

ESTUDO EXPERIMENTAL E DE SIMULAÇÃO DA FLUIDODINÂMICA DE UM LEITO DE JORRO OPERANDO EM FASE DILUÍDA

IRINEU PETRI JÚNIOR; DYRNEY ARAÚJO DOS SANTOS; CLAUDIO ROBERTO DUARTE

RESUMO: O leito de jorro tem sido usado na secagem, granulação, polimerização catalítica, dentre outros e sua aplicação é atribuída ao excelente contato fluido-partícula e às características de circulação dos sólidos. O movimento do sólido, pelo ar injetado na base do leito, pode-se apresentar em três regimes: jorro convencional, transição e em fase diluída. Desde que o leito de jorro foi concebido, vários pesquisadores vêm focando seus estudos principalmente na fluidodinâmica em regime convencional. Porém este regime há restrições na sua utilização, como a impossibilidade de *scale-up* e a faixa de operação que causa uma instabilidade no jorro, impossibilitando então seu uso industrial de larga escala. Para suprir essas impossibilidades utiliza-se o regime em jorro diluído. Neste sentido, este trabalho teve por meta o estudo experimental e pela fluidodinâmica computacional (*CFD*) deste tipo de regime. Dados experimentais foram obtidos por um sistema de sonda de fibra ótica (*Particle Velocity Meter PV-6E*) na qual foram obtidos dados confiáveis de porosidade e velocidade de partículas. As simulações numéricas tiveram como objetivo inicial a criação de modelos híbridos de coeficientes de arraste para o regime de jorro diluído, pois modelos convencionais não tratam regimes diluído com maior precisão, e posteriormente a análise fluidodinâmica da partícula. Os modelos testados apresentaram diferenças entre si, mas condizeram bem com o experimental. Os modelos modificados pelos autores se mostraram melhores que alguns existentes na literatura.

Palavras-chave: leito de jorro, *CFD*, regime em jorro diluído, modelo de arraste híbrido.

ABSTRACT:The spouted bed has been used for drying, granulation, catalytic polymerization, among others, and their application is attributed to the excellent contact to the fluid-particle and the circulation characteristics of the solids. The movement of the particles is caused by the air injected at the spouted bed base, and can be presents in three systems: conventional spout, transition spout and dilute phase spout. Since the spouted bed was designed, several researchers have focused their studies mainly in conventional spout. But this regime are restrictions on its use, such as the inability to *scale-up* and operating range that generate an instability in the spout, so it's impossible to use for large-scale industrial. Thus, this study aimed to experimental research and computational fluid dynamics (*CFD*) of this regime. Experimental data were obtained by a system of optical fiber probe (Particle Velocity Meter PV-6D) in which reliable data were obtained, i.e. porosity and particle velocity. The numerical simulations were aimed, initially, at the creation of hybrid models of drag coefficients for the jet spouted regime, because theconventional models don't deal the dilute systems with greater precision, and posteriorly to analyze the particle's dynamic.The models tested showed differences, but were similar with the experimental well. The models modified by the authors proved better than some existing in the literature.

Key-words: spouted bed, *CFD*, jet spouted bed, Hybrid Drag Coefficient.

1- INTRODUÇÃO

A maioria dos processos industriais, tais como, secagem, separação sólido-líquido, inoculação de sementes, recobrimento de comprimidos etc., necessitam de um efetivo contato entre as fases envolvidas com a finalidade de alcançar elevados coeficientes convectivos de transferência de massa, energia e quantidade de movimento, possibilitando, desta forma, maiores eficiências em suas operações.

Neste contexto surge o leito de jorro desenvolvido, inicialmente, por Mathur&Gishler (1955) que, diferentemente do leito fluidizado, em que o movimento das partículas é aleatório, apresenta movimentos cíclicos e mais uniformes das partículas, sendo esta uma das razões do porque tem sido aplicado em diversas atividades industriais. A Figura 1 apresenta uma ilustração de um leito de jorro com suas principais regiões de comportamento fluidodinâmico.

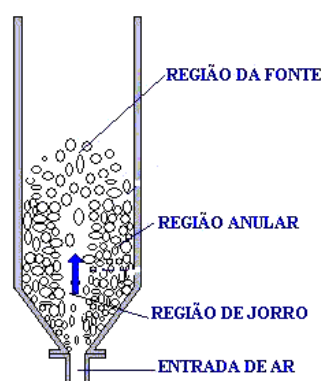


Figura 1 – O leito de jorro com suas regiões características.

A base cônica é utilizada para aumentar o movimento de sólidos e eliminar espaços mortos no fundo do leito. O ar em alta velocidade é adicionado a este conjunto pela base inferior do tronco de cone, permeando entre as partículas. A intensa circulação destas partículas começa quando a vazão do ar é suficiente para promover o transporte pneumático das mesmas na região central do leito. Ao atingirem a região da fonte as partículas perdem totalmente sua energia cinética, caindo posteriormente na região anular fazendo um movimento descendente até regiões inferiores do leito. Nota-se assim que as partículas possuem um movimento cíclico bastante definido, o que o torna mais atrativo para operações de revestimento (comprimidos, cápsulas gelatinosas, peletização, inoculação de sementes, etc.), dada a homogeneidade do revestimento obtido, quando comparado com outros equipamentos (Mathur& Epstein, 1974).

A contínua expansão de um leito de jorro raso pode conduzir a um regime que tem sido chamado de leito de jorro em fase diluída (Olazaret *al.*, 1992) ou mais precisamente (Epstein, 1992) leito de jorro em fase diluída, que é diferente da fase densa formado no regime convencional do leito de jorro. As altas velocidades associadas com este regime resultam em elevadas porosidades em toda a coluna, com pequena distinção entre as regiões de jorro e anular.

Um regime estável de transição entre o regime convencional de jorro e o leito de jorro em fase diluída tem sido encontrado também, em alguns estudos da literatura (Olazaret *al.*, 1992). A Figura 2 mostra os estados de expansão de um leito de jorro e os três regimes estáveis de escoamento: (a) jorro convencional, (b) regime de transição e (c) leito de jorro em fase diluída.

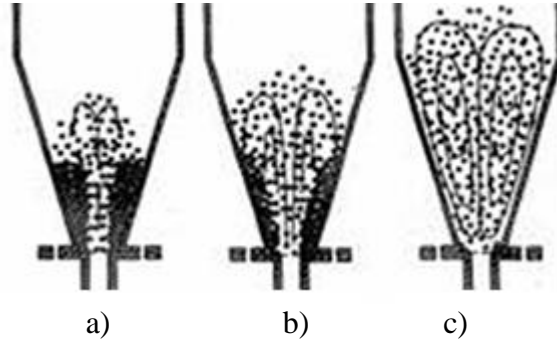


Figura 2 - Três regimes estáveis de escoamento: (a) jorro convencional, (b) regime de transição e (c) leito de jorro em fase diluída

Uma das grandes dificuldades encontradas na utilização de um leito de jorro ocorre quando há a necessidade de *scaleup*, visto que, dependendo das condições geométricas e operacionais, o leito de jorro apresenta instabilidades as quais são caracterizadas por formações de bolhas acarretando o surgimento de pulsações da fonte e, conseqüentemente, a diminuição de sua eficiência. Um método possível de evitar esses problemas de *scale-up* do leito de jorro é a utilização do leito de jorro em fase diluída.

Em caso de sólidos que tendem a formar aglomerados, o leito de jorro em fase diluída tem vantagens, comparado ao regime convencional, de apresentarem elevados valores de velocidades de partículas e de porosidade. Modificações na geometria do leito e a redução na altura do leito estático, resultam não somente em um sistema gás-sólido mais diluído, mas também com um ciclo de tempo de partícula mais curto para este regime.

Alguns pesquisadores em secagem de suspensões também indicaram limitações no regime convencional do leito de jorro. Uma baixa taxa de circulação das partículas e um longo tempo de residências reduzem a taxa de secagem e têm efeitos adversos nas propriedades dos materiais, particularmente para materiais termicamente sensíveis. Em alguns casos, um excessivo acúmulo de material dentro do equipamento pode conduzir também a um bloqueio do leito (Markwisky, 1992).

Diante disso, a aplicação do leito de jorro convencional seja em pequena ou larga escala apresenta limitações que precisam ser superadas e uma alternativa para isso é a sua operação em fase diluída, mas que dada às pequenas citações na literatura é preciso estudar melhor a modelagem matemática desta operação. Uma descrição mais detalhada da modelagem dos fenômenos envolvidos no escoamento em um leito de jorro operando em fase diluída será de fundamental importância para o projeto e aplicações desse equipamento. Um trabalho puramente numérico não alcançaria o propósito desse projeto, uma vez que a verificação ou validação do modelo é sempre necessária e com isso serão empregados estudos experimentais para comprovar a qualidade do modelo proposto.

Recentemente, muitos estudos de fluidodinâmica do leito de jorro usando a técnicas de *CFD* têm sido encontrados na literatura (Duarte *et al.*, 2005; Takeuchiet *al.*, 2005; Du *et al.*, 2006; Zhang *et al.*, 2006; Wu&Mujumdar, 2008; Vieira neto *et al.*, 2008; Takeuchiet *al.*, 2008). Estes estudos de simulação também têm sido realizados com o leito de jorro operando no regime convencional. Entretanto, a técnica de *CFD* pode também ser uma importante ferramenta para o melhor entendimento e caracterização dos três regimes estáveis de escoamento do leito de jorro.

Logo, este estudo compreendeu uma parte experimental, onde foram obtidos dados de queda de pressão, velocidade da partícula e porosidade nas diversas regiões do leito de jorro, bem como um estudo de simulação pela técnica da fluidodinâmica computacional (*CFD*), fazendo-se modificações nos modelos de arraste para aprimorar a modelagem numérica para poder ser usada em fase diluída.

2 – MATERIAIS E MÉTODOS

2.1 –METODOLOGIA EXPERIMENTAL

Todos os experimentos foram realizados em uma unidade experimental localizada no Laboratório de Sistemas Particulados da Faculdade de Engenharia Química da Universidade Federal de Uberlândia (FEQ/UFU), cujo esquema é mostrado na Figura 3.

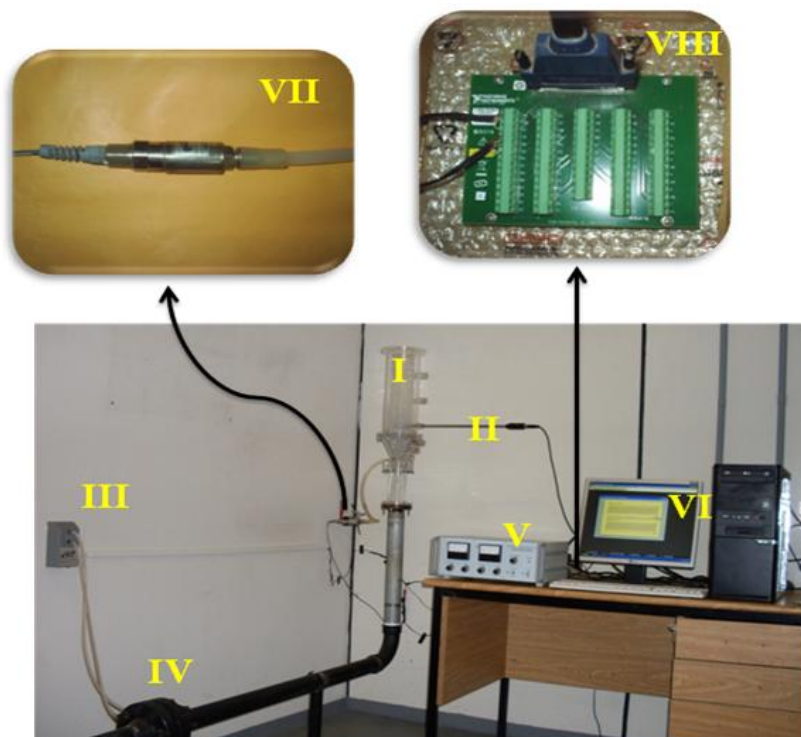


Figura 3 – Ilustração geral da unidade experimental do leito de jorro.

A unidade experimental ilustrada na Figura 3 é equipada com:

(I) um leito de jorro confeccionado em acrílico;

(II) uma sonda de fibras ópticas (detalhes adicionais serão mostrados a seguir);

(III) um sensor transmissor de pressão do tipo capacitivo, instalado na placa de orifício com o objetivo de transmitir, através de sinais analógicos, a queda de pressão do fluido ao transpor a placa;

(IV) um medidor de vazão do tipo placa de orifício, a qual foi previamente calibrada com o auxílio de um anemômetro de fio quente (termoanemômetro da marca VelociCalc TSI, modelo 8357 com faixa de operação de 0 a 25 m/s);

(V) um painel registrador de sinais analógicos provenientes da sonda de fibras ópticas o qual tem por objetivo, também, a conversão destes sinais analógicos em digitais;

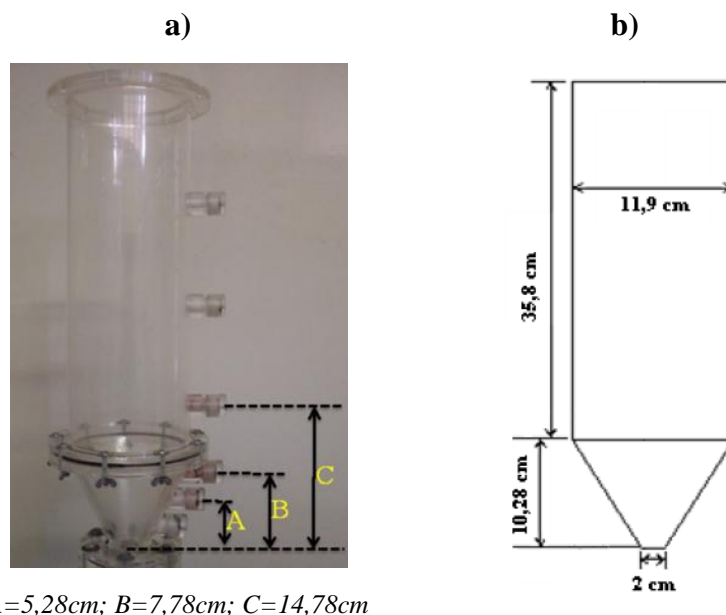
(VI) um computador para registrar os dados coletados;

(VII) transmissor de pressão instalado na entrada do leito de jorro, a fim de transmitir sinais analógicos de pressão manométrica;

(VIII) uma placa de aquisição de dados com a finalidade de converter sinais analógicos em sinais digitais e armazenar os dados para posterior tratamento

Como fonte propulsora de ar utilizou-se um compressor centrífugo da marca Ibram com 7,5 cv, 3500 rpm e 60 Hz. Além disso, duas válvulas tipo gaveta, tubulação de aço galvanizado com 2 in de diâmetro e, aproximadamente, 3 m de comprimento; uma curva em 90°, uma luva de união e uma conexão T, todos em aço galvanizado de 2 in;

O leito de jorro utilizado neste trabalho foi confeccionado em acrílico transparente para uma melhor visualização dos fenômenos em seu interior. O equipamento possui orifícios na parede lateral para a introdução da sonda e cujos espaçamentos em relação à entrada do leito são ilustrados na Figura 4.



$A=5,28\text{cm}$; $B=7,78\text{cm}$; $C=14,78\text{cm}$

Figura 4 – Leito de jorro: (a) ilustração do espaçamento dos orifícios de entrada da sonda utilizados; (b) dimensões do leito de jorro.

O sistema multifásico utilizado foi do tipo fluido-sólido, sendo a fase fluida o ar ambiente e a fase sólida partículas de vidro com massa específica de 2.458 kg/m^3 , esfericidade de aproximadamente 1,0 e diâmetro médio de peneira de 1,29 e 2,18 mm. A massa específica das esferas de vidro foram determinadas através da análise picnométrica a gás hélio.

Para todos os experimentos realizados foi utilizada uma altura de leito estático de 12 cm em relação à entrada do leito de jorro.

Foram utilizadas sondas de fibras ópticas, juntamente com o *software* PV6 (ParticalVelocityAnalyser) versão 1.1.7, fabricadas pelo Institute of Process Engineering Chinese Academy of Sciences.

O instrumento em questão é aplicado na caracterização fluidodinâmica de escoamentos multifásicos, o qual é principalmente utilizado na medida de velocidade de partículas em sistemas gás – sólido e líquido – sólido, podendo ser estendido para medidas de concentrações relativas de sólidos.

Suas principais características são:

- realiza medida de velocidade média, valores instantâneos e distribuições estatísticas de velocidade de partículas em sistemas com duas fases;
- realiza medida de concentração relativa (concentrações de sólidos ou porosidade) de materiais particulados em movimento;
- indica a direção real do movimento das partículas próximas aos pontos de medida.

A tomada de medida de velocidades de partículas foi fixada a uma altura de 7,78 cm em relação à entrada do leito e estritamente na parede do mesmo.

2.2 – METODOLOGIA NUMÉRICA

A geração de malha é citada frequentemente como a parte mais importante e que consome um maior tempo na análise de *CFD*. A qualidade da malha possui um papel direto na qualidade da análise, independente do tipo de resolvidor de fluxo usado. Adicionalmente, os códigos *CFD* serão mais robustos e eficientes ao usar uma malha bem construída.

2.2.1 - Obtenção das Malhas Computacionais e Condições de Contorno nas Simulações

Neste trabalho, a malha computacional foi obtida utilizando o *software* de construção de malha GAMBIT[®] 2.3.16. Este *software* disponibiliza uma interface com o *software* de fluidodinâmica computacional FLUENT[®] 13.0 e representa uma importante ferramenta que oferece vários recursos, os quais permitem a elaboração de malhas, desde configurações simples até modelos altamente sofisticados

Primeiramente foram confeccionadas malhas do um leito de jorro em três dimensões (mostrada na Figura 4), adotando as etapas supramencionadas e feito testes de independência de malha para garantir que não há influência das malhas nos resultados das

simulações. A Tabela 1 mostra a quantidade de células das três malhas construídas com refinamentos diferentes. Todas estas três malhas são do tipo estruturadas, feitas em três dimensões (3D), e com células totalmente hexaédricas como mostra a Figura 5 (malha em 3D do refino Tipo 2).

Após esta etapa, para cada uma das malhas citadas anteriormente, foram realizadas simulações numéricas, utilizando-se do resolvidor numérico FLUENT®13.0, de uma curva característica de um leito de jorro, a qual descreve a variação da queda de pressão na entrada do leito em função da velocidade de ar. As condições de contorno juntamente com os modelos utilizados no teste de independência de malhas e nas demais simulações realizadas neste trabalho são descritos na Tabela 2

Tabela 1 - Refino de malhas utilizado no teste de independência

REFINO	QUANTIDADE DE CÉLULAS
Tipo 1	26928
Tipo 2	57684
Tipo 3	105084

Uma vez obtida o refino ideal de malha, o passo seguinte foi usar a malha do meio leito no estudo de simulação da fluidodinâmica do meio leito de jorro, empregando a técnica de fluidodinâmica computacional. Para isso, foi empregado o modelo Euleriano Granular Multifásico, que é apresentado a seguir.

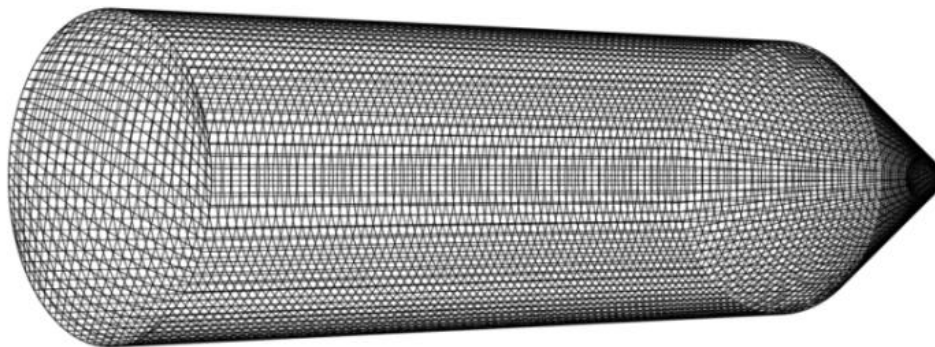


Figura 5 – Malha computacional do leito de jorro – refino tipo 2

Tabela 2 – Condições de contorno e modelos adotados nas simulações.

Condições de contorno	<u>Entrada do leito:</u> velocidade do ar (perfil parabólico) <u>Saída do leito:</u> pressão atmosférica <u>Parede:</u> velocidade igual a zero (<i>no slip</i>)
Métodos de Solução	<u>Esquema de acoplamento pressão velocidade:</u> <i>SIMPLE</i> <u>Método de discretização no espaço:</u> <i>UPWIND</i> de 1ª ordem <u>Formulação transiente:</u> implícita de 1ª ordem
Critério de Convergência	<u>Equações da Continuidade e do Movimento</u> (velocidades da fase dispersa e contínua nas direções de interesse): $1,0 \times 10^{-3}$
Modelo de Mistura	Euleriano Granular Multifásico
Viscosidade Granular	Syamlal&O'brien (1989)

Viscosidade Granular <i>Bulk</i>	Lunet <i>al</i> (1984)
Pressão de Sólidos	Lunet <i>al</i> (1984)
Função de Distribuição Radial	Lunet <i>al</i> (1984)
Limite Máximo de Empacotamento	0,63
Passo no tempo (<i>Time Step</i>)	1.10^{-4} s
Coeficiente de Restituição	0,9

2.2.2 - Desenvolvimento do Modelo Granular Euleriano Multifásico

Conforme descrito por Duarte *et al.* (2005), o modelo Granular Euleriano Multifásico mostrou-se adequado para simulação de fluidodinâmica em leito de jorro. Neste item, é descrito o referido modelo com as equações conservativas e constitutivas pertinentes (Equações 1-11) segundo Duarte *et al.* (2005).

Para o modelo Euleriano Granular Multifásico as fases gás e sólida são tratadas como mutuamente interpenetradas, fazendo-se necessário o uso do conceito de fração de volume para cada uma das fases envolvidas. As leis de conservação de massa e momentum devem ser satisfeitas para cada fase individualmente. Sendo assim, a descrição do fluxo multifásico incorpora as frações volumétricas de cada fase, denotadas aqui como α_y ou ε_y (O termo y aqui expresso representa tanto a fase fluida, q ou g , quanto a fase sólida, p ou s). A obtenção da equação de conservação pode ser feita pelo agrupamento médio do balanço local instantâneo para cada uma das fases ou pelo uso da teoria de mistura.

Equação da continuidade para a fase fluida q :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_q \rho_q) + \nabla g(\alpha_q \rho_q \vec{v}_q) = \sum_{p=1}^n \dot{m}_{pq} \quad (1)$$

Equação da continuidade para a fase sólida p :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_p \rho_p) + \nabla g(\alpha_p \rho_p \vec{v}_p) = \sum_{q=1}^n \dot{m}_{qp} \quad (2)$$

onde \vec{v}_q e \vec{v}_p são as velocidades das fase q e p , respectivamente; ρ_y é a densidade da fase y .

O termo $\dot{m}_{pq} = -\dot{m}_{qp}$ caracteriza a transferência de massa da $p^{\text{ésima}}$ para $q^{\text{ésima}}$ fase e (n) o número de fases (no caso de leito de jorro duas fases, uma fluida e uma particulada). No trabalho proposto será considerado nulo o termo do lado direito das Equações (1 e 2), ou seja, será considerada nula a transferência de massa entres as fases.

Em um primeiro momento é importante ressaltar que os modelos do tipo Euler-Euler, como é o caso do modelo Granular Euleriano Multifásico, considera a fase fluida contínua e a fase sólida como dispersa. A fase contínua é dita primária e a dispersa secundária. Nas equações a seguir, a notação q refere-se a fase primária, enquanto p a secundária. Portanto, será considerada a fase sólida como fase secundária (p) e a fase gasosa como primaria (q).

Balanço de momento para a fase fluida q :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_q \rho_q \vec{v}_q) + \nabla_i (\alpha_q \rho_q \vec{v}_q \vec{v}_q) = -\alpha_q \nabla p + \nabla_i \bar{\tau}_q + \sum_{p=1}^n (\bar{R}_{pq} + \dot{m}_{pq} \vec{v}_{pq}) + \alpha_q \rho_q (\bar{F}_{co} + \bar{F}_{lift,q} + \bar{F}_{vm,q}) \quad (3)$$

Balanco de momento para a fase sólida p:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_p \rho_p \vec{v}_p) + \nabla \cdot (\alpha_p \rho_p \vec{v}_p \vec{v}_p) = & -\alpha_p \nabla p - \nabla p_s + \nabla \cdot \bar{\tau}_p + \\ \alpha_p \rho_p (\bar{F}_{co} + \bar{F}_{lift,p} + \bar{F}_{vm,p}) + \sum_{l=1}^N (\mathcal{K}_{qp} (\vec{v}_q - \vec{v}_p) + \dot{m}_{qp} \vec{v}_{qp}) \end{aligned} \quad (4)$$

Sendo que: \bar{F}_{co} é a força externa do corpo, \bar{F}_{lift} é a força de ascensão, \bar{F}_{vm} é a força de massa virtual, \bar{R}_{pq} é a força de interação entre as fases e p é a pressão distribuída em todas as fases.

O termo $\bar{\tau}_q$ da Equação (6) representa o tensor de deformação da fase fluida q .

$$\bar{\tau}_q = \alpha_q \mu_q (\nabla \vec{v}_q + \nabla \vec{v}_q^T) + \alpha_q \left(\lambda_q - \frac{2}{3} \mu_q \right) \nabla_i \vec{v}_q \bar{I} \quad (5)$$

Aqui μ_q e λ_q são as viscosidades de cisalhamento e *bulk* da fase q , respectivamente. A Equação (3) deve considerar para o cálculo da força na interface (\bar{R}_{pq}), características do leito, tais como: diferentes valores de porosidade em regiões distintas do leito, tipo de atrito, pressão, coesão e outros efeitos, estando sujeita a seguinte condição: $\bar{R}_{pq} = -\bar{R}_{qp}$ e $\bar{R}_{qq} = 0$.

O termo de interação entre as fases é expresso pela Equação (6):

$$\sum_{p=1}^n \bar{R}_{pq} = \sum_{p=1}^n \mathcal{K}_{pq} (\vec{v}_p - \vec{v}_q) \quad (6)$$

onde $\mathcal{K}_{pq} = \mathcal{K}_{qp}$ é o coeficiente de troca de momento na interface.

Coeficiente de Troca Fluido(q)-Sólido(p)

Como mencionado anteriormente, o leito de jorro deve ser modelado como um sistema bifásico, com uma fase fluida (ar) e outra sólida (partículas). Para esta situação o coeficiente de troca sólido- fluido, \mathcal{K}_{pq} ou β_{pq} pode ser escrito da seguinte forma geral:

$$\mathcal{K}_{pq} = \frac{\alpha_p \rho_p f}{\tau_p} \quad (7)$$

onde f é definido de forma distinta para os diferentes modelos de coeficiente de troca (como descrito na seqüência), e τ_p , o tempo de relaxação da partícula, é definido como:

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18 \mu_q} \quad (8)$$

onde d_p é o diâmetro das partículas (fase sólida).

Todas as definições de f incluem o coeficiente de arraste (C_D) que é baseada no número de Reynolds relativo (Re_s). Este coeficiente de arraste difere entre os modelos de coeficientes de troca disponíveis na literatura, como Gidaspow *et al.* (1992) e alguns modelos híbridos serão adotados no presente trabalho.

A aplicação da teoria de fluxos granulares deve ser aplicada à modelagem do leito de jorro, sendo esta apresentada a seguir.

Equações de Fluxo Granular e Teoria Cinética

Um modelo multi-fluido granular é adotado para descrever o comportamento do fluxo em uma mistura fluido-sólido. As tensões da fase sólida são obtidas por analogia entre o movimento aleatório das partículas, devido às colisões entre as mesmas, e o movimento de moléculas de gás, levando em conta a não elasticidade da fase granular. A energia cinética associada às flutuações da velocidade da partícula é representada pela temperatura granular que é proporcional à metade do quadrado da velocidade das partículas.

Pressão de Sólidos

Para fluxos granulares em regime compressível (quando a fração volumétrica de sólidos é menor que o máximo valor permitido em torno de 0,63), a pressão de sólidos é calculada e usada para o termo gradiente de pressão, ∇p_s , na equação de momento para fase granular. Como existe uma distribuição de velocidade para as partículas, um parâmetro denominado de temperatura granular é introduzido ao modelo, e aparece na expressão para pressão de sólidos e viscosidades.

A pressão de sólidos é composta de um termo cinético e um segundo termo para colisões entre partículas:

$$p_s = \alpha_p \rho_p \theta_s + 2\rho_p (1 + e_{ss}) \alpha_p^2 g_{0,ss} \theta_s \quad (9)$$

onde e_{ss} é o coeficiente de restituição para colisões entre partículas, $g_{0,ss}$ é a função de distribuição radial, e θ_s é a temperatura granular. Neste trabalho será adotado um valor de 0,9 para e_{ss} , o qual é usualmente encontrado na literatura, mas o valor pode ser ajustado para se adaptar a um determinado tipo de partícula. A temperatura granular, θ_s , é proporcional à energia cinética da partícula, e será descrita nesta seção. A função $g_{0,ss}$ é uma função de distribuição que governa a transição da condição de compressibilidade ($\alpha < \alpha_{p,max}$) onde o espaço entre as partículas sólidas pode continuar a diminuir, para a condição de incompressibilidade com $\alpha = \alpha_{p,max}$, onde não pode ocorrer mais diminuição nessa variável.

Temperatura Granular

Assim como para gases tem-se a temperatura termodinâmica, pode se introduzir o conceito de temperatura granular (θ_s) para sistemas particulados como uma medida da flutuação da velocidade das partículas.

$$\theta_s = \frac{1}{3} (v_p^2) \quad (10)$$

A temperatura granular para a fase sólida é proporcional a energia cinética do movimento aleatório das partículas. A equação do transporte obtida da teoria cinética tem a forma:

$$\frac{3}{2} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\rho_p \alpha_p \theta_s) + \nabla_i (\rho_p \alpha_p \bar{v}_p \theta_s) \right] = (-\rho_s \bar{I} + \bar{\tau}) : \nabla \bar{v}_p + \nabla_i (k_{\theta_s} \nabla \theta_s) - \gamma_{\theta_s} + \phi_{qp} \quad (11)$$

onde:

$$(-\rho_s \bar{I} + \bar{\tau}) : \nabla \bar{v}_s = \text{geração de energia pelo tensor de tensão de sólido}$$

$k_{\theta s} \nabla \theta_s$ = energia de difusão ($k_{\theta s}$ é o coeficiente de difusão)

$\gamma_{\theta s}$ = energia de dissipação devido à colisão

ϕ_{qp} = troca de energia entre a fase fluida e a fase sólida.

2.2.3 - Modelos de arraste

A troca de momento entre as fases, é baseada no coeficiente de troca fluido-sólido K_{qp} . Foram utilizados modelos convencionais da literatura, além de outros modelos híbridos propostos pelos autores deste trabalho.

Modelo de Gidaspow et al. (1992)

Este modelo é a combinação de outros dois modelos, de Ergun (1952) e de Wen & Yu (1966), sendo a utilização de um ou outro dependente da faixa de fração volumétrica de sólidos. O cálculo de C_D (coeficiente de arraste) é dependente do Re (número de Reynolds) sendo que, para valores altos de Re o valor de C_D permanece praticamente constante.

Para $\varepsilon_g \leq 0,8$

$$\beta_{Ergun} = 150 \frac{\varepsilon_s (1 - \varepsilon_g) \mu_g}{\varepsilon_g d_p^2} + 1,75 \frac{\rho_g \varepsilon_s |\bar{v}_g - \bar{v}_p|}{d_p} \quad (12)$$

Para $\varepsilon_g > 0,8$

$$\beta_{Wen-Yu} = \frac{3}{4} C_D \frac{\varepsilon_s \varepsilon_g \rho_g |\bar{v}_g - \bar{v}_p| \varepsilon_g^{-2,65}}{d_p} \quad (13)$$

Com as seguintes condições para Re_r ,

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{(Re_r \varepsilon_g)} [1,0 + 0,15 (Re_r \varepsilon_g)^{0,687}] & \text{para } Re_r \leq 1000 \\ 0,44 & \text{para } Re_r > 1000 \end{cases} \quad (14)$$

Sendo,

$$Re_r = \frac{\rho_g |\bar{v}_g - \bar{v}_p| d_p}{\mu_g} \quad (15)$$

Porém Gidaspow após publicar este modelo, verificou que existe uma descontinuidade na transição do regime mais concentrado, onde se utiliza o modelo de Ergun (1952), e o regime diluído, onde se utiliza o modelo de Wen & Yu (1966). Então foi proposto uma função de transição (Gidaspow, 1994) que é dada pela equação a seguir:

$$\beta = (1 - \varphi_{gS}) \beta_{Ergun} + \varphi_{gS} \beta_{Wen-Yu} \quad (16)$$

Sendo,

$$\varphi_{gs} = \frac{\arctan[1,75(0,2 - \varepsilon_s)150]}{\pi} + 0,5 \quad (17)$$

Modelo de Gidaspow et al. (1992), simplificação

Sabe-se que o modelo de Gidaspow et al. (1992) pode operar tanto em fase diluída como em fase densa, logo ao observar a equação da fase diluída (Wen&Yu, 1966), nota-se que à medida que a fração volumétrica de ar (α_g) aumenta de 0,99 à 1, sua influencia pode ser negligenciada nos cálculos, então se adota esse parâmetro da equação como igual a 1 para facilitar nos cálculos numéricos. Logo a equação simplificada torna-se assim:

$$\beta_{(>0.99)} = \frac{3}{4} C_D \alpha_p \rho_g \frac{|v_p - v_g|}{d_p} \quad (18)$$

Modelo de Gidaspow et al. (1992) contido no Manual do software Ansys FLUENT 13.0

O modelo de Gidaspow contido no manual do software ANSYS Fluent 13.0 é escrito de forma similar ao modelo de Gidaspow et al. (1992), exceto pelo fato de não haver uma dependência entre o coeficiente de arraste e o número de Reynolds.

Modelo de Mckeen&Pugsley (2003)

O modelo de Mckeen&Pugsley (2003) é um modelo de arraste específico para regiões onde existe uma alta concentração de partículas, ou seja, a região anular do leito de jorro. Pode-se empregar o modelo para qualquer faixa de Reynolds. Sua equação é descrita abaixo:

$$\beta_{McKeen} = C \left(\frac{17,3}{Re_p} + 0,336 \right) \frac{\rho_g |v_p - v_g|}{d_p} \alpha_p \alpha_g^{-1,8} \quad (19)$$

O parâmetro C na equação acima é denominado de fator de escala e leva em consideração os efeitos das forças coesivas interpartículas devido ao fenômeno de aglomeração. Em virtude de as partículas utilizadas no presente trabalho serem esferas de vidro, o fator C foi considerado igual a 1, visto que o material não sofre aglomeração.

Modelo de Cao et al (2009)

Cao et al. (2009) propuseram um modelo contendo uma região de fase densa ($\alpha_g \leq 0,8$) e de fase sub-densa ($0,8 < \alpha_g \leq 0,933$), na qual o modelo de arraste de Ergun (1952) (Equação 12) e o modelo de arraste de Cao et al. (2004) (Equação 20) são empregados, respectivamente. Para a região contendo uma fase diluída ($0,99 < \alpha_g \leq 1,0$) e sub-diluída ($0,933 < \alpha_g \leq 0,99$) os modelos de arraste de Schiller e Naumann (1935) (Equação 21) e Wen&Yu (1966) (Equação 13) são empregados, respectivamente.

$$\beta_{Cao} = \frac{5}{72} C_D \frac{\alpha_p \alpha_g \rho_g |\bar{v}_p - \bar{v}_g|}{d_p (1 - \alpha_g)^{0,293}} \alpha_p^{-2,65} \text{ para } 0,80 < \alpha_g < 0,933 \quad (20)$$

$$\beta_{Sc-Na} = \frac{3}{4} C_D \frac{\alpha_p \rho_g |\bar{v}_p - \bar{v}_g|}{d_p} \text{ para } 0,99 < \alpha_g < 1,00 \quad (21)$$

Sendo o coeficiente de arraste dado pela Equação 17.

Modelo de Zhanget al (2006)

Zhanget al. (2006), diferentemente dos demais autores, desenvolveram um modelo que leva em consideração não somente a influência da fração volumétrica de sólidos, mas também, os efeitos de flutuação randômica das partículas (representada pela temperatura granular, θ_s). Este modelo é semelhante ao desenvolvido por Gidaspow et al. (1992) exceto que, agora, o efeito da temperatura granular é levando em consideração.

$$\beta_{Zhang-1} = \frac{3}{4} C_D \frac{\alpha_g \rho_g}{d_p} \left[\left| \overline{v_p} - \overline{v_g} \right|^2 + 8 \frac{\theta_p}{\pi} \right]^{-1/2} \alpha_g^{-2,65} \text{ para } \alpha_g \geq 0,80 \quad (22)$$

$$\beta_{Zhang-2} = 150 \frac{\alpha_p (1-\alpha_g) \mu_g}{\alpha_g d_p^2} + 1,75 \frac{\alpha_p \rho_g}{d_p} \left[\left| \overline{v_p} - \overline{v_g} \right|^2 + 8 \frac{\theta_p}{\pi} \right]^{-1/2} \text{ para } \alpha_g < 0,80 \quad (23)$$

Sendo o coeficiente de arraste dado por:

$$C_D = \left(0,28 + \frac{6}{\sqrt{\text{Re}_r}} + \frac{21}{\text{Re}_r} \right) \quad (24)$$

Modelos de arraste contendo modificações propostas pelos autores (M1, M2 e M3):

M1 – O modelo de arraste proposto por Zhanget al. (2006) utiliza para o cálculo do coeficiente de arraste (C_D) uma expressão empregada para uma única partícula, obtida experimentalmente por Kürten et al. (2010). Ao invés desta expressão, os autores do presente trabalho propõem, como única modificação do modelo de Zhanget al. (2006), baseados no trabalho de Clift et al. (1978), a forma empírica largamente empregada para o coeficiente de arraste (Equação 12) utilizada, dentre outros, no modelo de Gidaspow et al. (1992).

M2 – Para a região de alta porosidade ($\alpha_g \geq 0,8$) os autores propõe a utilização do modelo de Mckeen&Pugsley (2003) (Equação 19), e para uma região de baixa porosidade ($\alpha_g < 0,8$) o modelo de Ergun (1952) (Equação 12).

M3 – Uma modificação no modelo de Gidaspow et al. (1992) é proposta sendo que, para uma região contendo uma fase diluída ($\alpha_g \geq 0,8$) e sub-diluída ($0,8 < \alpha_g \leq 0,6$) os modelos de arraste de Wen&Yu (1966) (Equação 13) e Mckeen&Pugsley (2003) (Equação 19) são empregados, respectivamente. Para a região contendo uma fase densa ($\alpha_g < 0,6$) o modelo de arraste de Ergun (1952) (Equação 12) continua sendo empregado. O coeficiente de arraste é dado pela Equação 14.

Vale ressaltar que todos os modelos de arraste investigados no presente trabalho, exceto o modelo de Gidaspow et al. (1992) (já disponibilizado no software Ansys FLUENT® 13.0), foram implementados em linguagem C++ e compilados no próprio software em forma de UDF (*UserDefinedFunction*).

6- RESULTADOS E DISCUSSÕES

6.1 – TESTES DE INDEPENDENCIA DE MALHA

Conforme explicitado nos objetivos, o primeiro tópico desta etapa foi o teste de

independência de malha em 3D de um leito de jorro para a estabilidade e não influencia das malhas nas simulações futuras de dados experimentais.

Para cada condição de velocidade de ar foram simulados 15 segundos sendo eliminados os primeiros 5 segundos e realizado uma média para os 10 segundos restantes. Logo, no total foram simulados 600 segundos para cada configuração de malha, com altura estática de 12 cm de esfera de vidro, a qual possui densidade de 2460kg/m^3 e diâmetro médio de 1,29mm.

As curvas características de um leito de jorro simuladas com as malhas de configurações 1, 2 e 3 (Tabela 1) são dispostas na Figura 6.

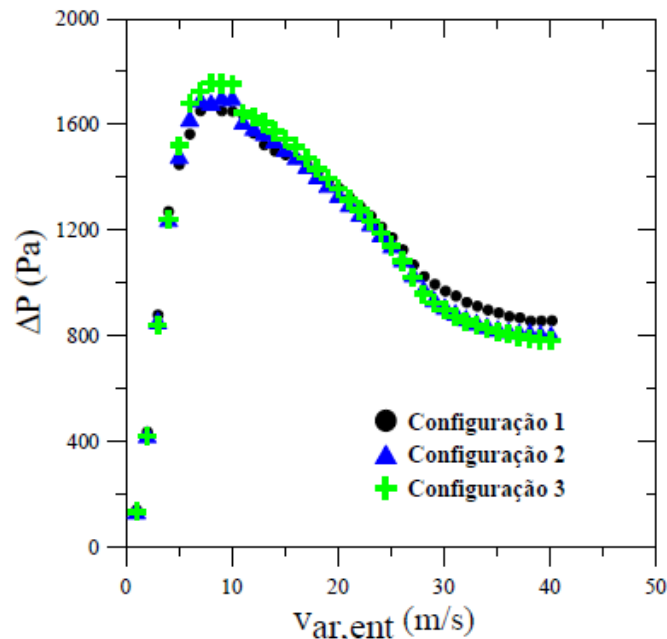


Figura 6 – Teste de independência de malha

Pelos resultados das simulações pode-se verificar que a variação da queda de pressão do refino 1 é relativamente grande em relação a 2 e 3. Porém o refino 2 e 3 tem uma variação na queda de pressão muito baixa, principalmente para velocidades de entrada de ar (v_{ar}) altas, que é a região que se deseja trabalhar (jorro em fase diluída). Então entre o refino 2 e 3 foi escolhida o refino 2 pelo menor esforço computacional. A malha desta configuração foi mostrada na Figura 5.

6.2 – ESTUDOS DOS MODELOS DE ARRASTE

Os modelos de arraste existentes no *software* Ansys FLUENT 13.0 podem não ser os mais precisos para o cálculo do arraste no regime de jorro em fase diluída. Então para efeito de otimização desta parte dos cálculos, foi estudado modelos de arraste híbridos, além dos convencionais como o de Gidaspow *et al.* (1992) e o Gidaspow (1994) contido no manual do *software* Ansys FLUENT 13.0.

O modelo de arraste de Gidaspow (1994), já se encontra implementado no *software* Ansys FLUENT 13.0. Os demais modelos foram implementados através do uso de

UDF, as quais foram escritas em linguagem C++, cujos códigos são extremamente complexos de construir.

Para as simulações dos modelos de arraste convencionais, foram testados o modelo Gidaspow *et al.*(1992) da literatura e Gidaspow *et al.*(1992) contido no manual do *software* Ansys FLUENT 13.0. Então foram simulados curvas características de dados experimentais obtidos pela sonda óptica com uma altura de 12 cm e esferas de 1,29 mm e 2,18 mm. Os resultados das simulações destes modelos para esfera de 1,29 mm e para esfera de 2,18 mm são mostrados na Figura 7.a e Figura 7.b, respectivamente.

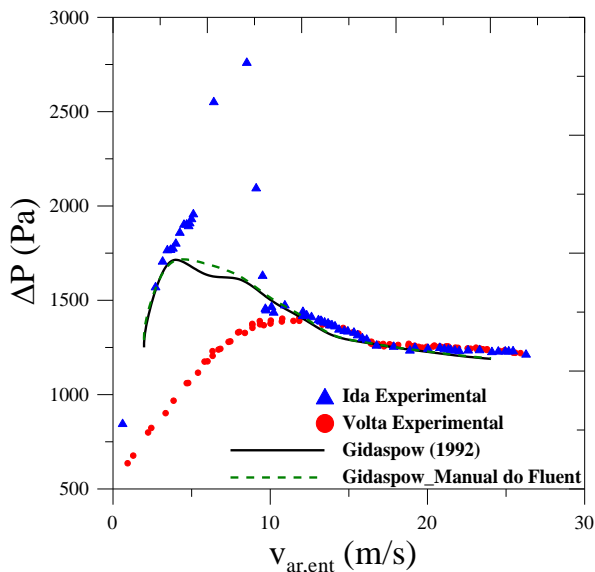


Figura 7.a – Curvas características para esfera de 1,29 mm de diâmetro

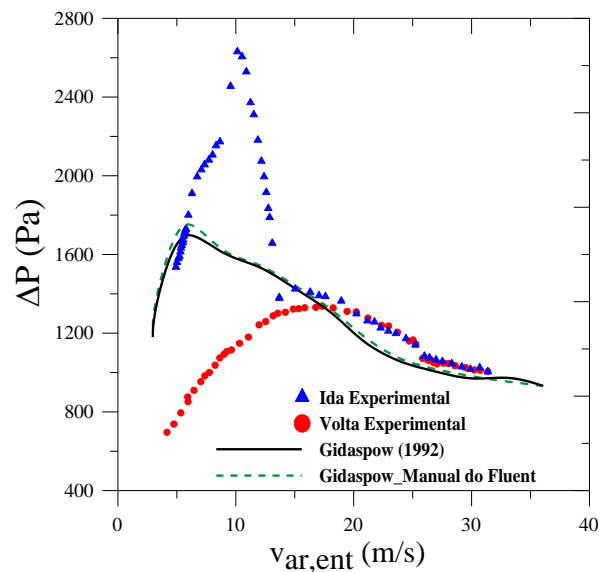


Figura 7.b – Curvas características para esfera de 2,18 mm de diâmetro

Observa-se que, para ambos os modelos de arraste utilizados, houve uma satisfatória concordância entre os valores simulados e experimentais, na região de jorro ($v_{ar,ent} > 10$ m/s para diâmetro de 1,29 mm e $v_{ar,ent} > 15$ m/s para diâmetro de 2,18 mm)

As pequenas diferenças entre os resultados simulados dos dois diferentes modelos em velocidades relativamente baixas podem ser devido à ausência da dependência de C_D com o número de Reynolds no modelo de Gidaspow *et al.*(1992) utilizado pelo *software* como explicado anteriormente.

Com o intuito de avaliar os outros diferentes modelos de arraste, inclusive os híbridos, foram simulados perfis radiais de velocidade de sólidos (esferas de vidro) a três diferentes alturas em relação à entrada do leito: 5,28 cm, 7,78 cm e 14,78 cm e comparados com os perfis medidos experimentalmente nas mesmas condições. As Figuras 8 e 9 mostram os perfis de velocidade simulados e experimentais para velocidade de ar à entrada do leito de 33 e 36 m/s, respectivamente.

Observa-se, a partir dos perfis experimentais e simulados apresentados nas Figuras 8 e 9 que, independente do modelo de arraste utilizado, a maior velocidade se dá no centro do leito sendo esta diminuída gradativamente à medida que se aproxima da região anular, exceto para quando a medida de perfis na região de fonte, que corresponde a uma altura de 14,78 cm da

entrada do leito. Esta região é de grande oscilação, pois é uma região de inversão de velocidade da partícula. Por isso o comportamento diferente das demais e seu desvio com relação aos resultados simulados.

Nota-se, também que, independente da condição de velocidade de ar à entrada do leito, as velocidades de sólidos na região de jorro diminuem com o aumento da distância axial (altura em relação à entrada do leito).

Analisando o comportamento dos modelos já existentes na literatura, verifica-se que o modelo de Zhang *et al.* (2006) mostra um comportamento semelhante ao experimental, porém ele subestima a velocidade das partículas na região de jorro, o que não é bom para o uso em regimes de jorro diluído. Já o modelo de Gidaspow *et al.* (1992) e Cao *et al.* (2009) geram resultados parecidos e têm uma boa aproximação em relação ao experimental, tanto que o modelo de Gidaspow *et al.* (1992) vem sendo utilizado como modelo de arraste padrão em *softwares* de CFD existentes.

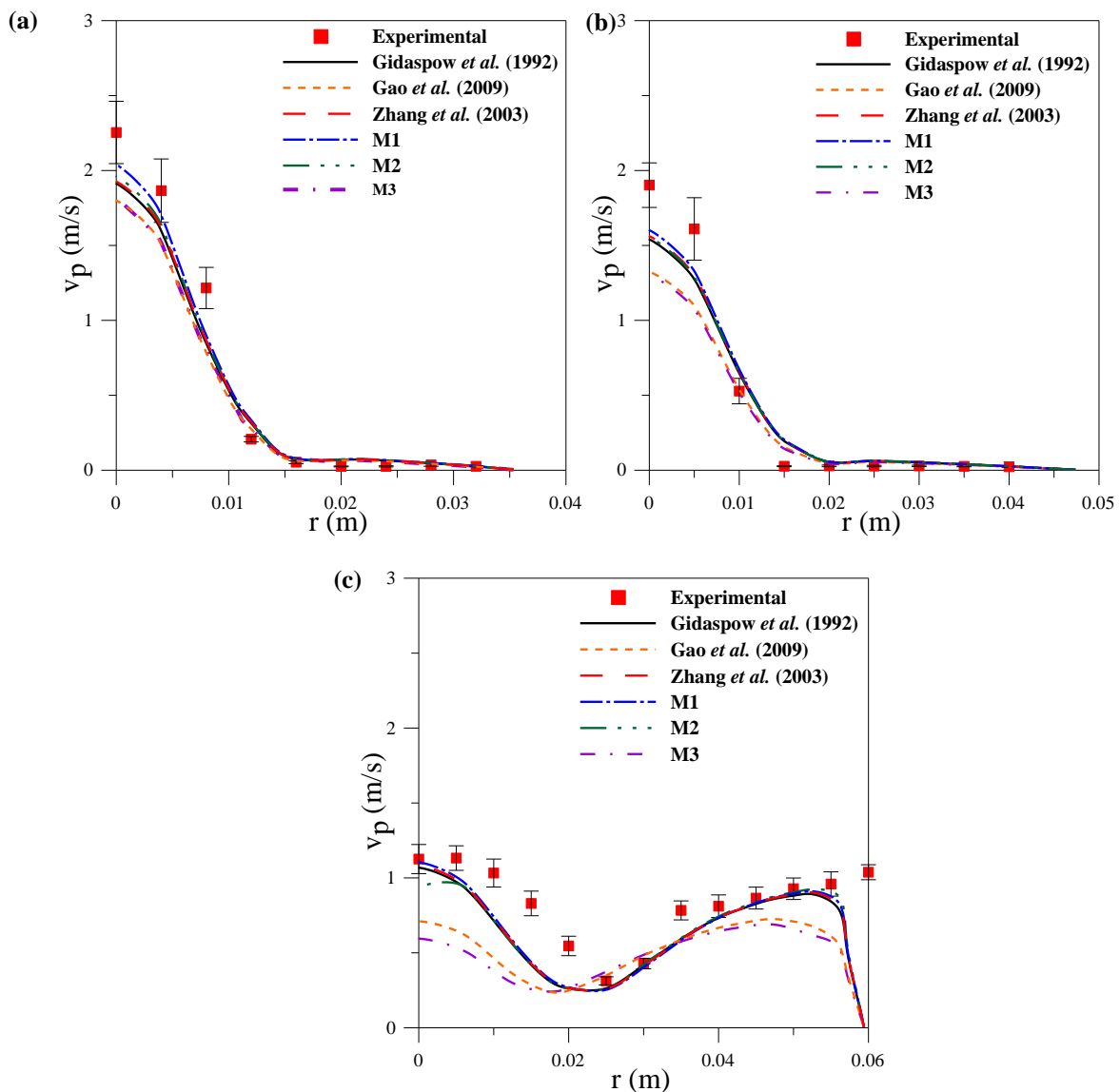
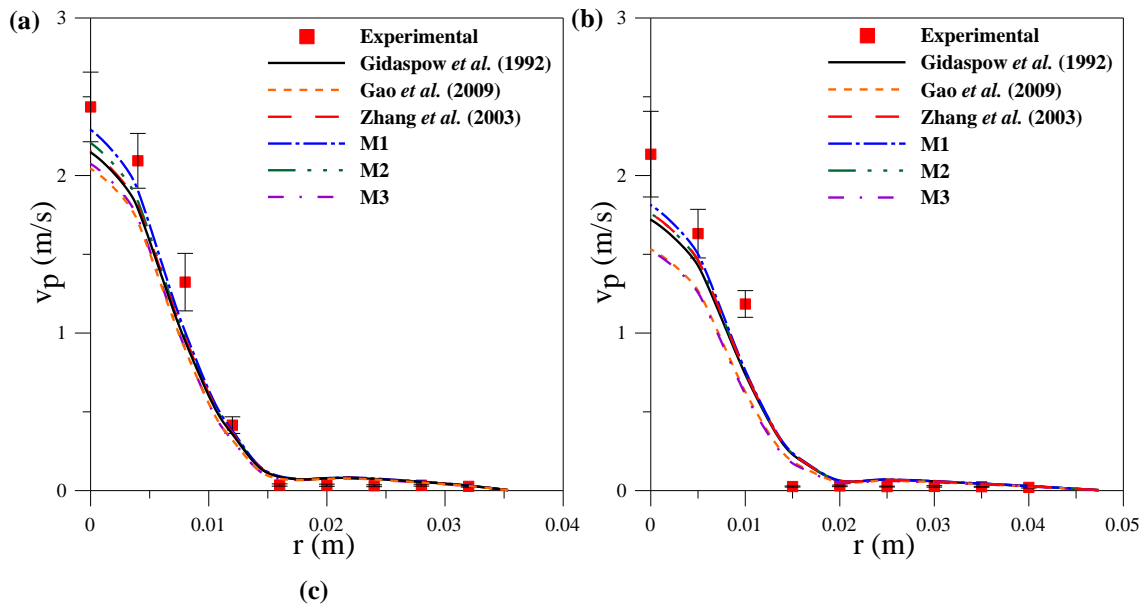


Figura 8 – Perfis radiais de velocidade de sólidos a uma altura em relação à entrada do leito de: (a) 0,0528m; (b) 0,0778m; (c) 0,1478m (região de fonte) e velocidade de ar de 33 m/s.

De acordo com Zhanget *al.* (2006), a equação original fenomenológica de Ergun(1952) é baseada em observações experimentais sobre um leito fixo onde as partículas não possuem movimento. Se ela é estendida para o caso do movimento de partículas, não somente a fração volumétrica das partículas, mas também a flutuação de velocidade randômica das partículas individuais deve ser levada em consideração. O trabalho de Wen&Yu (1966) também somente leva em consideração o efeito da porosidade sobre a força de arraste.

Os modelos híbridos simulados apresentaram um comportamento semelhante ao experimental e apresentaram uma boa convergência numérica durante as simulações. O modelo M3 subestimou bastante a velocidade das partículas na região de jorro, mostrando que o modelo de Mckeen&Pugsley (2003) utilizado na região sub-diluída ($0,8 < \alpha_g \leq 0,6$), pode não ser o mais apropriado, o que pode ser visto no modelo M2 na qual o modelo de Mckeen&Pugsley (2003) foi utilizado na região de alta porosidade ($\alpha_g \geq 0,8$) gerando resultados satisfatórios, em alguns casos melhor até que o modelo de Gidaspow *et al.*(1992). O modelo M1 foi o que mais se aproximou dos resultados experimentais, já que em seus cálculos foi incluído um novo parâmetro, os efeitos de flutuação randômica das partículas (temperatura granular, θ_s). Neste modelo, diferenciando do modelo de Zhanget *al* (2003) (que gerou resultados ruins), o coeficiente de arraste é calculado não para uma única partícula, mas sim pelo modelo de arraste de Gidaspow *et al.*(1992), logo juntamente com os efeitos da temperatura granular este modelo se torna o mais adequado para se usar próximo da região de jorro.



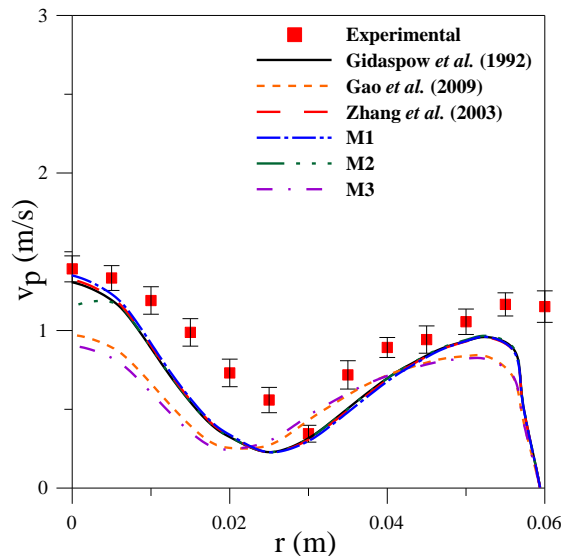


Figura 9 – Perfis radiais de velocidade de sólidos a uma altura em relação à entrada do leito de: (a) 0,0528m; (b) 0,0778m; (c) 0,1478m (região de fonte) e velocidade de ar de 36 m/s.

7- CONCLUSÕES

Na abordagem Euler-Euler para escoamento gás-sólido, a força de arraste média mostrou possuir um papel essencial no acoplamento das fases gás e particulada. Na medida em esta força de arraste possui um considerável efeito sobre as características previstas do escoamento, torna-se importante a utilização de uma expressão disponível mais precisa possível. A força de arraste média não necessita somente da incorporação da influencia da fração volumétrica de sólidos, mas, também, do efeito da flutuação randômica do movimento das partículas.

Pelos resultados gerados, pode-se concluir que todos os modelos estudados, tanto os da literatura quando os híbridos geram um comportamento dos perfis de velocidade radial semelhantes ao experimental, porém os modelos de Zhanget al. (2003) e M3 subestimam bastante os valores de velocidade na região de jorro, o modelo de Gidaspow et al.(1992) e Caoet al. (2009) geraram resultados semelhantes, porém com desvios grandes em relação ao experimental. O modelo M2 gerou melhores resultados que o Gidaspow et al.(1992) que é o modelo mais utilizado para o calculo de arraste de partículas, devido ao incremento do modelo de Mckeen&Pugsley (2003) que é próprio para regiões de alta porosidade e o modelo M1 foi o que gerou melhores resultados, obtendo resultados bem próximos ao experimental devido o uso de um novo parâmetro, temperatura granular, e o uso de um coeficiente de arraste do modelo de Gidaspow et al.(1992).

Em suma, o modelo M1 pode ser utilizado para simular o arraste de partículas em um leito de jorro com regime de jorro diluído, ao invés do modelo de Gidaspow et al.(1992) que é utilizado como padrão em vários *softwares* de CFD, devido a sua maior complexidade e melhores resultados de campos de velocidade na região de jorro.

9- REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- CAO, B., GAO, J., ZHANG, P., ZHENG, X., & XU, C.; *Numerical simulation on the gas-particle flows in FCC regenerator*. In the second international symposium on multiphase, non-Newtonian and reacting flows', China, 04 Hangzhou, 2004.
- CLIFT, R.; GRACE, J. R.; WEBER, M. E., *Bubbles, drops and particles*, Academic Press, New York, 1978.
- DU, W.; BAO, X.; XU, J.; WEI, W. *Computational Fluid Dynamics (CFD) Modeling of Spouted Bed: Assessment of Drag Coefficient Correlations*. Chem. Eng. Sci. Vol. 61, 2006, p. 4558.
- DUARTE, C. R.; MURATA, V. V.; BARROZO, M. A. S.; *A Study of the Fluid Dynamics of the Spouted Bed Using CFD*. Brazilian Journal of Chemical Engineering, Vol. 22, n. 2, 2005, p. 263-270.
- EPSTEIN, N.; *Introduction and Overview*. Can. J. Chem. Eng., Vol 70, 1992, p. 833. doi:10.1002/cjce.5450700502
- ERGUN, S.; *Fluid flow through packed columns*, Chem. Eng. Prog., Vol 48(2), 1952, p. 89-94.
- GIDASPOW, D., *Multiphase Flow and Fluidization*, Academic Press, San Diego – 1994.
- GIDASPOW, D.; BEZBURUAH, R.; DING, J.; *Hydrodynamics of circulating fluidized beds, kinetic theory approach in fluidization*, Proceedings of the 7th Engineering Foundation Conference on Fluidization, 1992, p. 75-82.
- KUERTEN, J. G. M.; VAN DER GELD, C. W. M.; GEURTS, B. J.; *Enhanced Bubble Migration in Turbulent Channel Flow by an Acceleration-Dependent Drag Coefficient, Turbulence and Interactions*, Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, Volume 110, 2010, pp 255-261
- LUN, C. K. K.; SAVAGE, S.B.; JEFREY D.J.; CHEPURNIY, N.; *Kinetic Theories for Granular Flow: Inelastic Particles in Flow and Slightly Inelastic Particles in a General Flow Field*, J. Fluid Mech, Vol. 140, 1984, p. 223-256.
- MARKOWSKY, A.; *Drying Characteristics in a Jet Spouted Bed Dryer*. Can. J. Chem. Eng., Vol. 70, 1992, p. 938.
- MATHUR, K. B. AND GISHLER, N., *A Technique for Contacting Gases with Coarse Solid Particles*, AIChE Journal, Vol. 1, 1955, p.157-164.
- MATHUR, K. B.; EPSTEIN, N.; *Spouted Beds*, Academic Press Inc. LTD., New York, 1974, p. 304.

- MCKEEN, T. & PUGSLEY, T.; *Simulation and experimental validation of a freely bubbling bed of FCC catalyst*, Powder Technology, Vol129, 2003,p. 139–152.
- OLAZAR, M.; SAN JOSE, M. J.; AGUAYO, A. T.; ARANDES, J. M.; BILBAO, J.; *Stable Operational Conditions for Gas-solid Contact Regimes in Conical Spouted Beds*. Ind. Eng. Chem. Res., Vol 31, 1992 p. 1784.
- SCHILLER, L.; NAUMANN, Z., *A drag coefficient correlation*, Ver. Deutsch. Ing. Vol77, 1935, p. 318.
- SYAMLAL, M.; O'BRIEN, T. J.; *Computer simulation of bubbles in a fluidized bed*, AIChESymp.Series. Vol85, 1989, p.22-31.
- TAKEUCHI, S.; WANG, X. S.; RHODES, M. J.; *Discrete Element Study of Particle Circulation in a 3-D Spouted Bed*. Chem. Eng. Sci. Vol. 60, 2005, p.1267.
- TAKEUCHI, S.; WANG, X. S.; RHODES, M. J.; *Discrete Element Method Simulation of Three-Dimensional Conical-Base Spouted Beds*. Powder Technol. Vol. 184, 2008, p.141.
- VIEIRA NETO, J. L.; DUARTE, C. R.; MURATA, V. V.; BARROZO, M. A. S.; *Effect of a Draft Tube on the Fluid Dynamics of a Spouted Bed: Experimental and CFD Studies*. Drying Tech., Vol 26, 2008, p.299.
- WEN, C.Y.; YU, Y.H.; *Mechanics of fluidization*. Chem. Eng. Prog.Symp.Series. Vol62, 1966, p.100-111.
- WU, Z.; MUJUMDAR, A. S.; *CFD Modeling of the Gas-Particle Flow Behavior in Spouted Beds*. Powder Technol. Vol. 183, 2008, p.260.
- ZHANG, M.; ZHONG, W.; CHEN, X.; *Hydrodynamic Characteristics of Spout-Fluid Bed: Pressure Drop and Minimum Spouting/ Spout-fluidizing Velocity*. Chem. Eng. J., Vol. 118, 2006, p.37.