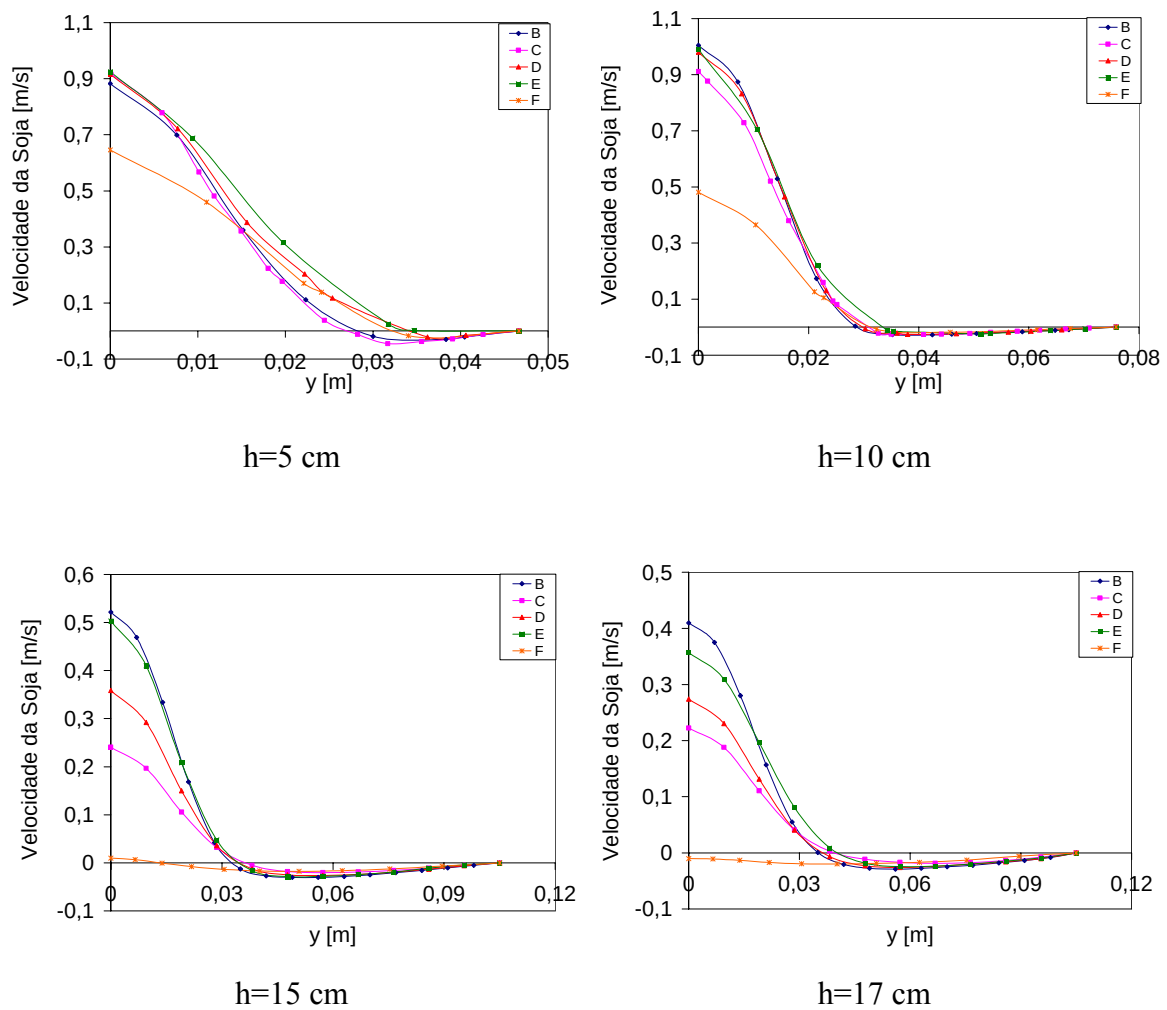


Figura 4.10 – Gráficos de distribuição radial de velocidade axial da soja à diferentes alturas h de leito, para as malhas (B), (C), (D), (E) e (F).

Quanto aos perfis de velocidade de ar, dispostos na Figura 4.11, a malha (F) também apresentou desempenho inferior quando comparado às demais malhas. O perfil de velocidade do ar para a malha (E) só foi o mais próximo da malha mais refinada (B) para a altura axial de 15 cm. Apesar disto, nas outras alturas axiais, o perfil da malha (E) não se distanciou tanto da malha mais refinada (B). Isso está diretamente ligado à quantidade de ar que realmente percorre o leito, já que a vazão real de alimentação do ar é menor que a esperada para malhas com poucas células na entrada. Assim, os perfis obtidos próximos à região de entrada com malhas mais grosseiras se distanciam mais da malha mais refinada (B).

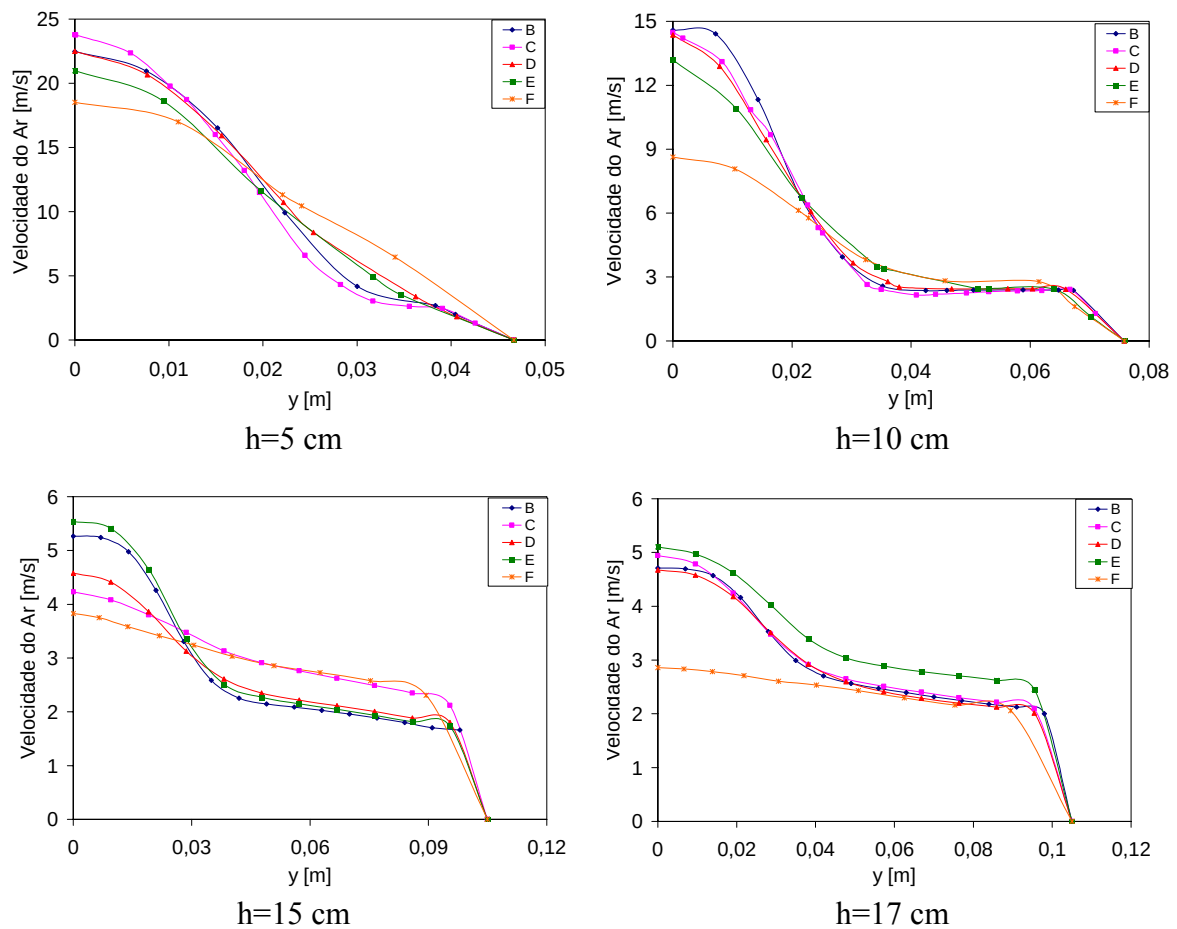


Figura 4.11 – Gráficos de distribuição radial (sobre o eixo y) de velocidade axial de ar a diferentes alturas de leito, para as malhas (B), (C), (D), (E) e (F).

É importante ressaltar que o leito de jorro, tanto experimental quanto simulado, pulsa de maneira que os perfis oscilam entre dois valores próximos ao do estado estacionário. Os perfis apresentados anteriormente, apesar de terem sido analisados em um mesmo tempo de simulação em que se julga já terem alcançado o estado estacionário, podem estar em condições ligeiramente diferentes devido a esta oscilação dos valores.

Diante de tantas restrições, considera-se precioso diferenciar as malhas (B), (C), (D) e (E), em relação aos perfis de velocidade de ar. Assim, considera-se que a malha (E) conduz a resultados próximos ao da malha (B), que apesar de ser a mais refinada é também a que demanda excessivo esforço computacional e, portanto foi descartada para as simulações deste trabalho.

A fim de realizar as simulações do Caso 1, optou-se por utilizar a malha (E), que leva à perfis de fração volumétrica de sólidos do leito, velocidade de partículas e do ar próximos ao da malha mais refinada (B).

4.1.2- Resultados Simulados para o Caso 1

Curvas Características Experimental e Simulada para o Leito de Jorro Convencional

A Figura 4.12 mostra as curvas características de queda de pressão versus vazão de alimentação de ar, apresentando os dados experimentais de LOURENÇO (2006), bem como as simulações 3D realizadas na presente dissertação.

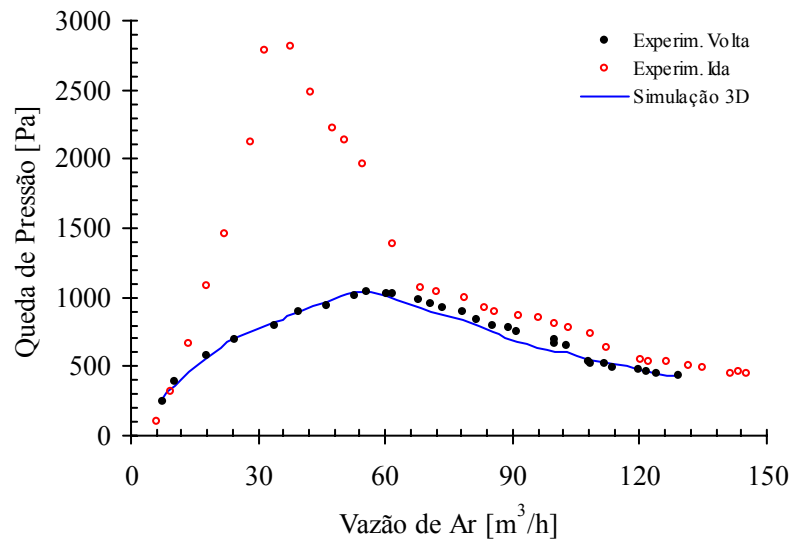


Figura 4.12 – Curvas características experimentais e simuladas

Constata-se nos resultados mostrados na Figura 4.12 que as simulações realizadas em 3D apresentaram boa concordância com os dados experimentais de vazões decrescentes de ar. Esta condição de empacotamento do leito, para vazões decrescentes, foi aquela que foi utilizada nas simulações.

Perfil de fração volumétrica de sólidos

Os contornos de fração volumétrica de soja foram obtidos a fim de representar os eventos descritos por MATHUR e EPSTEIN (1974), em que um leito em estado de jorro estável sofre uma diminuição progressiva da vazão de alimentação de ar, passando pela condição de jorro mínimo até a condição de leito estático (conforme descrito na seção 2.1). A Figura 4.13 apresenta estes eventos sob uma vista tridimensional. Para melhor visualização, um corte sobre o plano x-z foi feito, como mostra a Figura 4.14. Analisando os contornos apresentados nestas figuras, identificou-se a condição de jorro mínimo para uma velocidade de 31,17 m/s, como mostram as Figura 4.13 (e) e 4.14 (e).

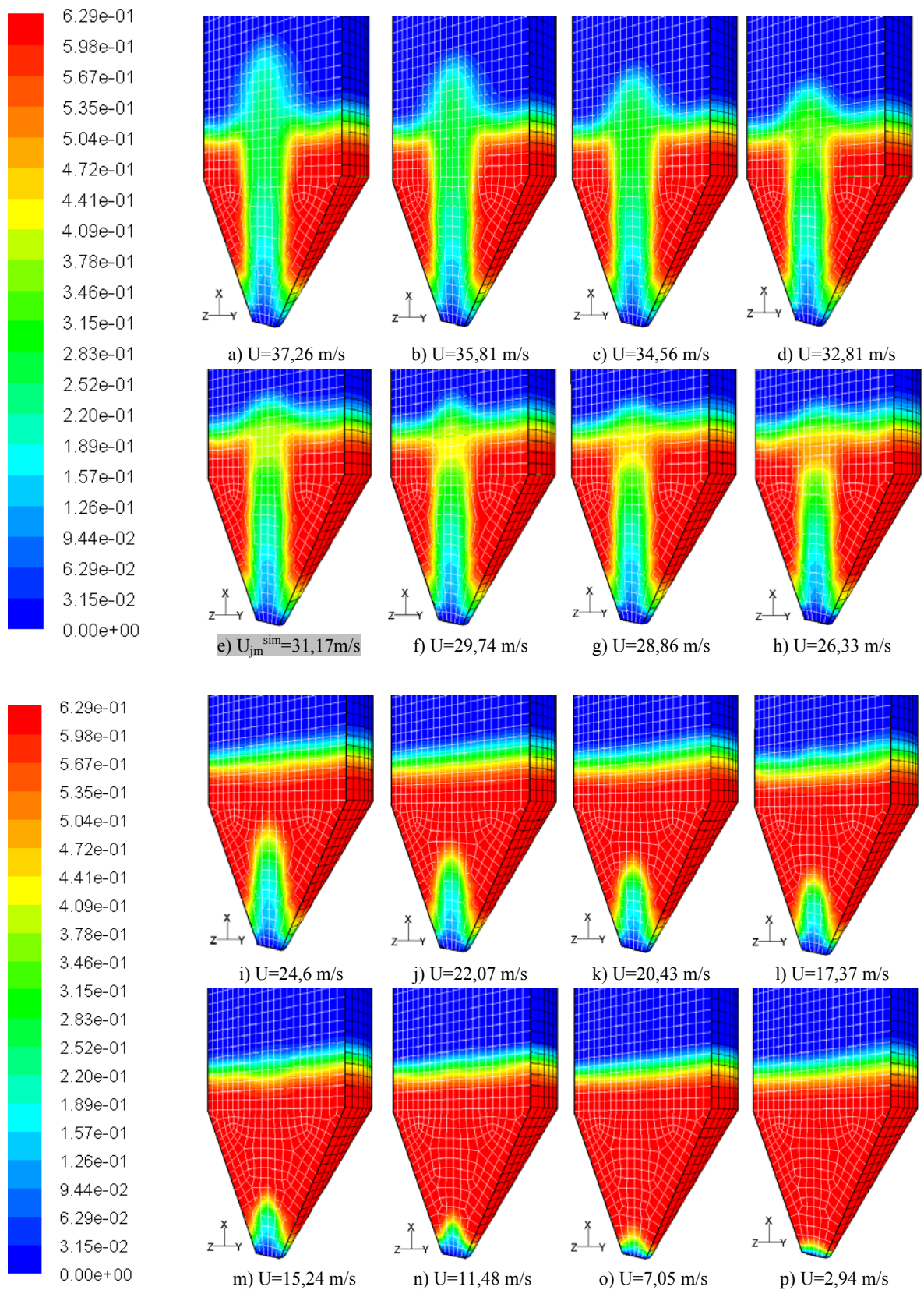


Figura 4.13 – Contorno de fração volumétrica de sólidos: transição de um leito de jorro convencional em estado de jorro estabelecido à condição de leito fixo, ($H_e=0,19$ cm).

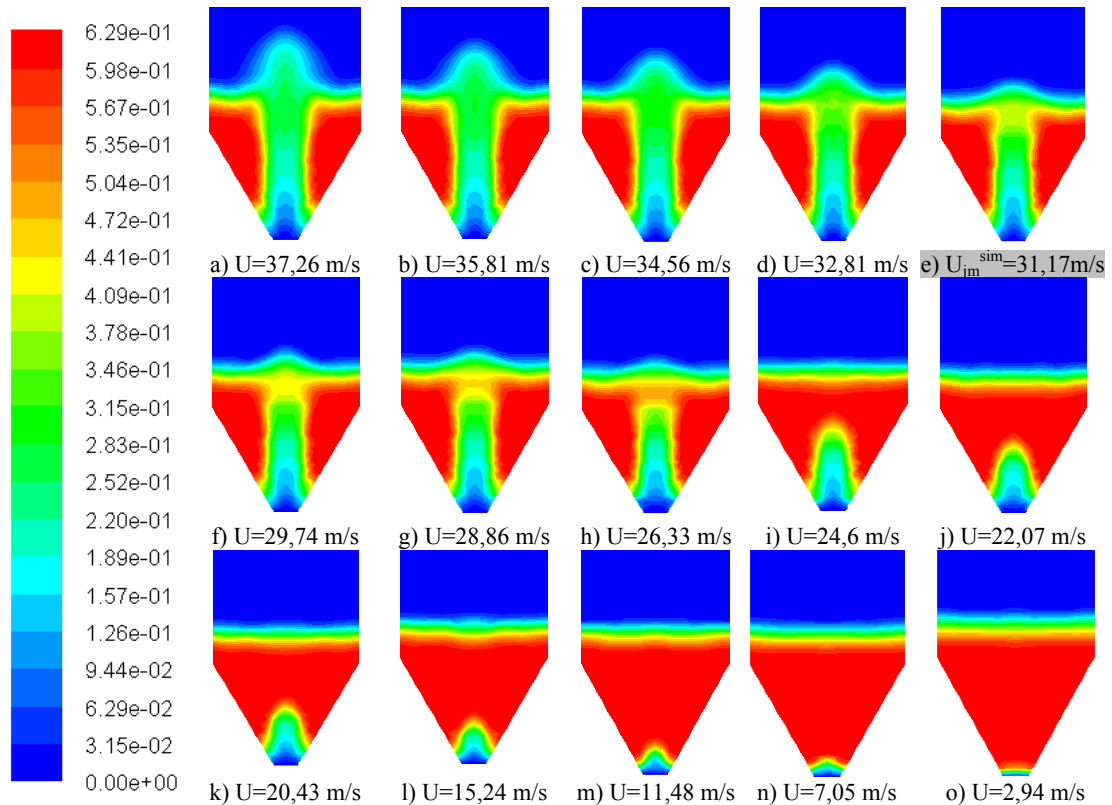


Figura 4.14 – Perfil de fração volumétrica de sólidos, corte sobre o plano x-z, para o Caso 1.

A caracterização da condição de jorro mínimo

A caracterização da condição de jorro mínimo encontra-se na Tabela 4.1. Os valores de vazão e queda de pressão no jorro mínimo obtidos pela simulação em 3D apresentaram baixo erro relativo aos dados experimentais de 0,35% e 2,07% respectivamente. Comparando com as simulações 2D realizadas por DUARTE (2006) e LOURENÇO (2006) nas mesmas condições experimentais, vemos que as simulações tridimensionais foram mais precisas para previsão desses parâmetros.

Tabela 4.1 – Comparação dos valores de velocidade de jorro mínimo e queda de pressão simulados em 3D com os valores experimentais e obtidos por simulações em 2D, $H_e=0,19$.

	Q_{jm} [m ³ /h]			$-\Delta P_{jm}$ [Pa]		
	Experimental	Simulado	Erro Relativo (%)	Experimental	Simulado	Erro Relativo (%)
Simulação 2D DUARTE (2006)	105,00	95,30	9,24	574,0	$\cong 460$	$\cong 19,8$
Simulação 2D LOURENÇO (2006)	107,99	110,09	1,90	538,9	493,00	8,50
Simulação em 3D	107,99	107,61	0,35	538,9	550,07	2,07

Perfil Radial Simulado de Velocidade Axial de Sólidos para o leito de jorro convencional

A Figura 4.15 a seguir mostra os resultados simulados para o perfil de velocidade axial de partículas em função da posição radial, a diferentes posições axiais do leito, na interface jorro-anular e região anular. O perfil foi obtido para uma vazão de alimentação de ar cerca de 20% superior a vazão experimental de jorro mínimo ($Q = 1,2 \cdot Q_{jm}^{exp}$), para $H_e = 0,19$ m.

Observa-se que na interface jorro-anular há partículas com velocidade axial positiva, evidenciando o arraste destas partículas para a região de jorro, indicando a presença do fenômeno conhecido como curto-circuito.

Para alturas de 2, 3 e 4 cm acima da entrada do leito, pode ser observado que todas as partículas tem velocidade ascendente, indicando que na região de entrada do leito praticamente todas as partículas são arrastadas pelo ar.

A região anular, caracterizada pelo movimento descendente de partículas, apresenta um perfil parabólico e negativo de velocidade de partículas. Esse perfil está qualitativamente coerente com os perfis apresentados por MATHUR e EPSTEIN (1974) e com as simulações 2D realizadas em trabalhos anteriores (DUARTE, 2006 e VIEIRA NETO, 2007).

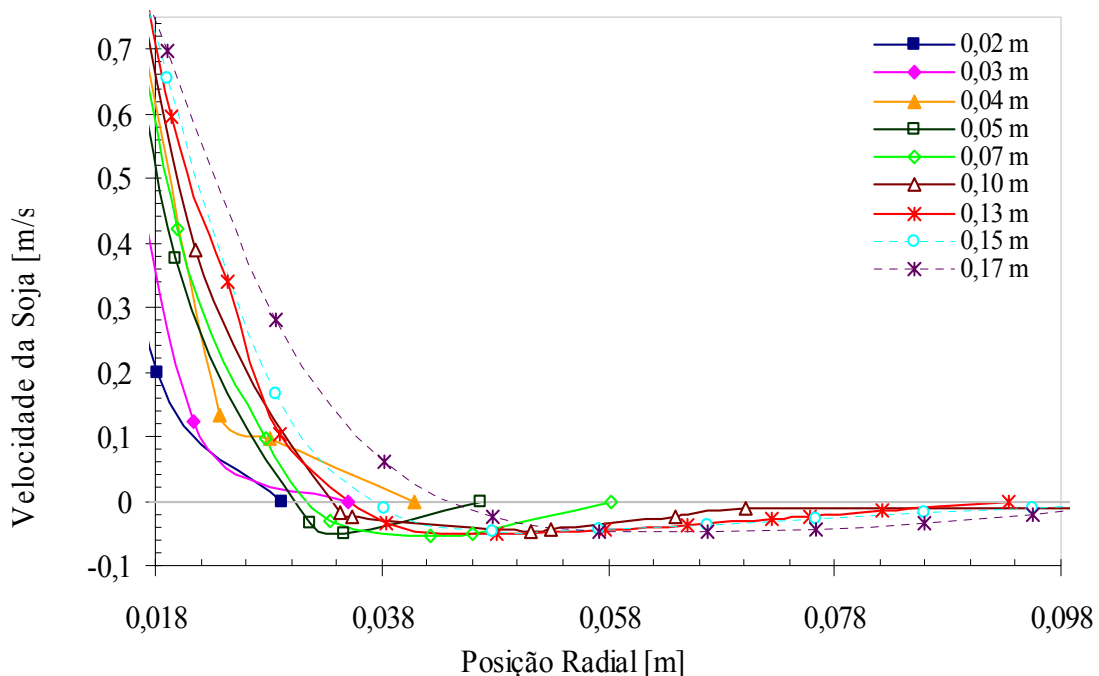


Figura 4.15 – Distribuição radial simulada de velocidade de soja, em diferentes alturas axiais, para o leito de jorro convencional – Caso 1 ($Q_{1,2,jm}^{exp} = 129,12 \text{ m}^3/h$, $H_e = 0,19$ m).

Perfil Radial de Porosidade Simulado para o Leito de Jorro Convencional

O perfil radial de porosidade do leito foi simulado e está disposto na Figura 4.16. Para uma determinada altura axial, a porosidade apresenta-se praticamente constante na região de jorro, sendo que na interface jorro-anular ocorre uma queda abrupta, tornando-se novamente constante na região anular. Nota-se que à medida que se aumenta a posição axial, a porosidade na região de jorro diminui. Este resultado também é qualitativamente coerente com outros trabalhos experimentais e de simulação da literatura (HE *et al.*, 1994 e VIEIRA NETO, 2007).

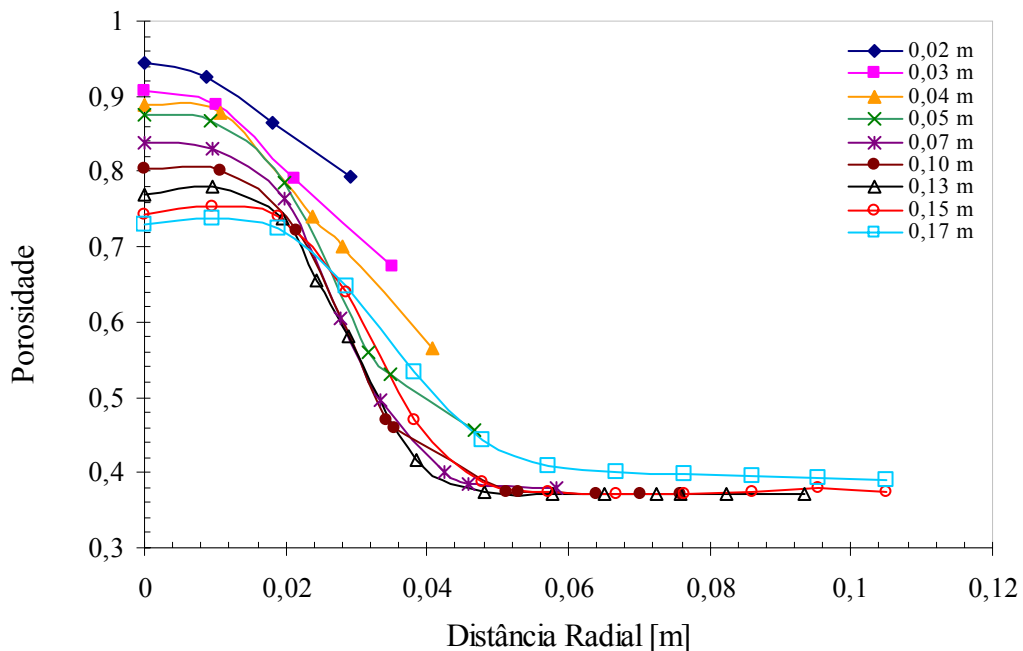


Figura 4.16 – Distribuição radial de porosidade simulada para a condição de $U/U_{jm}=1,2$, ($Q_{jm}=129,12\text{ m}^3/\text{h}$, $H_e=0,19\text{ m}$), a diferentes alturas axiais (m).

Trajatória das Partículas no Leito de Jorro Convencional

A Figura 4.17 (a) consiste nos vetores de velocidade de sólidos, que indicam a trajetória das partículas no interior do leito, a diferentes alturas. A Figura 4.17 (b) mostra o conhecido efeito *curto-circuito* que ocorre na interface entre a região de jorro e a região anular, onde as partículas da interface jorro-anular, com baixa velocidade descendente, são arrastadas para a região de jorro devido à alta velocidade do ar nesta região. Na Figura 4.17 (c) podemos ver melhor o arraste de partículas na região de entrada do leito.

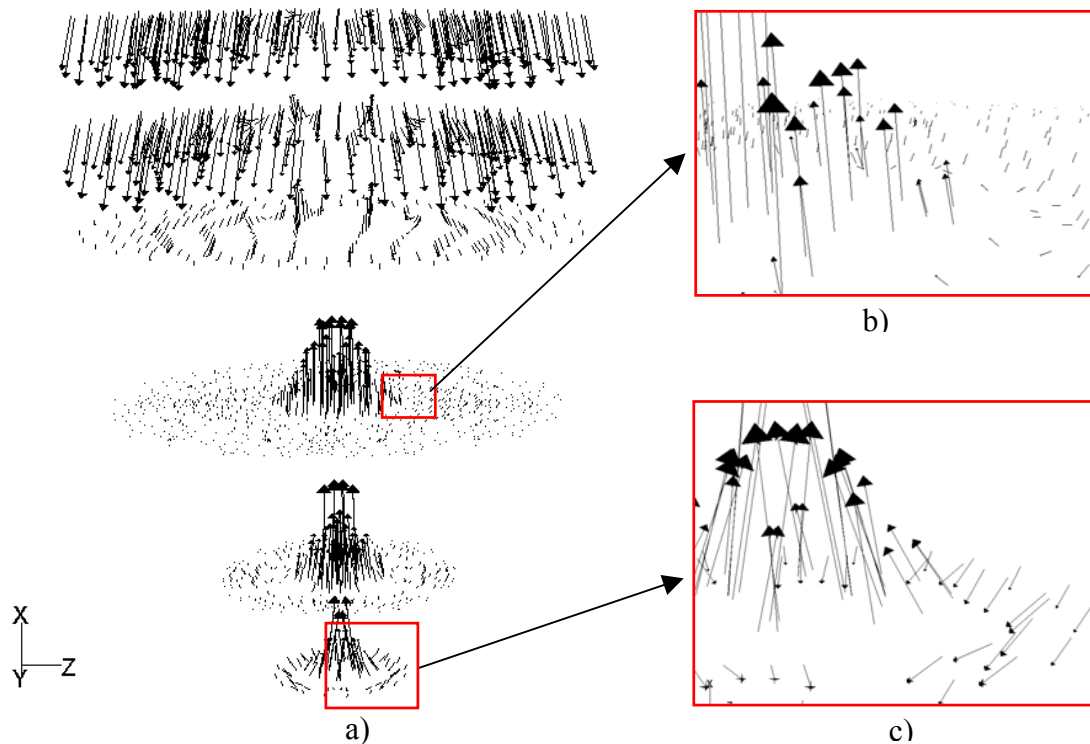


Figura 4.17 – Vetor velocidade da soja, indicando a trajetória das partículas: (a) diferentes posições axiais; (b) Efeito curto-circuito; (c) Região de entrada do leito.

4.2- Caso 2: Simulação Tridimensional de Leito de Jorro com Tubo *Draft*

Nesta etapa, foi avaliada por meio de simulação com a abordagem tridimensional a geração da malha, bem como os perfis de fração volumétrica de sólidos, de velocidade dos sólidos ao longo do leito de jorro com tubo *draft*, nas mesmas condições do estudo de VIEIRA NETO (2007). Os dados referentes aos experimentos e condições de simulação encontram-se na Tabela 3.2 do Capítulo de Materiais e Métodos.

4.2.1- Geração da Malha do Leito de Jorro com Tubo *Draft*

A malha utilizada nas simulações com tubo *draft* está disposta na Figura 4.18. O esquema de fechamento da malha foi semelhante ao da malha para as simulações do leito de jorro convencional (Caso 1). Devido à presença do tubo *draft*, que torna a geometria mais irregular, a região anular do leito foi composta de células tetraédricas. O espaçamento utilizado foi cerca de 6 mm, totalizando 7766 células na malha.

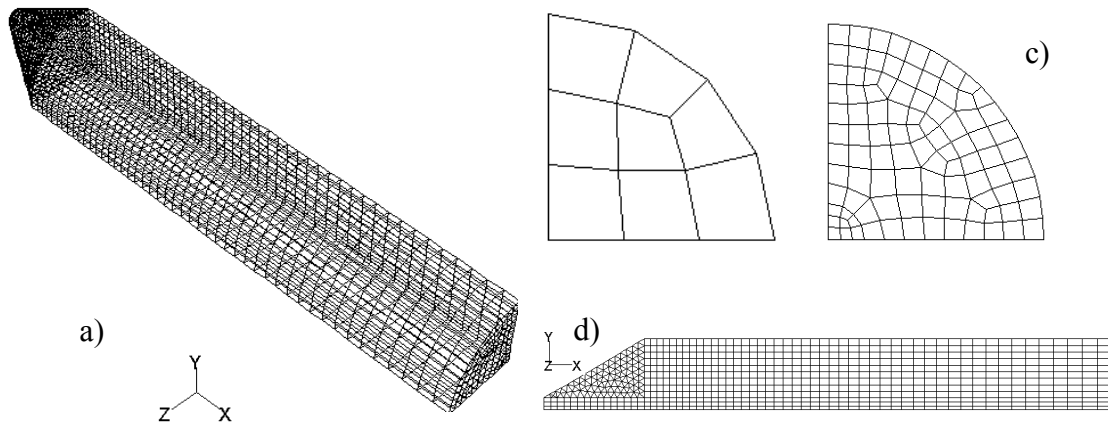


Figura 4.18 – Malha computacional em 3D: (a) Vista Isométrica; (b) Entrada; (c) Interiores e saída; (d) Plano de simetria.

4.2.2- Resultados Simulados para o Caso2

Curva Característica Experimental e Simulada para o Leito de Jorro com Tubo draft

A Figura 4.19 apresenta as curvas características de queda de pressão versus vazão de alimentação de ar, para os dados experimentais de vazões crescentes e decrescentes, além das simulações 2D de VIEIRA NETO (2007) e das simulações em 3D realizadas neste estudo. Observa-se nos resultados desta figura que as simulações em 3D representaram de forma mais precisa os dados experimentais.

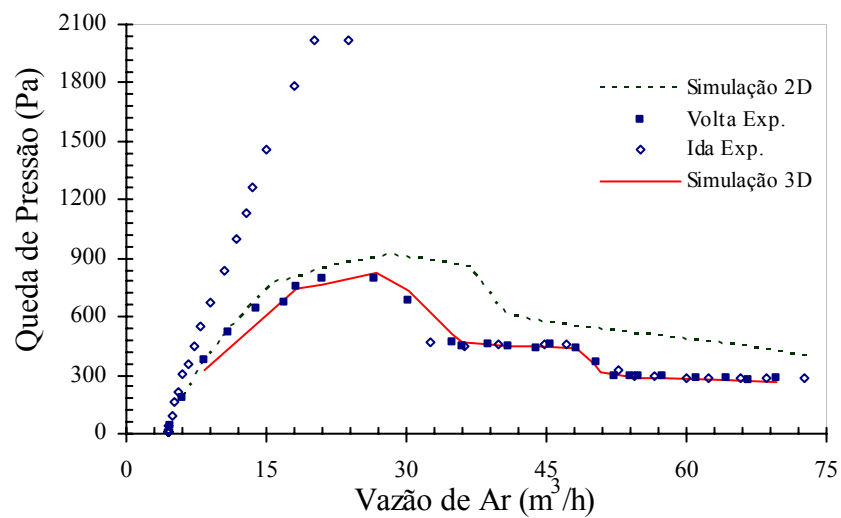


Figura 4.19 – Curvas características experimentais, simuladas em 2D e 3D para $H_e=16$ cm e $H_D=4$ cm.

Perfil de Fração Volumétrica de Sólidos para o Leito de Jorro com Tubo Draft

A Figura 4.20 mostra uma visão tridimensional para a transição de um leito de jorro com tubo *draft* em estado de jorro estabelecido à condição de leito fixo. Aqui, somente metade do leito pode ser visualizada e os contornos foram feitos por meio de linhas a fim de visualizar o interior do tubo *draft*.

A velocidade de alimentação de ar que fornece o perfil de jorro mínimo é de 10,42 m/s. Um pequeno decréscimo dessa velocidade leva à diminuição da porosidade no interior do *draft* e conseqüente ao desaparecimento da cavidade interna.

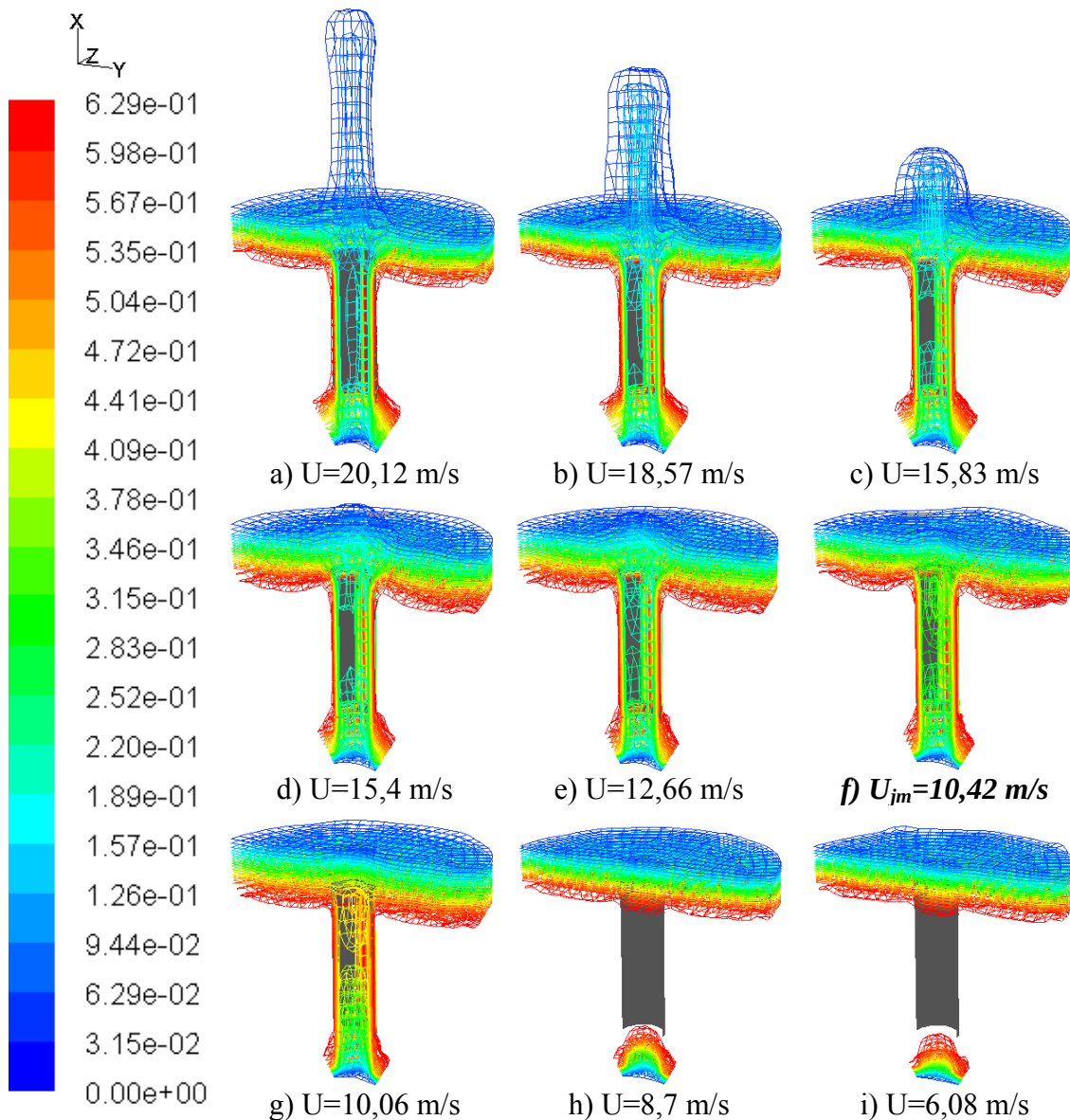


Figura 4.20 – Contorno de fração volumétrica de sólidos: corte sobre o plano x-y para um leito de jorro com tubo *draft* ($H_e=16$ cm e $H_D=4$ cm).

A Caracterização da Condição de Jorro Mínimo no Leito de Jorro com Tubo Draft

A Tabela 4.2 mostra a caracterização da condição de jorro mínimo para o leito de jorro com tubo *draft*. Os valores de vazão de ar e queda de pressão no jorro mínimo, obtidos pela simulação em 3D, apresentaram baixo erro relativo quando comparados com os dados experimentais de VIEIRA NETO (2007) (0,38% e 4,74% respectivamente).

Pode-se observar que os erros relativos das simulações 3D se mostraram bem inferiores aos obtidos nas simulações com a abordagem bidimensional (2D), realizadas por VIEIRA NETO (2007). Isso indica a maior precisão da abordagem tridimensional para prever a queda de pressão no leito de jorro com tubo *draft*.

Tabela 4.2 – Valores de vazão e queda de pressão de Jorro mínimo, experimental e simulações 2D e 3D para um leito de jorro com tubo *draft* ($H_e=16$ cm e $H_D=4$ cm).

	Q_{jm} [m ³ /h]			$-\Delta P_{jm}$ [Pa]		
	Experimental	Simulado	Erro Relativo (%)	Experimental	Simulado	Erro Relativo (%)
Simulação 2D VIEIRA NETO (2007)	36,23	36,92	1,90	445,03	707,21	29,76
Simulação em 3D	36,23	36,09	0,38	445,03	466,15	4,74

Perfil Axial Simulado de Velocidade de Partículas para o Leito de Jorro com Tubo Draft

Foram obtidos os perfis radiais de velocidade de sólidos para uma condição de vazão de alimentação de ar cerca de 20% maior que a de jorro mínimo, como mostra a Figura 4.21.

Observa-se que, para posições axiais maiores do que a distância do tubo *draft* à base, a velocidade das partículas tem perfil parabólico e negativo na região anular, indicando o movimento descendente e lento das partículas. Na região de interface jorro-anular percebe-se, como esperado, que a presença do tubo *draft* impediu o arraste de partículas, visto que a velocidade de partículas na posição radial de 0,0175 metros é nula, para posições acima da entrada do tubo *draft* ($>H_D$).

Na região entre a entrada do leito e a entrada do tubo *draft*, o perfil radial de velocidade axial de partículas se comporta como no leito de jorro convencional.

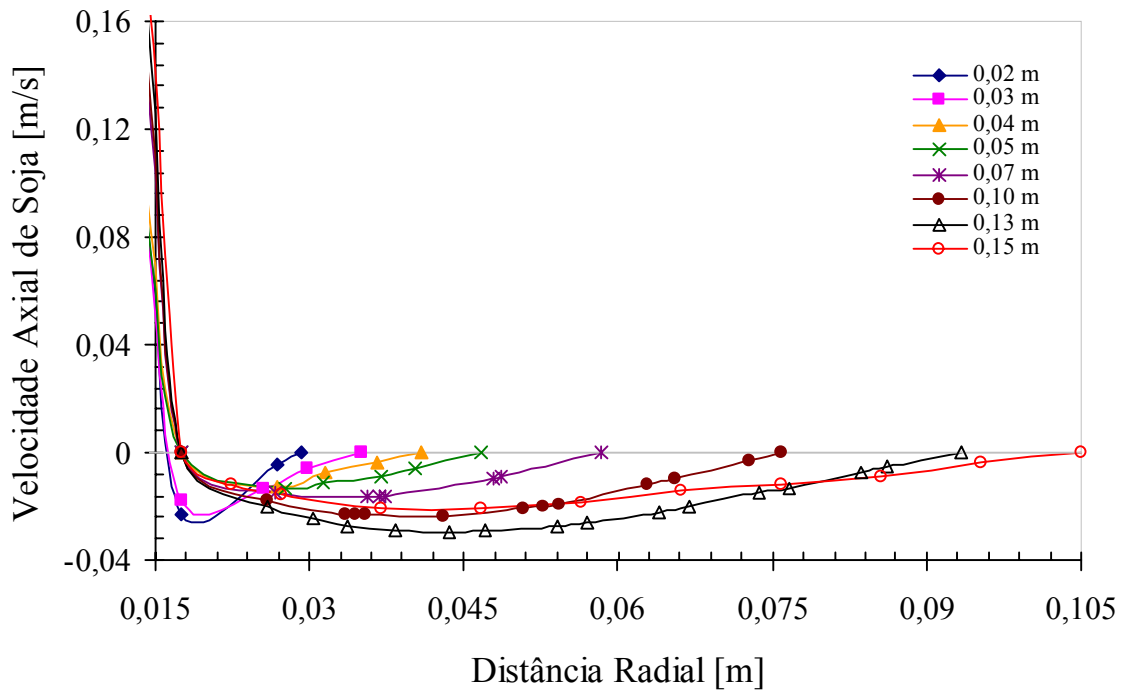


Figura 4.21 – Distribuição radial simulada de velocidade de partículas, a diferentes alturas axiais para o leito de jorro com tubo *draft* ($Q_{1,2JM_d}^{\text{exp}} = 43,85 \text{ m}^3/h$, $H_e=16 \text{ cm}$ e $H_D=4 \text{ cm}$).

Perfil Radial de Porosidade Simulado para o Leito de Jorro Convencional

O perfil radial de porosidade para o leito de jorro com tubo *draft* foi obtido para condição de vazão de alimentação de ar 20% superior à do jorro mínimo e encontra-se na Figura 4.22.

Nota-se nos resultados da Figura 4.22 que ocorre um perfil de porosidade diferenciado na região de jorro do leito com tubo *draft*, quando comparado com o leito convencional. Da entrada do leito até a região imediata de entrada do *draft*, o perfil é similar ao obtido para um leito convencional. No entanto, para posições axiais superiores à de entrada do tubo *draft*, a distribuição radial de porosidade apresenta comportamento inverso, em que esta aumenta nas proximidades da parede do *draft*.

Comportamento qualitativamente similar foi encontrado por VIEIRA NETO (2007), nas simulações realizadas em 2D.

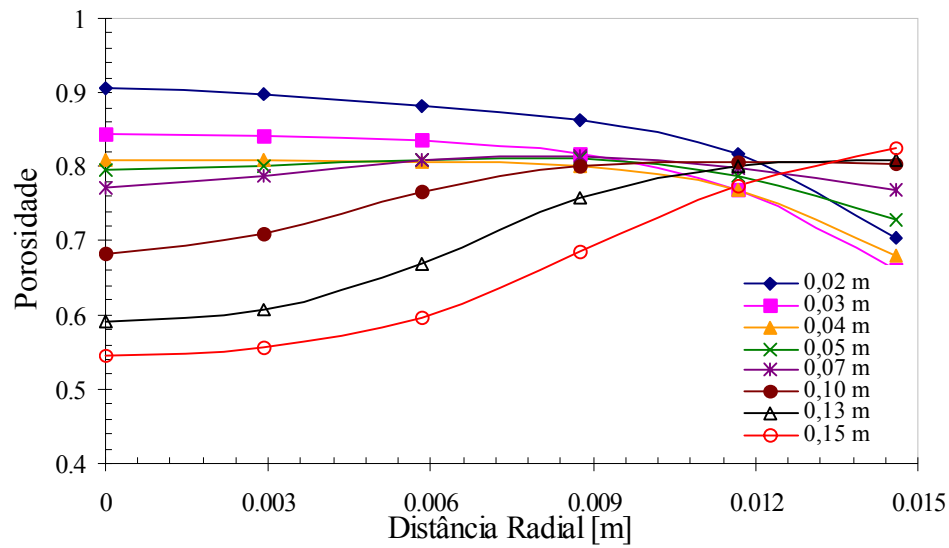


Figura 4.22 – Distribuição radial de porosidade simulada para a condição de $U/U_{mj}=1,2$

$$(Q_{1,2JM_d}^{\text{exp}} = 43,85 \text{ m}^3/h, H_e=16 \text{ cm e } H_d=4 \text{ cm}).$$

Trajétoria das Partículas no Leito de Jorro com Tubo Draft

Na Figura 4.23 (a) pode-se visualizar os vetores de velocidade de sólidos, que indicam a trajetória das partículas no interior do leito em diferentes alturas. A inserção do tubo *draft* elimina o efeito *curto-circuito*, como mostra a Figura 4.23 (b). A Figura 4.23 (c) mostra o arraste das partículas na região de entrada do tubo *draft*.

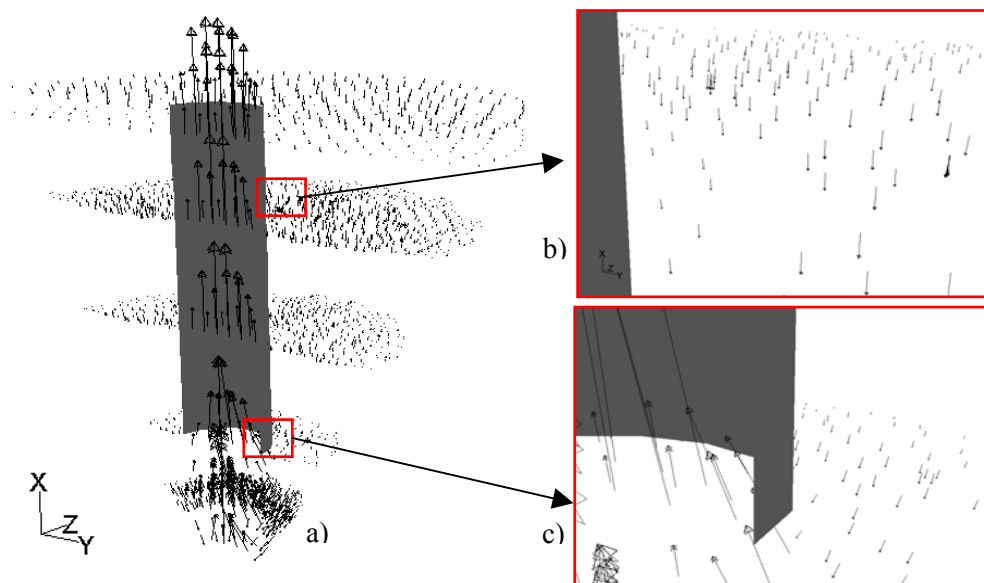


Figura 4.23 – Vetor velocidade da soja, indicando a trajetória das partículas: (a) perfil a diferentes alturas; (b) efeito curto-circuito eliminado; (c) região de entrada do tubo *draft*.

4.3- Caso 3: Estudo da Influência dos Modelos de Turbulência na Fluidodinâmica do Leito de Jorro

Neste terceiro caso foi estudado o efeito da turbulência em um leito de jorro convencional. O modelo empregado foi o modelo de turbulência k- ϵ disperso, descrito no Capítulo II. Para tal, foram utilizados os dados experimentais de LOURENÇO (2006), conforme apresentados na Tabela 3.1 do Capítulo III.

Os resultados de contorno de fração volumétrica de sólidos foram analisados e utilizados na identificação da condição de jorro mínimo, bem como o valor simulado de queda de pressão no jorro mínimo.

Após validar as simulações através da condição de jorro mínimo experimental, as simulações do Caso 3, com o modelo de turbulência, foram comparadas com as do Caso 1 (sem o efeito de turbulência) para avaliar o efeito da inserção do modelo de turbulência.

4.3.1- Geração da Malha Computacional Tridimensional

A malha computacional utilizada nestas simulações foi a mesma utilizada no Caso 1.

4.3.2- Resultados 3D Simulados utilizando a modelagem de turbulência

A seguir são apresentados os resultados simulados para o Caso 3. As simulações foram realizadas utilizando um perfil parabolóide de alimentação de ar na entrada. Os perfis de fração volumétrica de sólidos são apresentados e auxiliam na identificação da condição de jorro mínimo simulada. Os perfis radiais de porosidade em diferentes alturas são comparados com os simulados no Caso 1.

Perfil de fração volumétrica de sólidos para o Caso 3

O perfil de fração volumétrica de sólidos na condição de jorro mínimo, para o leito de jorro convencional de LOURENÇO (2006), foi obtido para velocidade de entrada de ar de 31,17 m/s e é comparado com o perfil de jorro mínimo obtido no Caso 1, em que não se utiliza a modelagem de turbulência. Pode-se observar que não há diferença significativa entre o perfil de fração volumétrica de sólidos obtidos no Caso 3 (Figura 4.24-a) e no Caso 1 (Figura 4.24-b). Assim, o perfil de fração volumétrica de sólidos pode auxiliar a identificação da condição de jorro mínimo, discutida no tópico a seguir.

A Figura 4.25 apresenta os contornos da fração volumétrica de sólidos para uma velocidade do ar 20% maior que a equivalente ao jorro mínimo para as simulações utilizando o modelo de turbulência (Caso 3 – Figura 4.25-a) e sem utilizar o modelo de turbulência (Caso 1 – Figura 4.25-b). Diferente da figura anterior, estes resultados mostram um efeito significativo da inclusão do modelo de turbulência para maiores velocidades do ar, principalmente na região central do jorro.

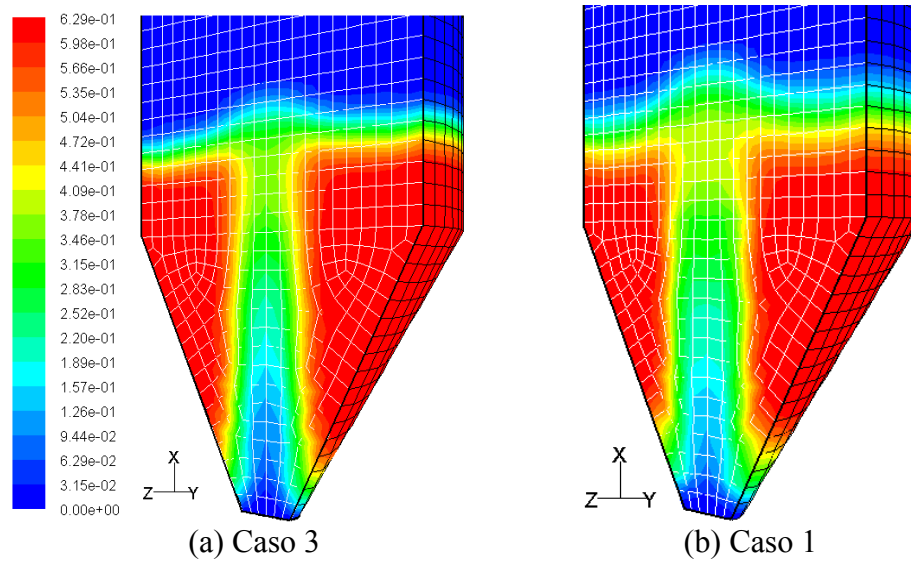


Figura 4.24 – Contorno de fração volumétrica de sólidos para o leito de jorro utilizado por LOURENÇO (2006), condição de jorro mínimo ($U_{jm}=31,17$ m/s): (a) com o modelo de turbulência k- ϵ disperso; (b) sem modelagem de turbulência.

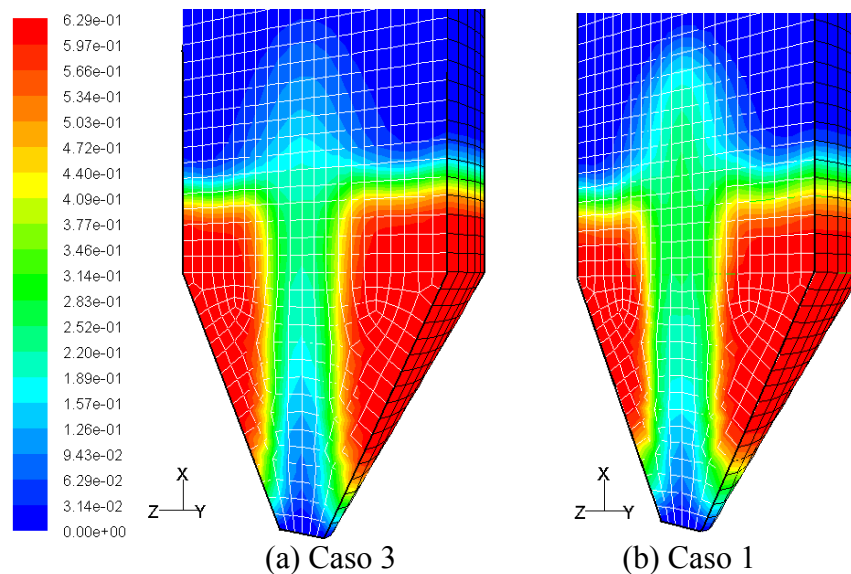


Figura 4.25 – Contorno de fração volumétrica de sólidos para o leito de jorro utilizado por LOURENÇO (2006), condição de $U/U_{jm}=1,2$: (a) com o modelo de turbulência k- ϵ disperso; (b) sem modelagem de turbulência.

Identificação da Condição de Jorro Mínimo

Para a velocidade de ar de 31,17 m/s, identificada como sendo a que conduz à condição de jorro mínimo, o valor de queda de pressão obtido nas simulações que contabilizam o efeito de turbulência é de 567,63 Pa.

Quando comparado com os dados experimentais, os erros relativos para a vazão e a queda de pressão no jorro mínimo são respectivamente 0,35 e 5,41%, da mesma ordem de grandeza dos erros obtidos nas simulações do Caso 1.

Assim, considera-se que a inserção do modelo de turbulência não influencia de forma significativa a identificação da condição de jorro mínimo, conforme resultados também apresentados na Figura 4.24. Entretanto, para velocidades do ar superiores ao jorro mínimo esta influência pode ser mais significativa (veja Figura 4.25), podendo influenciar os perfis de velocidade axial de partículas e a distribuição de porosidade do leito.

A Tabela 4.3 mostra os dados experimentais e de simulação obtidos em simulações 2D de DUARTE (2006) e LOURENÇO (2006), além das realizadas em 3D para os Caso 1 e o Caso 3 desta dissertação. Lembrando que as simulações dos trabalhos anteriores (DUARTE 2006 e LOURENÇO 2006) não contabilizaram o efeito da turbulência.

A presença da turbulência nas simulações, como esperado, provoca um aumento da instabilidade do perfil de pressão. Este fato faz com que a identificação da queda de pressão possa apresentar pequenas oscilações em função do tempo. Isto pode explicar o maior desvio em relação aos dados experimentais de queda de pressão, com a utilização da turbulência (Caso 3).

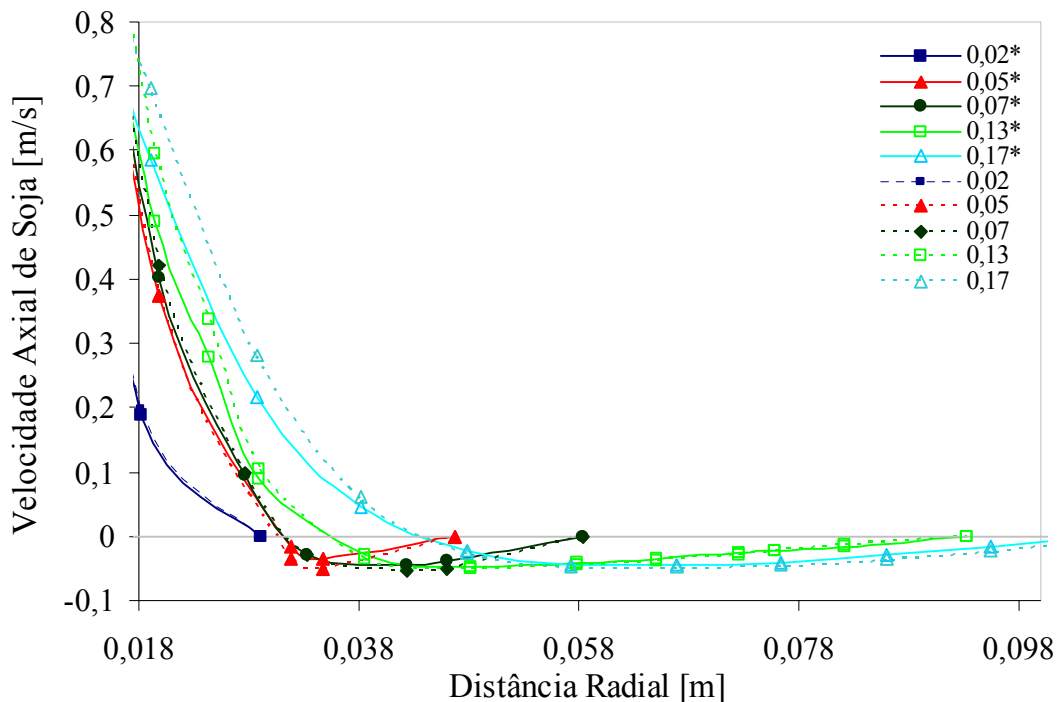
Tabela 4.3 – Comparação dos valores de velocidade de jorro mínimo e queda de pressão simulados em 3D (Casos 1 e 3) com os valores experimentais e os obtidos por simulações 2D.

	Q_{jm} [m ³ /h]			$-\Delta P_{jm}$ [Pa]		
	Experimental	Simulado	Erro Relativo (%)	Experimental	Simulado	Erro Relativo (%)
Simulação 2D DUARTE (2006)	105,00	95,30	9,24	574,0	≅ 460	≅ 19,8
Simulação 2D LOURENÇO (2006)	107,99	110,09	1,90	538,9	493,00	8,50
Caso 1 (3D)- sem turbulência	107,99	107,61	0,35	538,9	550,07	2,07
Caso 3 (3D)- com turbulência	107,99	107,61	0,35	538,5	567,63	5,41

Comparação entre os perfil de velocidade de sólidos dos Casos 1 e 3

A Figura 4.26 a seguir mostra os resultados simulados do Caso 3 e do Caso 1 para o perfil de velocidade axial de partículas em função da posição radial, em diferentes posições axiais do leito, na interface jorro-anular e região anular. As linhas contínuas correspondem às simulações em que se utilizou a modelagem de turbulência e as curvas tracejadas para a condição simulada no Caso1 (sem turbulência). Todos os perfis foram obtidos à uma vazão de alimentação de ar cerca de 20% superior a vazão experimental de jorro mínimo ($Q = 1,2 \cdot Q_{JM}^{exp}$), para $H_e = 0,19m$. Lembrando que esta condição de velocidade do ar foi a que mostrou um efeito significativo da turbulência (Figura 4.25).

Apesar das velocidades em alturas iguais serem muito próximas, pode-se observar que à medida que se aumenta a posição axial, a diferença entre as velocidades do Caso 1 e Caso 3 aumenta. Isso está de acordo com o observado no perfil de fração volumétrica de sólidos para esta condição de vazão, disposto na Figura 4.25, onde se pode observar que este efeito é mais pronunciado na região central de jorro e em posições axiais mais elevadas. Assim, é de se esperar que na região de fonte a diferença entre a velocidade das partículas seja ainda maior do que a encontrada na Figura 4.26.



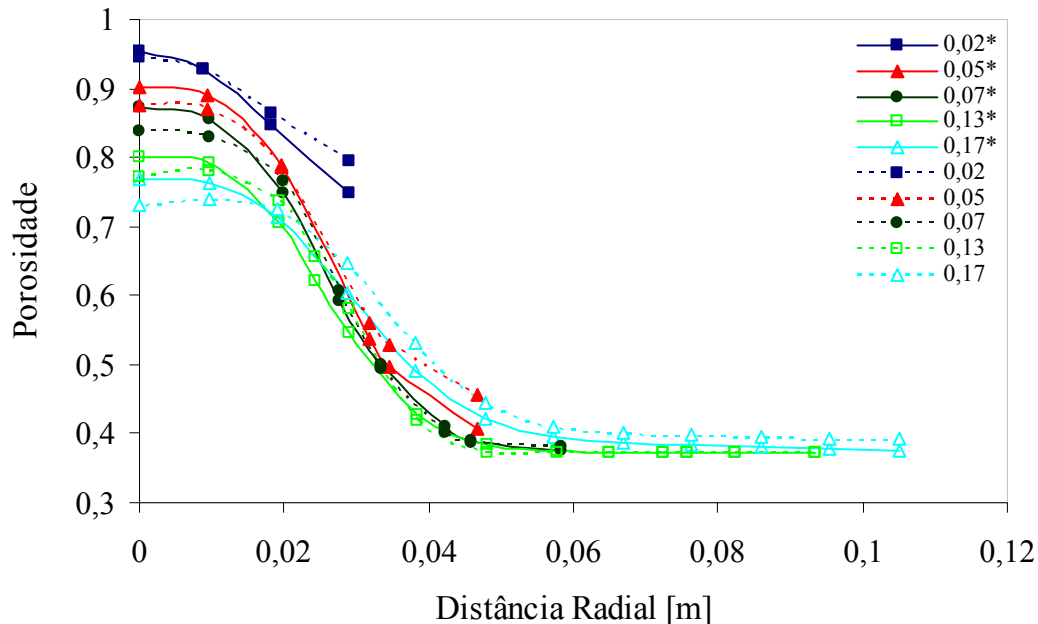
* Utilizando a Modelagem de Turbulência

Figura 4.26 – Comparação da velocidade axial de soja para o Caso 1 e Caso 3.

Comparação entre os perfil de porosidade dos Casos 1 e 3

A Figura 4.27 a seguir mostra os perfis radiais de porosidade simulados no Caso 3 e Caso 1, em diferentes posições axiais do leito. As linhas contínuas correspondem às simulações em que se utilizou a modelagem de turbulência e as curvas tracejadas para a condição simulada no Caso1. Todos os perfis também foram obtidos à uma vazão de alimentação de ar cerca de 20% superior a vazão experimental de jorro mínimo ($Q = 1,2 \cdot Q_{jm}^{exp}$), para $H_e = 0,19m$.

Para a distribuição radial de porosidade pode-se observar também diferenças nos perfis dos dois casos, como mostra a Figura 4.25.



* Utilizando a Modelagem de Turbulência

Figura 4.27 – Comparação da distribuição de porosidade no leito convencional simulada nos Caso 1 e 3.

Mediante as comparações realizadas entre os perfis provenientes do Caso 1 e Caso 3, observou-se que a inserção da modelagem de turbulência não afetou de forma significativa a previsão da condição de jorro mínimo, mas apresentou erro relativo maior que o do Caso 1 para a queda de pressão no leito. Entretanto, para velocidades maiores observou-se um efeito significativo nos perfis de velocidade e concentração de sólidos, devido a inclusão da modelagem de turbulência. Esta diferença no perfil de velocidade, e conseqüentemente no

perfil de concentração, pode ser devido a presença dos vórtices, quando da inclusão da turbulência na modelagem, já que os valores de entrada de velocidade do ar são os mesmos para os dois casos.

No item seguinte, são discutidas algumas limitações de modelagem e incertezas que podem gerar erros nos resultados simulados.

4.4- Dificuldades de modelagem e incertezas nas simulações

Neste item encontram-se algumas limitações que dificultam a modelagem e são fonte de erros para as simulações:

- A maioria dos processos particulados envolve sólidos com formas irregulares e uma distribuição de tamanhos. Não contabilizar estes efeitos na modelagem pode afetar de forma negativa as interações sólido-fluido em fluxos médios e turbulentos, e conseqüentemente, as tensões de fricção dentro da fase granular . A interação entre os sólidos e o fluido, juntamente com as tensões no interior da fase granular se combinam para afetar as características dos fluxos de campo, como distribuição de sólidos, queda de pressão e campos de velocidade simulados de ambas as fases (DECKER *et al.*, 2004).
- As teorias cinéticas para fase granular que descrevem as relações constituintes para viscosidade e pressão de sólidos são baseadas em colisões entre duas partículas lisas e esféricas, além de não levar em conta a divergência da forma ou da distribuição de tamanho (DECKER *et al.*, 2004).
- A maioria dos modelos para a força de arraste foram obtidos experimentalmente em leitos fluidizados e é função principalmente da fração de volume de sólidos. No entanto, fatores como a forma e a distribuição de tamanho das partículas não estão incluídos. O efeito da turbulência sobre a força de arraste também não está incluso, já que se tem pouco conhecimento sobre a interação entre escoamento turbulento de fases sólida e fluida, especialmente quando a fração de sólidos é alta. As fórmulas que descrevem a coesão entre partículas e as tensões de fricção no interior da fase granular também não são bem estabelecidas, (DECKER *et al.*, 2004).

- Os perfis fluidodinâmicos no leito de jorro são muito sensíveis à variações iniciais de porosidade. Assim, simulações a partir de condições diferentes de distribuição de porosidade podem levar a perfis diferentes.
- As simulações de leito de jorro são realizadas no que se chama de estado transiente distorcido, que consiste em simular o leito em estado transiente até atingir o estado estacionário. No entanto, a definição do estado estacionário para o leito de jorro deve levar em conta a pulsação do leito, que ocorre experimentalmente e também nas simulações, como se o perfil alterasse suavemente com o tempo, mas sempre em torno de um ponto. Esse comportamento requer o estabelecimento de uma metodologia para garantir que os valores médios obtidos estejam sob mesmas condições, para que então possam ser comparados.
- Alguns parâmetros utilizados nos modelos, como o limite máximo de empacotamento e coeficiente de restituição, influenciam os resultados simulados. No entanto, a impossibilidade de obter informações necessárias para o cálculo exato desses valores ainda limitam os resultados.
- Apesar de existirem vários algoritmos para tratar o acoplamento pressão-velocidade, em se tratando de sistemas multifásicos granulares, o *FLUENT* disponibiliza apenas uma versão derivada do algoritmo SIMPLE, como discutido anteriormente. Assim, existe a possibilidade deste algoritmo não reproduzir de maneira satisfatória os dados de pressão no leito.
- A presença da turbulência em leitos de jorro é comprovada quando se calcula o número de Reynolds, tanto para o fluido quanto para as partículas presentes na região de jorro e fonte. No entanto encontra-se dificuldade de definir fisicamente os mecanismos de turbulência, como formação de vórtex, para a fase particulada.

Assim, na análise dos resultados simulados, é preciso levar em conta as limitações de modelagem, bem como os possíveis erros provenientes dos métodos numéricos utilizados e parâmetros de simulação.

É importante ressaltar que os processos de obtenção dos dados experimentais não são totalmente precisos. Ao proceder à análise dos resultados simulados, requer-se somente erros relativos da ordem de grandeza dos erros experimentais.

CAPÍTULO V

CONCLUSÕES

Nesta dissertação, a técnica de CFD foi empregada no estudo de simulação tridimensional da fluidodinâmica do leito de jorro convencional e com a presença do tubo *draft*, no qual utilizou-se o Modelo Euleriano Granular multifásico para descrever o comportamento das fases gás e sólido. Três estudos de caso foram propostos. O Caso 1 trata da simulação numérica de um leito de jorro convencional, para o qual utilizou-se os dados experimentais de LOURENÇO (2006), considerando a condição de regime laminar. No Caso 2, foram realizadas simulações com abordagem tridimensional para um leito de jorro com tubo *draft*, nas condições experimentais de VIEIRA NETO (2007), em regime laminar. Já o Caso 3, procurou-se estudar o leito de jorro convencional de LOURENÇO (2006) considerando a presença da turbulência. Para tal, foi utilizado um modelo de turbulência k- ϵ disperso, que é uma adaptação do modelo k- ϵ padrão destinada a sistemas multifásicos granulares dispersos.

Baseados nos resultados obtidos, podemos citar as seguintes conclusões:

- As malhas estruturadas, testadas no Caso 1 (que são bastante refinadas na região de entrada) apresentam perfil inesperado na região de entrada do leito e na região axial, onde se percebe a presença de dois picos ao redor do eixo axial e uma região de baixa porosidade próxima à parede na região de entrada. Alguns autores como DU *et al.* (2006-a) e MUJUMDAR e ZHONGHUA (2007) obtiveram perfis simulados similares a esses. Baseados em testes preliminares com malhas bidimensionais realizados nesta dissertação, acredita-se que esses perfis são decorrentes de malhas muito refinadas e não propriamente de malhas estruturadas. Como é indiscutível que malhas mais refinadas levam a resultados mais precisos, não acredita-se que este perfil inesperado seja devido ao simples refinamento da malha. Pelo contrário, é provável que neste caso, malhas mais refinadas funcionem como uma “lupa”, maximizando possíveis problemas de modelagem, visto ser este um modelo complexo. Como esses perfis não são explicitamente encontrados em trabalhos experimentais, torna-se necessária a

aquisição de dados experimentais precisos de distribuição de porosidade no leito, a fim de verificar o que realmente gera esses perfis.

- As simulações tridimensionais para o leito de jorro convencional previram satisfatoriamente a Curva Característica de queda de pressão versus vazão de ar, apresentando boa concordância com os dados experimentais de vazões decrescentes de ar.
- Os contornos de fração volumétrica de sólidos representaram adequadamente os eventos descritos por MATHUR e EPSTEIN (1974) e auxiliaram na identificação da condição de jorro mínimo. Os valores de vazão e queda de pressão no jorro mínimo obtidos pela simulação em 3D apresentaram baixo erro relativo aos dados experimentais de 0,35% e 2,07% respectivamente, que, quando comparados com as simulações 2D realizadas por DUARTE (2006) e LOURENÇO (2006), foram mais precisas para previsão desses parâmetros.
- Os perfis radiais de velocidade axial de partículas e distribuição radial de porosidade para o leito de jorro convencional, previstos nas simulações tridimensionais, se mostraram qualitativamente coerentes com dados experimentais da literatura e simulações 2D realizadas anteriormente. No entanto, para uma análise quantitativa, seria necessária a aquisição de dados de distribuição de partículas no leito estudado.
- Para o leito de jorro com tubo *draft*, a curva característica simulada em 3D também apresentou boa concordância com os dados experimentais VIEIRA NETO (2007) e se mostrou mais precisa que as simulações 2D realizadas por VIEIRA NETO (2007). Assim, a condição de jorro mínimo foi identificada, apresentando erros relativos de 0,38% para os valores de vazão de ar e 4,74% para valores de queda de pressão no jorro mínimo, quando comparados com os dados experimentais de VIEIRA NETO (2007). Quando comparados com as simulações em 2D realizadas por este autor, os erros relativos das simulações tridimensionais se mostraram bem inferiores aos obtidos nas simulações com a abordagem bidimensional (2D), realizadas por VIEIRA NETO (2007). Isso indica a maior precisão da abordagem tridimensional para prever a queda de pressão no leito de jorro com tubo *draft*.
- O perfil de porosidade para a região de jorro no leito com tubo *draft* é diferenciado do leito de jorro convencional, pois para posições axiais superiores

à de entrada do tubo *draft*, a distribuição radial de porosidade sofre um aumento próximo à parede do *draft*, onde seria a interface jorro anular, comportamento contrário ao leito convencional mas qualitativamente similar ao encontrado por VIEIRA NETO (2007), nas simulações realizadas em 2D.

- No leito de jorro com tubo *draft*, os vetores de velocidade de sólidos indicaram a trajetória das partículas, proporcionando uma melhor visualização da região de entrada do tubo *draft* e comprovando a eliminação do efeito curto-circuito.
- As simulações do Caso 3, em que se utilizou a modelagem de turbulência, apresentaram erros relativos para a vazão e a queda de pressão no jorro mínimo de 0,35 e 5,41% respectivamente, erros da mesma ordem de grandeza dos erros obtidos nas simulações do Caso 1 (realizadas em regime laminar).
- Mediante as comparações realizadas entre os perfis provenientes do Caso 1 e Caso 3, observou-se que a inserção da modelagem de turbulência não afetou de forma significativa a previsão da condição de jorro mínimo, mas apresentou erro relativo maior que o do Caso 1 para a queda de pressão no leito. Entretanto, para velocidades maiores observou-se um efeito significativo nos perfis de velocidade e concentração de sólidos, devido a inclusão da modelagem de turbulência. Esta diferença nos perfis de velocidade e de concentração, pode ser devido à presença dos vórtices, quando da inclusão da turbulência na modelagem, já que os valores de entrada de velocidade do ar são os mesmos para os dois casos.
- Para uma análise mais precisa da influência da inserção da modelagem de turbulência, seria necessária a aquisição de dados de distribuição de velocidade de partículas e porosidade no interior do leito. Assim, estes dados poderiam ser comparados com os perfis fluidodinâmicos obtidos nas simulações e identificada de maneira mais precisa a ação da turbulência sobre as dinâmica das fases.
- As simulações tridimensionais demandaram cerca de 6 a 10 vezes mais tempo que as simulações com malhas bidimensionais. No entanto, acredita-se que em pouco tempo essa limitação de esforço computacional será superada.
- De forma geral, as simulações CFD com abordagem tridimensional se mostraram mais precisas que as simulações 2D, reultando em perfis coerentes com os dados experimentais da literatura e consistem num grande avanço na previsão da fluidodinâmica de leito de jorro convencional e suas variações, principalmente para a previsão da queda de pressão no leito de jorro.

Estão listadas abaixo algumas sugestões para trabalhos futuros:

- Investigar os perfis de porosidade produzidos para malhas muito refinadas, procurando obter dados experimentais que comprovem ou refutem a existência desses perfis.
- Continuar o estudo dos modelos de Turbulência e sua influência na fluidodinâmica do leito de jorro;
- Aplicar a metodologia a leitos de jorro não convencionais, como o leito de jorro com aeração complementar, leito de jorro com tubo draft poroso, dentre outros.
- Trabalhos experimentais visando a aquisição de dados de distribuição de velocidade de partículas e porosidade no interior do leito. Assim, será possível otimizar e validar de forma mais precisa as simulações.

CAPÍTULO VI

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ARASTOOPOUR, H., PAKDEL, P. e ADEWUME, M., Hydrodynamics Analysis of Dilute Gas-solids Flow in a Vertical Pipe, Powder Technology, Vol. 62 (2), p. 139 -170, 1990.
- CHAPMAN, S. e COWLING, T. G., The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases, Cambridge University Press, Cambridge, England, 3rd edition, 1990.
- CLAFIN, F.K. e FANE, A.G., Spouting with a Porous Draft Tube, Anais do 2º Simpósio Internacional sobre Leito de Jorro, Canadá, 1982.
- CSANADY, G. T., Turbulent Diffusion of Heavy Particles in the Atmosphere, J. Atmos. Science, Vol. 20, p. 201-208, 1963.
- DALLA VALLE, J. M., Micromeritics, Pitman, London, 1948.
- DECKER, R. K., MEIER, H. F. e MORI, M., Validação de Modelo Tridimensional Para o Escoamento Gás-Sólido Diluído Vertical e Horizontal, por Técnicas de Fluidodinâmica Computacional (CFD), Boletim Técnico Petrobras, Rio de Janeiro - RJ, Vol. 47 (1), p. 88-100, 2004.
- DING, J. e GIDASPOW, D., A Bubbling Fluidization Model Using Kinetic Theory of Granular Flow, AIChE Journal, 36(4), p.523-538, 1990.
- DU, W., BAO, X., XU, J. e WEI, W., Computational fluid dynamics (CFD) modeling of spouted bed: Assessment of drag coefficient correlations, Chemical Engineering Science, Vol. 61, p. 1401-1420, 2006-a).
- DU, W., BAO, X., XU, J. e WEI, W., Computational fluid dynamics (CFD) modeling of spouted bed: Influence of frictional stress, maximum packing limit and coefficient of restitution of particles, Chemical Engineering Science, Vol. 61, p. 4558-4570, 2006-b).
- DUARTE, C. R., Estudo Experimental e de Simulação da Fluidodinâmica e Recobrimento em Leito de Jorro, Tese de Doutorado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia – MG, 197 p., 2006.
- DUTRA, C. H. M. C., Dinâmica do Leito de Jorro Não Convecional, Dissertação de Mestrado, COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, 1984.

- ELGOBASHI, S. E. e ABOU-ARAB, T. W., A Two-Equation Turbulence Model for Two-Phase Flows, Phys. Fluids, Vol. 26(4), p. 931 - 938, 1983.
- ERGUN, S., Fluid Flow through Packed Columns, Chemical Engineering Progress, Vol. 48(2), p. 89 - 94, 1952.
- FLUENT USER'S GUIDE, Fluent Inc., Lebanon, 2216 p., 2005.
- FREITAS, L. A. P., FREIRE, J. T., Gas-to-particle Heat Transfer in the Draft Tube of a Spouted Bed, Drying Technology, Canadá, Vol. 19, n. 6, p. 1065-1082, 2001.
- GARSIDE, J. e AL-DIBOUNI, M. R., Velocity-Voidage Relationships for Fluidization and Sedimentation, I & EC Process Des. Dev., Vol. 16, p.206 - 214, 1977.
- GIDASPOW, D., Multiphase Flow and Fluidization. Academic Press, Boston, 1994.
- GIDASPOW, D., BEZBURUAH, R., and DING, J., Hydrodynamics of Circulating Fluidized Beds, Kinetic Theory Approach in Fluidization, Proceedings of the 7th Engineering Foundation Conference on Fluidization, p. 75-82, 1992.
- GIDASPOW, D., HUILIN, L., YURONG, H., WENTIE, L., DING, J., BOUILLARD, J., Computer Simulations of Gas-solid Flow in Spouted Beds using Kinetic-frictional Stress Model of Granular Flow, Chemical Engineering Science, Vol. 59, p. 865 – 878, 2004.
- HE, Y. L., LIM, C.J., GRACE, J.R. and ZHU, J.X., Measurements of Voidage Profiles in Spouted Beds, Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol. 72, p.229-234, 1994.
- HINZE, J.O., Turbulence, McGraw-Hill Publishing Co., New York, 1975.
- ISHIKURA, T., NAGASHIMA, H., IDE, M., Hydrodynamics of a Spouted Bed with a Porous Draft Tube Containing a Small Amount of Finer Particles, Powder Technology, Vol. 131, p.56-65, 2003.
- JOHNSON, P. C., e JACKSON, R., Frictional-Colisional Constitutive Relations for Granular Materials with Application to Plane Shearing, J. Fluid Mech., 176:67{ 93, 1987.
- KAWAGUCHI, T., SAKAMOTO, M. e TSUJI, T. T., Quasi-three-dimensional Numerical Simulation of Spouted Beds in Cylinder, Powder Technology, Vol. 109, p.3-12, 2000.
- KONDURI R. K., ALTWICKER, E. R. e MORGAN, M. H., Design and Scale-up of a Spouted-bed Combustor, Chemical Engineering Science, Vol. 54, Issue 2, p. 185-204, 1999.

- LADEIRA, J. F. M. e PASSOS, M. L., A simulação do escoamento do fluido em leitos de jorro com tubo interno, Revista Universidade Rural, Série Ciências Exatas e da Terra, Vol. 21 (1), p.147-155, 2002.
- LOURENÇO, R. O., Identificação e monitoramento de regimes em leito de jorro convencional, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia – MG, 105 p., 2006.
- LUN, C. K. K., SAVAGE, S. B., JEFFREY, D. J., and CHEPURNIY, N., Kinetic Theories for Granular Flow: Inelastic Particles in Couette Flow and Slightly Inelastic Particles in a General Flow Field. J. Fluid Mech., Vol. 140, p. 223 - 256, 1984.
- MA, D. e AHMADI, G.A, Thermodynamical Formulation for Dispersed Multiphase Turbulent Flows, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 16, p. 323-351, 1990.
- MALISKA, C. R., Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional, 2ª ed., Rio de Janeiro, LTC Editora, 2004.453 p.
- MASSAH, H and OSHINOWO, L.; Advanced Gas-Solid Multiphase Flow Models Offer Significant Process Improvements, Journal Articles by Fluent Software Users, 2000, <http://www.Fluent.Com/Solutions/Articles/Ja112.Pdf>, acessado em 13/04/2007.
- MATHUR, K. B. and EPSTEIN, N., Spouted Beds, Academic Press Inc. LTD., New York, 304p., 1974.
- MATHUR, K. B. and GISHLER, N., A technique for contacting gases with coarse solid particles , *A.I.Ch.E. Journal*, Vol. 1, p.157-164, 1955.
- MATHUR, K. B. and LIM, C. J., A Flow Model for Gas Movement in Spouted Beds, *AICHE Journal*, Vol. 22, Nº 4, p. 674 – 680, 1976.
- MUJUNDAR, A. S e ZHONGHUA, W., CFD Modeling of Gas-particle Flow Behavior in Spouted Beds, *Powder Technology*, in press, 2007.
- OGAWA, S., UMEMURA, A. e OSHIMA, N., On the Equation of Fully Fluidized Granular Materials, *J. Appl. Math. Phys.*, Vol. 31, p.483, 1980.
- PALADINO, E. E., Estudo do Escoamento Multifásico em Medidores de Vazão do tipo Pressão Diferencial, Tese de doutorado, Universidade Federal de Santa Catarina Florianópolis – SC, 263 p.2005.

- PALLAI, E.V. and NÉMETH, J.; Residence Time Distribution in Spouting Beds, citado por MATHUR, K. B. and EPSTEIN, N., Spouted Beds, Academic Press Inc. LTD., New York, 304p., 1974.
- RICHARDSON, J. R. e ZAKI, W. N., Sedimentation and Fluidization: Part I., Trans. Inst. Chem. Eng., Vol. 32, p.35-53, 1954.
- ROY, D., LARACHI, F., LEGROS. R. and CHAOUKI, J., A Study of Solid Behavior in Spouted Beds using 3-D Particle Tracking, The Canadian Journal of Chemical Engineering, Vol. 72, p. 945-952, 1994.
- SCHAEFFER, D. G., Instability in the Evolution Equations Describing Incompressible Granular Flow, J. Diff. Eq., Vol. 66, p.1 - 50, 1987.
- SHIRVANIAN, P. A.; CALO, J. M. e HRADIL, G., Numerical Simulation of Fluid-particle Hydrodynamics in a Rectangular Spouted Vessel, International Journal of Multiphase Flow, Vol. 32, p. 739-753, 2006.
- SICIU, G. C. and PATRASCU, M. H., Phase Distribution and Residence Time in a Spouted Bed, AIChE Journal, Vol. 23, Nº 3, p. 312 – 318, 1977.
- SIMONIN, C. e VIOLLET, P. L., Predictions of an Oxygen Droplet Pulverization in a Compressible Subsonic Coowing Hydrogen Flow, Numerical Methods for Multiphase Flows, Vol. 91, p.6- 82, 1990.
- SYAMLAL, M., The Particle-Particle Drag Term in a Multiparticle Model of Fluidization, National Technical Information Service, Springfield, VA, 1987.
- SYAMLAL, M., ROGERS, W. e O'BRIEN, T. J., MFIX Documentation: Volume 1, Theory Guide, National Technical Information Service, Springfield, VA, 1993.
- SYAMLAL, M. e O'BRIEN, T. J., Simulation of Granular Layer Inversion in Liquid Fluidized Bed, International Journal of Multiphase Flow, Vol. 14 (4), p. 473 - 481, 1988.
- SYAMLAL, M. e O'BRIEN, T. J., Computer Simulation of Bubbles in a Fluidized Bed, AIChE Symp. Series, Vol. 85, p.22 - 31, 1989.
- SZAFRAN, R. G. e KMIEC, A., Periodic Fluctuations of Flow and Porosity in Spouted Beds, Springer Science and Transport Porous Media, Vol. 66, p. 187–20, 2007.

- TAKEUCHI, S., WANG, S. e RHODES, M., Discrete Element Simulation a Flat-bottomed Spouted Bed in the 3-D Cylindrical Coordinate System, Chemical Engineering Science, Vol. 59, p. 3495-3502, 2004.
- VAN WACHEM, B. G. M., SCHOUTEN, R., van den BLEECK, J. C., KRISHNA, C. M., SICLAIR, J. L., Comparative Analysis of CFD Models of Dense Gas-solid systems, AIChE Journal, Vol. 47 (5), p. 1035-1051, 2001.
- VASQUEZ, S. A. e IVANOV, V. A., A Phase Coupled Method for Solving Multiphase Problems on Unstructured Meshes, In Proceedings of ASME FEDSM'00: ASME 2000 Fluids Engineering Division Summer Meeting, Boston, 2000.
- VAZ, M. O., Geração de Malhas de Elementos Finitos Triangulares em Domínios Planos Usando o Método do Avanço da Fronteira, Dissertação de Mestrado, Pontifícia Universidade Católica do Paraná, Curitiba, 153 p., 2003.
- VERSTEEG, H. K. e MALALASEKERA, W., An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method, 2^a ed., England, Ed. Pearson Education Limited, 2007. 503 p.
- VIEIRA NETO, Estudo Experimental e de Simulação da Fluidodinâmica de um Leito de Jorro com Tubo Draft, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Uberlândia, Uberlândia – MG, 102 p., 2007.
- WEISS, J. M., MARUSZEWSKI, J. P. e SMITH, W. A., Implicit Solution of Preconditioned Navier-Stokes Equations Using Algebraic Multigrid, AIAA Journal, Vol. 37(1), p. 29 - 36, 1999.
- WEN, C. Y. e YU, Y. H., Mechanics of Fluidization, Chem. Eng. Prog. Symp. Series, Vol. 62, p. 100 - 111, 1966.
- ZHONG, W., CHEN, X. and ZHANG, M., Hydrodynamic Characteristics of Spout-fluid Bed: Presure Drop and Minimum Spouting-fluidization Velocity, Chemical Engineering Journal, Vol. 118, p. 37 – 46, 2006.

ANEXO I

Equações Constitutivas

A.1.1- Modelos de Coeficiente de Arraste

- Modelo de SYAMLAL-O'BRIEN (1989):

O modelo sugerido pelos autores foi desenvolvido para partículas finas e leva em conta a possibilidade de formação de *clusters*.

O fator de arraste pode ser definido como em função do coeficiente de arraste:

$$f = \frac{C_D \text{Re}_s \alpha_g}{24v_{r,s}^2} \quad (\text{A.1.1})$$

onde o coeficiente de arraste (C_D) tem a forma derivada por DALLA VALLE (1948), abaixo:

$$C_D = \left(0.63 + \frac{4.8}{\sqrt{\text{Re}_s / v_{r,s}}} \right)^2 \quad (\text{A.1.2})$$

Este modelo é baseado na medida da velocidade terminal das partículas dentro de leitos fluidizados estabelecido por meio de correlações que são funções da fração volumétrica e do número relativo de Reynolds da partícula, dado pela Equação A.1.3, (RICHARDSON e ZAKI, 1954):

$$\text{Re}_s = \frac{\rho_g d_s |\vec{v}_s - \vec{v}_g|}{\mu_g} \quad (\text{A.1.3})$$

onde o subscrito g se refere-se à $g^{\text{ésima}}$ fase fluida, s refere-se à $s^{\text{ésima}}$ fase sólida e d_s é o diâmetro das partículas da $s^{\text{ésima}}$ fase sólida.

O termo do coeficiente de troca entre as fases tem a seguinte forma:

$$K_{sg} = \frac{3\alpha_s \alpha_g \rho_g}{4v_{r,s}^2 d_s} C_D \left(\frac{\text{Re}_s}{v_{r,s}} \right) |\vec{v}_s - \vec{v}_g| \quad (\text{A.1.4})$$

onde $v_{r,s}$ é a razão velocidade superficial de queda da suspensão pela velocidade terminal de uma partícula isolada, dada pela correlação de GARSIDE e AL-DIBOUNI (1977):

$$v_{r,s} = 0.5 \left(A - 0.06 \text{Re}_s + \sqrt{(0.06 \text{Re}_s)^2 + 0.12 \text{Re}_s (2B - A) + A^2} \right) \quad (\text{A.1.5})$$

$$A = \alpha_g^{4.14} \quad (\text{A.1.6})$$

$$B = \begin{cases} 0.8 \alpha_g^{1.28}, & \alpha_g \leq 0.85 \\ \alpha_g^{2.65}, & \alpha_g > 0.85 \end{cases} \quad (\text{A.1.7})$$

Este modelo é apropriado quando as tensões cisalhantes dos sólidos estão definidas de acordo com SYAMLAL *et al.* (1993).

- Modelo de WEN e YU (1966):

Foi desenvolvido para sistemas diluídos. O coeficiente de troca entre as fases é da seguinte forma:

$$K_{sg} = \frac{3}{4} C_D \frac{\alpha_s \alpha_g \rho_g |\vec{v}_s - \vec{v}_g|}{d_s} \alpha_g^{-2.65} \quad (\text{A.1.8})$$

$$C_D = \frac{24}{\alpha_g \text{Re}_s} \left[1 + 0.15 (\alpha_g \text{Re}_s)^{0.687} \right] \quad (\text{A.1.9})$$

onde Re_s é definido pela Equação A.1.3.

- Modelo de GIDASPOW *et al.* (1992):

Este Modelo é a combinação do modelo de Wen e Yu e a Equação de Ergun, sendo o coeficiente K_{sg} definido pelas equações:

- Quando $\alpha_g > 0,8$, adota-se as equações do modelo de WEN e YU (1966):

$$K_{sg} = \frac{3}{4} C_D \frac{\alpha_s \alpha_g \rho_g |\vec{v}_s - \vec{v}_g|}{d_s} \alpha_g^{-2.65} \quad (\text{A.1.10})$$

$$C_D = \frac{24}{\alpha_g \text{Re}_s} \left[1 + 0,15 (\alpha_g \text{Re}_s)^{0,687} \right] \quad (\text{A.1.11})$$

- Para $\alpha_g \leq 0,8$, adota-se a equação de ERGUN (1952):

$$K_{sg} = 150 \frac{\alpha_s (1 - \alpha_g) \mu_g}{\alpha_g d_s^2} + 1,75 \frac{\rho_g \alpha_s |\vec{v}_s - \vec{v}_g|}{d_s} \quad (\text{A.1.12})$$

A.1.2- Modelos de Coeficiente de Difusão de Energia Granular

Para o cálculo do coeficiente de difusão de energia granular encontram-se disponíveis dois modelos, que são discutidos abaixo:

- *Modelo de SYAMLAL et al. (1993):*

$$k_{\theta_s} = \frac{15d_s \rho_s \alpha_s \sqrt{\theta_s \pi}}{4(41 - 33\eta)} \left[1 + \frac{12}{5} \eta^2 (4\eta - 3) \alpha_s g_{0,ss} + \frac{16}{15\pi} (41 - 33\eta) \eta \alpha_s g_{0,ss} \right] \quad (\text{A.1.13})$$

onde

$$\eta = \frac{1}{2} (1 + e_{ss}) \quad (\text{A.1.14})$$

- *O Modelo de GIDASPOW et al. (1992) :*

$$k_{\theta_s} = \frac{150d_s \rho_s \alpha_s \sqrt{\theta_s \pi}}{3844(1 + e_{ss}) g_{0,ss}} \left[1 + \frac{6}{5} \alpha_s g_{0,ss} (1 + e_{ss}) \right]^2 + 2\rho_s \alpha_s^2 d_s (1 + e_{ss}) g_{0,ss} \sqrt{\frac{\theta_s}{\pi}} \quad (\text{A.1.15})$$

A.1.3- Equações para o Cálculo da Pressão de Sólidos

A equação abaixo é a mais comumente utilizada:

$$p_s = \alpha_s \rho_s \theta_s + 2 \rho_s (1 + e_{ss}) \alpha_s^2 g_{0,ss} \theta_s \quad (\text{A.1.16})$$

onde e_{ss} é o coeficiente de restituição para as colisões entre as partículas, $g_{0,ss}$ é a função de distribuição radial e θ_s é a temperatura granular.

Outros dois modelos utilizados para cálculo da pressão de sólidos são: SYAMLAL *et al.* (1993), dado pela Equação A.1.17 e o modelo de MA e AHMADI (1990), Equação A.1.18.

$$p_s = 2 \rho_s (1 + e_{ss}) \alpha_s^2 g_{0,ss} \theta_s \quad (\text{A.1.17})$$

$$p_s = \alpha_s \rho_s \theta_s + 4 \rho_s \alpha_s^2 g_{0,ss} \theta_s + \frac{1}{2} \left((1 + e_{ss}) (1 - e_{ss} + 2 \mu_{fric}) \right) \quad (\text{A.1.18})$$

A.1.4- Equações para o Cálculo da Função de Distribuição Radial

A função de distribuição radial pode também ser interpretada como a distância adimensional entre esferas:

$$g_{0,ss} = \frac{D_e + d_s}{D_e} \quad (\text{A.1.19})$$

onde D_e é a distância entre esferas. A partir da Equação 2.36 pode-se observar que para fase sólida diluída $D_e \rightarrow \infty$ e assim, $g_0 \rightarrow 1$. No limite quando a fase sólida está compacta, $D_e \rightarrow 0$ e $g_0 \rightarrow \infty$.

A função de distribuição radial está conectada ao fator χ da Teoria de Gases não uniformes CHAPMAN e COWLING'S (1990), na qual χ é igual a 1 para gases rarefeitos e aumenta tendendo a infinito quando as moléculas estão tão próximas que não é possível ocorrer movimento. Existem várias formulações para a função de distribuição radial. Abaixo temos o Modelo de OGAWA (1980), para uma fase sólida:

$$g_{0,ss} = \left[1 - \left(\frac{\alpha_s}{\alpha_{s,\max}} \right)^{\frac{1}{3}} \right]^{-1} \quad (\text{A.1.20})$$

Essa forma é uma função empírica e não é facilmente estendida para s fases sólidas. Para duas fases identicamente iguais com a propriedade que $\alpha_s = \alpha_1 + \alpha_2$, a função acima não é consistente para o cálculo das pressões parciais p_1 e p_2 , $p_s = p_1 + p_2$. Assim, a seguinte formulação é utilizada:

$$g_{0,ss} = \left[1 - \left(\frac{\alpha_s}{\alpha_{s,\max}} \right)^{\frac{1}{3}} \right]^{-1} + \frac{1}{2} d_{ss} \sum_{k=1}^N \frac{\alpha_k}{d_k} \quad (\text{A.1.21})$$

onde:

$$\alpha_s = \sum_{k=1}^N \alpha_k \quad (\text{A.1.22})$$

Outros modelos apropriados para sistemas com muitas fases sólidas estão disponíveis no software utilizado neste trabalho.

A.1.5- Equações para o Cálculo da Viscosidade Cisalhante da fase sólida

A viscosidade cisalhante de sólidos é dada como a soma dos termos colisionais, cinéticos e friccionais, sendo este opcional, que são descritos a seguir.

- *Viscosidade Colisional:*

O termo colisional da viscosidade cisalhante é modelado segundo GIDASPOW *et al.* (1992) e SYAMLAL *et al.* (1993):

$$\mu_{s,col} = \frac{4}{5} \alpha_s \rho_s d_s g_{0,ss} (1 + e_{ss}) \left(\frac{\theta_s}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.1.23})$$

- *Viscosidade Cinética:*

Dois modelos para o cálculo da viscosidade cinética das partículas estão disponíveis:

- Modelo de SYAMLAL *et al.* (1993):

$$\mu_{s,cin} = \frac{\alpha_s \rho_s d_s \sqrt{\theta_s \pi}}{6(3 - e_{ss})} \left[1 + \frac{2}{5} (1 + e_{ss}) (3e_{ss} - 1) \alpha_s g_{0,ss} \right] \quad (A.1.24)$$

- Modelo de GIDASPOW *et al.* (1992):

$$\mu_{s,cin} = \frac{10 \rho_s d_s \sqrt{\theta_s \pi}}{96 \alpha_s (1 + e_{ss}) g_{0,ss}} \left[1 + \frac{4}{5} g_{0,ss} \alpha_s (1 + e_{ss}) \right]^2 \quad (A.1.25)$$

- *Viscosidade Friccional:*

No fluxo denso à baixa tensão cisalhante, onde a fração de volume secundária para a fase sólida se aproxima do limite de empacotamento, a geração de tensão é principalmente devido à fricção entre as partículas sólidas. Se a viscosidade friccional for adequada ao sistema, pode-se optar por um valor constante ou pode-se utilizar a expressão de SCHAEFFER (1987):

$$\mu_{s,fr} = \frac{p_s \sin \phi_i}{2\sqrt{I_{2D}}} \quad (A.1.26)$$

onde p_s é pressão de sólidos, ϕ_i é o ângulo interno de fricção e I_{2D} é o segundo invariante do tensor tensão.

A.1.6- Modelo de Turbulência k-ε Disperso

- *A turbulência na fase contínua*

O tensor tensão de Reynolds para a fase contínua g é definido por:

$$\overline{\tau_g} = -\frac{2}{3} (\rho_g k_g + \rho_g \mu_g \nabla \cdot \vec{U}_g) \bar{I} + \rho_g \mu_{t,g} (\nabla \vec{U}_g + \nabla \vec{U}_g^T) \quad (A.1.27)$$

onde $\vec{U}_g$ é a velocidade da fase mais densa.

O termo de viscosidade turbulenta é escrito nos termos da energia cinética turbulenta da fase g :

$$\mu_{t,g} = \rho_g C_\mu \frac{k_g^2}{\varepsilon_g} \quad (\text{A.1.28})$$

O tempo de relaxação turbulento é definido como:

$$\tau_{t,g} = -\frac{2}{3} C_\mu \frac{k_g}{\varepsilon_g} \quad (\text{A.1.29})$$

onde ε_g é taxa de dissipação e $C_\mu = 0.09$.

A escala do comprimento dos vórtices é:

$$L_{t,g} = \sqrt{\frac{2}{3}} C_\mu \frac{k_g^{3/2}}{\varepsilon_g} \quad (\text{A.1.30})$$

As previsões turbulentas do modelo k- ε modificado são obtidas pelas Equações A.1.31 a A.1.35:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g k_g) + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g \vec{U}_g k_g) = \nabla \cdot \left(\alpha_g \frac{\mu_{t,g}}{\sigma_k} \nabla k_g \right) + \alpha_g G_{k,g} - \alpha_g \rho_g \varepsilon_g + \alpha_g \rho_g \Pi_{kg} \quad (\text{A.1.31})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g \varepsilon_g) + \nabla \cdot (\alpha_g \rho_g \vec{U}_g \varepsilon_g) = & \nabla \cdot \left(\alpha_g \frac{\mu_{t,g}}{\sigma_\varepsilon} \nabla \varepsilon_g \right) + \alpha_g \frac{\varepsilon_g}{k_g} (C_{1\varepsilon} G_{k,g} - C_{2\varepsilon} \rho_g \varepsilon_g) + \\ & + \alpha_g \rho_g \Pi_{\varepsilon g} \end{aligned} \quad (\text{A.1.32})$$

Aqui, Π_{kg} e $\Pi_{\varepsilon g}$ representam a influência da fase dispersa na fase contínua g e $G_{k,q}$ é a produção de energia cinética turbulenta.

O termo Π_{kg} pode ser derivado da equação instantânea da fase contínua tem a seguinte forma, onde M representa o número de fases secundárias s:

$$\Pi_{kg} = \sum_{s=1}^M \frac{K_{sg}}{\alpha_g \rho_g} \left(\langle \vec{v}'_g \cdot \vec{v}'_s \rangle + (\vec{U}_s - \vec{U}_g) \cdot \vec{v}_{dx} \right) \quad (\text{A.1.33})$$

que pode ser simplificado para:

$$\Pi_{kg} = \sum_{s=1}^M \frac{K_{sg}}{\alpha_g \rho_g} \left(k_{sg} - 2k_s + \vec{v}_{sg} \cdot \vec{v}_{dx} \right) \quad (\text{A.1.34})$$

onde k_{sg} é a covariância das velocidades da fase contínua g e dispersa s. O termo $\Pi_{\varepsilon g}$ é modelado de acordo com a Equação A.1.35, (ELGOBASHI *et al.*, 1983), onde $C_{3\varepsilon} = 1, 2$.

$$\Pi_{\varepsilon, g} = C_{3\varepsilon} \frac{\varepsilon_g}{k_g} \Pi_{kg} \quad (\text{A.1.35})$$

• Turbulência na fase dispersa

As escalas do tempo e do comprimento que caracterizam o movimento são usadas para avaliar coeficientes da dispersão, funções de correlação, e a energia cinética turbulenta de cada fase dispersa. O tempo de relaxação característico da partícula conectado aos efeitos inerciais que agem na fase dispersa s é definido como:

$$\tau_{F, sg} = \alpha_s \rho_g K_{sg}^{-1} \left(\frac{\rho_s}{\rho_g} + C_V \right) \quad (\text{A.1.36})$$

A escala de tempo da integral lagrangiana calculada ao longo da trajetória das partículas é definida como (CSANADY, 1963):

$$\tau_{t, sg} = \frac{\tau_{t, g}}{\sqrt{(1 + C_\beta \xi^2)}} \quad (\text{A.1.37})$$

onde:

$$\xi = \frac{|\vec{v}_{sg}| \tau_{t,g}}{L_{t,g}} \quad (\text{A.1.38})$$

$$C_\beta = 1,8 - 1,35 \cos^2 \mathcal{G} \quad (\text{A.1.39})$$

sendo $\mathcal{G}$, o ângulo entre a velocidade média da partícula e a velocidade relativa média. A razão entre estes dois tempos característicos é escrita como:

$$\eta_{sg} = \frac{\tau_{t,sg}}{\tau_{F,sg}} \quad (\text{A.1.40})$$

As quantidades de turbulência para a fase dispersa s são dadas segundo SIMONIN e VIOLETT (1990):

$$k_s = k_g \left(\frac{b^2 + \eta_{sg}}{1 + \eta_{sg}} \right) \quad (\text{A.1.41})$$

$$k_{sg} = 2k_g \left(\frac{b + \eta_{sg}}{1 + \eta_{sg}} \right) \quad (\text{A.1.42})$$

$$D_{t,sg} = \frac{1}{3} k_{sg} \tau_{t,sg} \quad (\text{A.1.43})$$

$$D_s = D_{t,sg} + \left(\frac{2}{3} k_s - b \frac{1}{3} k_{sg} \right) \tau_{F,sg} \quad (\text{A.1.44})$$

$$b = (1 + C_V) \left(\frac{\rho_s}{\rho_g} + C_V \right) \quad (\text{A.1.45})$$

onde $C_V = 0.5$ é o coeficiente de adição de massa.

- *Transferência de Momento Turbulento entre as Fases.*

O termo turbulento de arraste para fluxos multifásicos $(K_{sg}(\vec{v}_s - \vec{v}_g))$ presente na equação de balanço de momento, é descrito abaixo:

$$K_{sg}(\vec{v}_s - \vec{v}_g) = K_{sg}(\vec{U}_s - \vec{U}_g) - K_{sg}\vec{v}_{dr} \quad (\text{A.1.46})$$

sendo que o termo $\vec{v}_{dr}$ contém velocidade de tração:

$$\vec{v}_{dr} = \left(\frac{D_s}{\sigma_{sg}\alpha_s} \nabla \alpha_s - \frac{D_g}{\sigma_{sg}\alpha_g} \nabla \alpha_g \right) \quad (\text{A.1.47})$$

onde D_s e D_g são as difusividades, e o σ_{sg} é o número de Prandtl da dispersão.

Ao aplicar a teoria de Tchen ao escoamento multifásico, supõe-se que $D_s = D_g = D_{t,sg}$ e o valor de $\sigma_{sg} = 0,75$.

ANEXO II

Esquemas de Fechamento de Malha (*GAMBIT*)

A.2.1- Geração de malhas nas faces dos volumes

Estão descritas abaixo os esquemas de fechamento de malha para faces que foram utilizados nesta dissertação.

a) Esquema de fechamento de malha Quad-Pave

Ao aplicar o esquema *Quad-Pave* sobre uma face, o software *GAMBIT* cria uma malha não estruturada que consiste de elementos quadriláteros, como mostra a Figura A.2.1 a seguir:

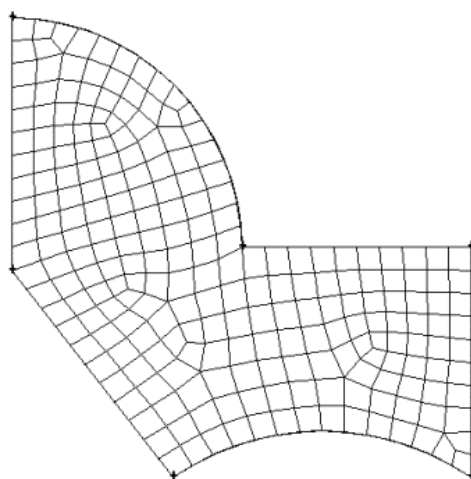


Figure A.2.1 – Geração de malha não estruturada pelo esquema de *Quad-Pave*.

b) O esquema de fechamento de malha Tri-primitive

O esquema *Tri-primitive* permite que você crie uma malha sub-mapeada em uma face com três lados, localizando um ponto interno à face que serve como ponto final e comum às três sub-regiões mapeadas.

A Figura A.2.2 mostra a malha gerada em uma face triangular utilizando o esquema *Tri-primitive*. Note que a face está dividida em três regiões mapeadas com um ponto final em comum. As regiões são definidas pelos quadriláteros AFDE, FBGD, e EDGC. No caso de um dos lados serem curvilíneos, o esquema também é aplicável e pode ser visto na Figura A.2.2.

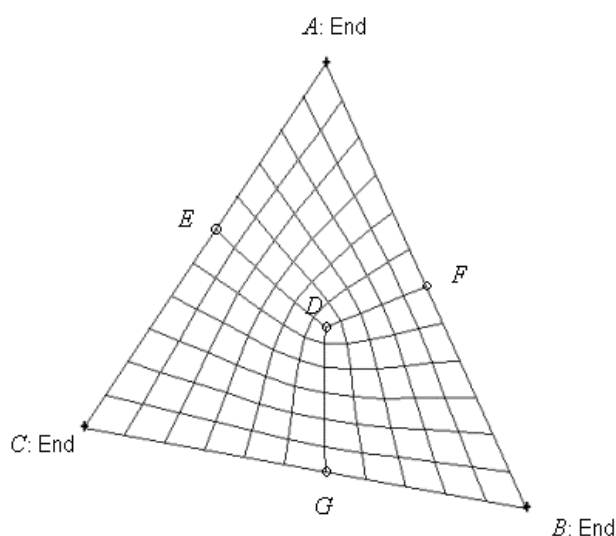


Figure A.2.2 – Malha gerada pelo esquema *Tri-Primitive* em uma face triangular.

A.2.2- Geração de malhas nos volumes

Especificação dos Esquemas de Elementos

A Tabela A.2.1 aborda os tipos de elementos que o software disponibiliza para a geração de malhas em volumes.

Tabela A.2.1 – Esquemas de fechamento de malhas tridimensionais.

Opção	Descrição
Hex	Especifica que a malha contém somente elementos hexaédricos
Hex/Wedge	Especifica que a malha é composta primariamente de elementos hexaédricos mas inclui elementos cuneiformes onde for apropriado.
Tet/Hybrid	Especifica que a malha é composta primariamente de elementos tetraédricos, mas pode incluir elementos hexaédricos, piramidais ou cuneiformes onde for apropriado

Cada opção de elementos está associada a um tipo de esquema de fechamento de malha. Essa relação de opções e sua descrição encontra-se a seguir:

- *Map*: Cria uma malha estruturada e regular composta por elementos hexaédricos.
- *Submap*: Divide um volume não mapeável em regiões mapeadas e cria uma malha estruturada composta de elementos hexaédricos em cada região.
- *Tet Primitive*: Divide o volume em quatro regiões hexaédricas e cria uma malha mapeada em cada região.
- *Cooper*: trata o volume como sendo um ou mais cilindros lógicos, cada um composto de duas tampas de extremidade e de um “tambor”.
- *Tet/Hybrid*: Especifica que a malha é composta primariamente de elementos tetraédricos, mas inclui elementos hexaédricos, piramidais, e elementos cuneiformes quando apropriado.
- *Stairstep*: Cria uma malha hexaédrica regular de forma a se aproximar o máximo possível da forma do volume original.

Em seguida, são discutidos alguns dos esquemas que geram malhas não estruturadas, visto que estes ajustam melhor a malha em volumes irregulares, como é o caso do leito de jorro.

a) O Esquema TGrid:

Inicialmente, deve-se gerar uma malha em todas as faces do volume utilizando o esquema *Tri-Pave*. Pela Figura A.2.3 (a), pode-se ver a forma geral dos elementos tetraédricos criados no volume quando se aplica o esquema *TGrid* em faces inicialmente sem malha ou com malha gerada pelo esquema *Tri-Pave*. Quando uma das faces apresenta malha estruturada, como é o caso da Figura A.2.3 (b), os elementos gerados são piramidais na proximidade da face e cria elementos tetraédricos no resto do volume.

É importante ressaltar que o uso de malhas com refinamentos em certas regiões, principalmente quando próximo a faces com elementos quadriláteros, pode levar a formação de elementos piramidais ou mesmo tetraédricos altamente enviesados, que por sua vez são de baixa qualidade para as simulações.

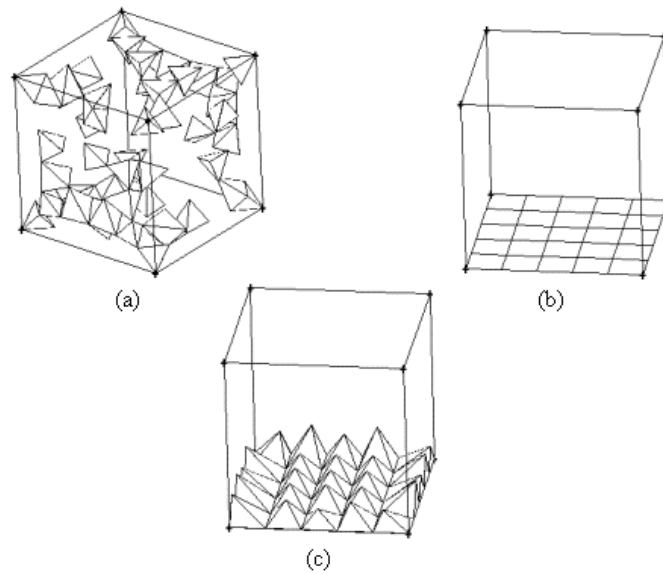


Figure A-2.3 – Malha tridimensional gerada pelo Esquema *TGrid*.

b) O Esquema Cooper

Ao aplicar o esquema de geração de malha *Cooper* a um volume, o *GAMBIT* trata o volume como sendo um ou mais cilindros lógicos, cada um composto de duas superfícies de extremidade (tampas) e de um “tambor” (veja Figura A.2.4). As faces que compreendem as tampas de tais cilindros são chamadas de faces “*fonte*”; a face lateral é chamada de face não-fonte.

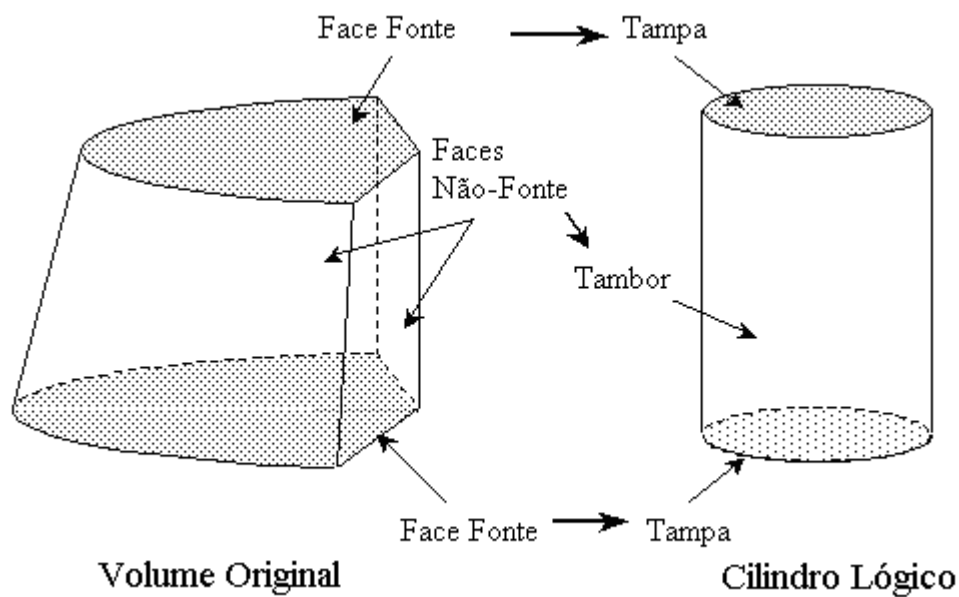


Figura A.2.4 – Esquema de fechamento de volume cilindro lógico, Cooper.

A utilização deste esquema requer que as faces não fonte sejam estruturadas. A malha das faces fonte deve ser igual e quando geradas, são projetadas ao longo do volume, como mostra a Figura A.2.5.

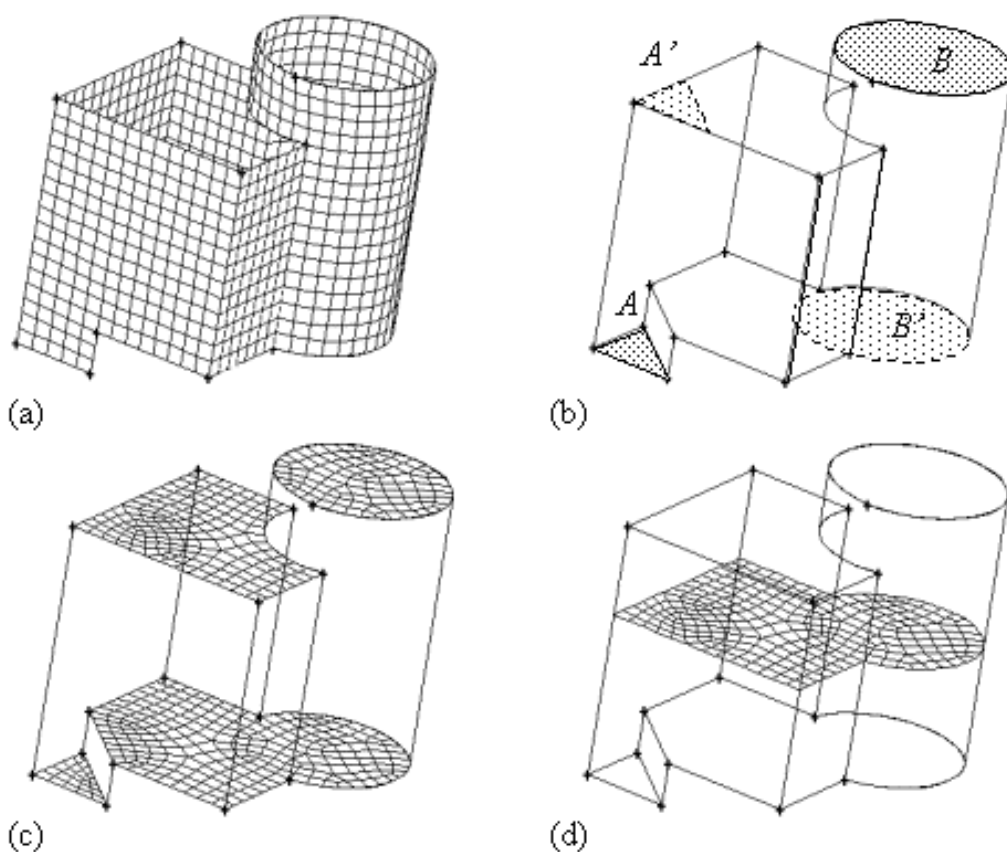


Figure A.2.5 – Esquema de fechamento de malha em um volume pelo Esquema Cooper (site: http://www.ent.ohiou.edu/~juwt/HTMLS/fluent/gambit2/html/modeling_guide/mg0304.htm).