

Influência do Coeficiente de Especularidade na simulação computacional do escoamento gás-sólido no Ciclone de um Leito Fluidizado Circulante

RESUMO

Apresenta-se, neste trabalho, um estudo sobre o comportamento fluidodinâmico do escoamento interno gás-sólido em um ciclone com entrada tangencial, acoplado a um leito fluidizado circulante, em função da variação do coeficiente de especularidade associado à interação das partículas com as superfícies do separador. Para isso, o método dos volumes finitos foi aplicado por meio do programa computacional ANSYS®Fluent® v. 19.2, a fim de resolver as equações governantes do escoamento multifásico descrito pela abordagem Euleriana-Euleriana com o uso da Teoria Cinética do Escoamento Granular (KTGF). Os modelos de Gidaspow, Schaeffer e k-epsilon foram empregados para traduzir os efeitos do arrasto, da viscosidade friccional e da turbulência, respectivamente. Os resultados das simulações foram confrontados com dados experimentais de pressão estática e da eficiência de separação de partículas em um ciclone de mesma geometria, conectado a uma unidade de leito fluidizado circulante em escala de laboratório e operada em condições atmosféricas.

PALAVRAS-CHAVE: Escoamento gás-sólido; Fluidodinâmica computacional; Ciclone; Coeficiente de especularidade; Leito fluidizado circulante.

Vitor Otávio Ochoski Machado
vitorvoom@hotmail.com
<http://orcid.org/0000-0003-2232-6629>
Universidade Tecnológica Federal do Paraná (UTFPR), Ponta Grossa, Paraná, Brasil.

Pedro Elias Muniz Peres
pedroperes.1994@alunos.utfpr.edu.br
<https://orcid.org/0000-0001-7713-2296>
Universidade Tecnológica Federal do Paraná (UTFPR), Ponta Grossa, Paraná, Brasil.

Maria Regina Parise
parise@utfpr.edu.br
<https://orcid.org/0000-0003-0983-2519>
Universidade Tecnológica Federal do Paraná (UTFPR), Ponta Grossa, Paraná, Brasil.

Jhon Jairo Ramírez Behainne
jhon@utfpr.edu.br
<https://orcid.org/0000-0002-2034-0411>
Universidade Tecnológica Federal do Paraná (UTFPR), Ponta Grossa, Paraná, Brasil.

INTRODUÇÃO

O ciclone é um dispositivo amplamente utilizado em sistemas de leito fluidizado circulante (LFC) para separar as partículas transportadas pela corrente gasosa na saída da coluna de fluidização rápida, aliando baixos custos de fabricação e operação com alta eficiência e adaptabilidade a diferentes condições operacionais (RAOUFI; SHAMS e KANANI, 2009). Apesar da sua simplicidade construtiva e operacional, o ciclone é um elemento chave no funcionamento de diversos sistemas de LFC. Em caldeiras de fluidização rápida, por exemplo, este dispositivo influencia na eficiência da combustão, na redução da produção de NO_x , na otimização do consumo de calcário e na eficiência da dessulfurização dos gases de exaustão (BASU, 2006; RAOUFI, SHAMS e KANANI, 2009).

A compreensão da fluidodinâmica gás-sólido em ciclones acoplados a sistemas de LFC continua sendo um dos aspectos mais importantes na busca por melhorias do seu rendimento operacional nas suas diversas aplicações. Nos últimos anos, isso tem sido facilitado pelo avanço no poder de processamento dos computadores, com os quais sistemas multifásicos gás-sólido podem ser estudados via fluidodinâmica computacional (CFD – *Computational Fluid Dynamics*), demandando cada vez menos tempo de simulação.

A análise via CFD em sistemas multifásicos gás-sólido pode ser realizada a partir de duas abordagens: a Lagrangiana, que trata os particulados como um sistema discretizado; e a Euleriana, que os assume como um meio contínuo. A primeira, apesar de fisicamente mais próxima à realidade e, aparentemente, mais difundida em estudos que consideram somente o ciclone, como ressaltado por Dias (2009), gera um custo computacional maior (VAN WACHEM *et al.*, 2001; CHIESA *et al.*, 2005). Dessa forma, para sistemas com um número elevado de partículas e de volumes de controle na malha computacional, como os circuitos integrados de LFC, ainda se prefere a abordagem Euleriana, como demonstrado nos trabalhos apresentados por Wang *et al.* (2014), Guan *et al.* (2016), Yu *et al.* (2018) e Liu, Zhang e Wang (2019).

A interação entre as fases gasosa e sólida se dá pela troca de *momentum* resultante da ação do arrasto, existindo diferentes alternativas para a modelagem desse fenômeno. Atualmente, modelos mais completos, que consideram a formação de estruturas heterogêneas no escoamento, como os fundamentados na teoria de minimização de energia multi-escala (EMMS – *Energy Minimization Multi-Scale*), já são empregados com sucesso na descrição de sistemas de LFC. Estes modelos foram utilizados nos trabalhos de Lu *et al.* (2013), Wang *et al.* (2014) e Liu, Zhang e Wang (2019). Todavia, os modelos que consideram o escoamento homogêneo, como o de Gidaspow, de 1994, ainda são amplamente aplicados, como verificado nos trabalhos apresentados por Seo *et al.* (2011), Guan *et al.* (2016), Wang *et al.* (2017) e Wang *et al.* (2018).

Apesar do fenômeno da turbulência ser importante na representação da fluidodinâmica do ciclone, e, portanto, ser preferida a utilização de modelos mais robustos em simulações desse componente em separado, para simulações de sistemas de LFC integrados observa-se frequentemente o emprego do modelo padrão $k-\epsilon$, como demonstrado por Seo *et al.* (2011), Guan *et al.* (2016) e Yu *et al.* (2018).

No que diz respeito à descrição das interações entre as fases e as paredes, para a fase gasosa, a condição de não deslizamento é unanimidade; todavia, para a fase sólida, ainda há campo para discussão. A condição de contorno proposta por Johnson e Jackson (1987) é comumente utilizada para os sólidos, sendo aplicada nos trabalhos de Zhang *et al.* (2008), Seo *et al.* (2011), Wang *et al.* (2014), Guan *et al.* (2016), Yu *et al.* (2018), dentre outros. Essa modelagem permite avaliar a velocidade de deslizamento entre o particulado e a parede por meio de um balanço de forças. Entretanto, uma das variáveis dessa condição de contorno ainda deixa espaço para ajustes, o coeficiente de especularidade (φ). Este parâmetro traduz o comportamento da partícula após a colisão com as paredes, de forma que se for nulo, a colisão é perfeitamente especular, ou seja, o ângulo de reflexão é igual ao de incidência. Por outro lado, se esse coeficiente for igual à unidade, a reflexão se dá de forma perfeitamente difusiva (JOHNSON e JACKSON, 1987).

Em trabalhos sobre ciclones, como os apresentados por Raoufi, Shams e Kanani (2009), Dias (2009) e Kinkar, Dhote e Chokkar (2015), o valor empregado para o coeficiente de especularidade não é informado. Para estudos do sistema de LFC integrado, Zhang *et al.* (2008, 2010) e Liu, Zhang e Wang (2019) adotaram para essa variável um valor igual a 0,6, e Wang *et al.* (2014), de 0,55, para todos os componentes do circuito. Já, em estudos da coluna de fluidização rápida (*riser*) do sistema de LFC, autores como Almuttahir e Taghipour (2008), Zhou *et al.* (2013) e Upadhyay e Park (2015) relataram que valores de φ próximos de 0 resultam em condições mais próximas da realidade.

Assim, visando contribuir para o avanço no estudo de sistemas de leito fluidizado circulante via ferramentas de CFD, esse trabalho tem como objetivo verificar a influência do coeficiente de especularidade na fluidodinâmica de um separador gás-sólido do tipo ciclone, confrontando os resultados obtidos de variação de pressão e de eficiência com dados advindos de um sistema experimental de mesma geometria instalado no Laboratório de Processos Termoquímicos da Universidade Tecnológica Federal do Paraná (UTFPR), *Câmpus* Ponta Grossa.

MODELAGEM MATEMÁTICA

As **equações (1) e (2)** representam a conservação da massa para as fases gasosa e sólida, respectivamente (DING e GIDASPOW, 1990):

$$\frac{\partial(\alpha_g \rho_g)}{\partial t} + \nabla(\alpha_g \rho_g \vec{v}_g) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\alpha_s \rho_s)}{\partial t} + \nabla(\alpha_s \rho_s \vec{v}_s) = 0 \quad (2)$$

em que α é a fração volumétrica, ρ é a massa específica e v é a velocidade de cada fase.

A conservação da quantidade de movimento para as fases gasosa e sólida é dada pelas **equações (3) e (4)**, respectivamente, enquanto que as **equações (5) e (6)** representam o tensor de tensões das fases (DING e GIDASPOW, 1990).

$$\frac{\partial(\alpha_g \rho_g \vec{v}_g)}{\partial t} + \nabla(\alpha_g \rho_g \vec{v}_g \vec{v}_g) = -\alpha_g \nabla p + \alpha_g \rho_g \vec{g} + \nabla \bar{\tau}_g + \beta(\vec{v}_s - \vec{v}_g) \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\alpha_s \rho_s \vec{v}_s)}{\partial t} + \nabla(\alpha_s \rho_s \vec{v}_s \vec{v}_s) = -\alpha_s \nabla p + \alpha_s \rho_s \vec{g} + \nabla \bar{\tau}_s + \beta(\vec{v}_g - \vec{v}_s) \quad (4)$$

$$\bar{\tau}_g = 2\alpha_g \mu_g \left(\frac{1}{2} [\vec{\nabla} \vec{v}_g + (\vec{\nabla} \vec{v}_g)^T] - \frac{1}{3} \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_g \vec{I} \right) \quad (5)$$

$$\bar{\tau}_s = [-P_s + \alpha_s \lambda_s \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_s] \vec{I} - 2\alpha_s \mu_s \left(\frac{1}{2} [\vec{\nabla} \vec{v}_s + (\vec{\nabla} \vec{v}_s)^T] - \frac{1}{3} \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_s \vec{I} \right) \quad (6)$$

Nas equações anteriores, p é a pressão, \vec{g} é o vetor aceleração da gravidade, P_s é a pressão dos sólidos, λ é a viscosidade volumétrica, μ é a viscosidade dinâmica, e β é o coeficiente de troca de *momentum* entre as fases. O modelo de arrasto utilizado é o de Gidaspow, de 1994. Portanto, β é modelado conforme as **equações (7) a (11)** (GIDASPOW, 1994):

$$\beta = \frac{3}{4} C_D \frac{(1-\alpha_s) \alpha_s \rho_g |\vec{v}_g - \vec{v}_s|}{d_p} (1 - \alpha_s)^{-2,65} \quad \text{se} \quad \alpha_s \leq 0,2 \quad (7)$$

$$\beta = 150 \frac{\alpha_s^2 \mu_g}{(1-\alpha_s) d_p^2} + \frac{7}{4} \frac{\alpha_s \rho_g |\vec{v}_g - \vec{v}_s|}{d_p} \quad \text{se} \quad \alpha_s > 0,2 \quad (8)$$

$$C_D = \frac{24}{Re_p (1 - \alpha_s)} [1 + 0,15((1 - \alpha_s) Re_p)^{0,687}] \quad \text{se} \quad (1 - \alpha_s) Re_p < 1000 \quad (9)$$

$$C_D = 0,44 \quad \text{se} \quad (1 - \alpha_s) Re_p \geq 1000 \quad (10)$$

$$Re_p = \frac{d_p \rho_g |\vec{v}_s - \vec{v}_g|}{\mu_g} \quad (11)$$

em que d_p representa o diâmetro e Re_p o número de Reynolds, ambos da partícula.

Para a fase sólida, as propriedades reológicas são calculadas conforme a Teoria Cinética do Escoamento Granular (KTGF), desenvolvida com base na teoria cinética dos gases densos. Nessa, as propriedades reológicas do particulado são representadas em função de uma temperatura granular, que as permite definir no espaço e no tempo (DING e GIDASPOW, 1990; HODAPP, 2009). Assim, as propriedades reológicas são modeladas conforme as **equações (12) a (18)**, em função da temperatura granular algébrica, expressada nas **equações (19) a (24)** (SYAMLAL, ROGERS e O'BRIEN, 1993; ANSYS, 2018).

$$\mu_s = \mu_{s,c} + \mu_{s,k} + \mu_{s,f} \quad (12)$$

$$\mu_{s,c} = \frac{4}{5} \alpha_s^2 \rho_s d_p g_0 (1 + e) \left(\frac{\theta}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (13)$$

$$\mu_{s,k} = \frac{10 \rho_s d_p \sqrt{\theta \pi}}{96 \alpha_s (1 + e) g_0} \left[1 + \frac{4}{5} g_0 \alpha_s (1 + e) \right]^2 \alpha_s \quad (14)$$

$$\mu_{s,f} = \frac{P_s \text{sen} \theta}{2 \sqrt{I_{2D}}} \quad (15)$$

$$\lambda_s = \frac{4}{3} \alpha_s^2 \rho_s d_p g_0 (1 + e) \left(\frac{\theta}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

$$P_s = \alpha_s \rho_s \theta [1 + 2(1 + e) g_0 \alpha_s] \quad (17)$$

$$g_0 = \left[1 - \left(\frac{\alpha_s}{\alpha_{s,max}} \right)^{\frac{1}{3}} \right]^{-1} \quad (18)$$

$$\theta = \left[\frac{-K_1 \alpha_s tr(\overline{D}_s) + \sqrt{K_1^2 tr^2(\overline{D}_s) \alpha_s^2 + 4K_4 \alpha_s [K_2 tr^2(\overline{D}_s) + 2K_3 tr(\overline{D}_s^2)]}}{2\alpha_s K_4} \right]^2 \quad (19)$$

$$\overline{D}_s = \frac{1}{2} [\overline{\nabla v}_s + (\overline{\nabla v}_s)^T] \quad (20)$$

$$K_1 = 2(1 + e)\rho_s g_0 \quad (21)$$

$$K_2 = \frac{4d_p \rho_s (1 + e) \alpha_s g_0}{3\sqrt{\pi}} - \frac{2}{3} K_3 \quad (22)$$

$$K_3 = \frac{d_p \rho_s}{2} \left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{3(3 - e)} [1 + 0,4(1 + e)(3e - 1)\alpha_s g_0] + \frac{8\alpha_s g_0 (1 + e)}{5\sqrt{\pi}} \right\} \quad (23)$$

$$K_4 = \frac{12(1 - e^2)\rho_s g_0}{d_p \sqrt{\pi}} \quad (24)$$

Nas **equações (12) a (24)**, $\mu_{s,c}$ é a porção colisional da viscosidade, $\mu_{s,k}$ é a porção cinética e $\mu_{s,f}$ é a porção friccional, que só é computada se $\alpha_s \geq \alpha_{s,crit}$, sendo $\alpha_{s,crit}$ a fração volumétrica dos sólidos crítica para que o regime friccional seja dominante, considerado aqui o valor de 0,61, usualmente empregado. I_{2D} é o segundo invariante do tensor de tensões deformativas, ϕ é o ângulo de fricção interna, θ é a temperatura granular algébrica, tr é definido como *trace* (soma dos principais elementos diagonais), e é o coeficiente de restituição da partícula e $\alpha_{s,max}$ é o empacotamento máximo da fase sólida, cujo valor adotado é de 0,63 (HODAPP, 2009). O modelo de turbulência $k-\varepsilon$ padrão é regido pelas equações (25) a (31) (ANSYS, 2018).

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_m k) + \nabla \cdot (\rho_m \overline{v}_m k) = \nabla \cdot \left(\left(\mu_m + \frac{\mu_{t,m}}{\sigma_k} \right) \nabla k \right) + G_{k,m} - \rho_m \varepsilon + \Pi_{km} \quad (25)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_m \varepsilon) + \nabla \cdot (\rho_m \overline{v}_m \varepsilon) = \nabla \cdot \left(\left(\mu_m + \frac{\mu_{t,m}}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right) + \frac{\varepsilon}{k} (C_{1\varepsilon} G_{k,m} - C_{2\varepsilon} \rho_m \varepsilon) + \Pi_{\varepsilon m} \quad (26)$$

$$\rho_m = \sum_{i=1}^N \alpha_i \rho_i \quad (27)$$

$$\mu_m = \sum_{i=1}^N \alpha_i \mu_i \quad (28)$$

$$\overline{v}_m = \frac{\sum_{i=1}^N \alpha_i \rho_i \overline{v}_i}{\sum_{i=1}^N \alpha_i \rho_i} \quad (29)$$

$$\mu_{t,m} = \rho_m C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (30)$$

$$G_{k,m} = \mu_{t,m} (\nabla \overline{v}_m + (\nabla \overline{v}_m)^T) : \nabla \overline{v}_m \quad (31)$$

Nas **equações (25) a (31)**, $C_{1\varepsilon}$ e $C_{2\varepsilon}$ são constantes; Π_{km} e $\Pi_{\varepsilon m}$ são termos fonte para modelar as interações turbulentas entre as fases dispersa e contínua.

A condição de contorno para modelar a interação entre o particulado e as paredes, proposta por Johnson e Jackson (1987), é descrita pela **equação (32)**:

$$\frac{v_{slip}(\sigma_c + \sigma_f)n}{|v_{slip}|} + \frac{\varphi\sqrt{3}\pi\rho_s\alpha_s T^{\frac{1}{2}}|v_{slip}|}{6\alpha_{s,max}\left[1 - (\alpha_s/\alpha_{s,max})^{\frac{1}{3}}\right]} + N_f \tan\delta = 0 \quad (32)$$

em que v_{slip} é a velocidade de deslizamento entre as partículas e a parede, σ_c e σ_f são as porções colisional e friccional da tensão, respectivamente, n é definido como um vetor normal unitário em relação à parede na direção da região onde se encontram as partículas, T é a temperatura granular, N_f é o componente normal de fricção da tensão, δ é o ângulo de fricção parede-sólidos e φ é o coeficiente de especularidade.

SISTEMA EXPERIMENTAL E MODELO COMPUTACIONAL

O sistema experimental utilizado para validação das simulações consiste em uma unidade de fluidização rápida a frio (UFRAF), instalada no Laboratório de Processos Termoquímicos da Universidade Tecnológica Federal do Paraná (UTFPR), *Câmpus* Ponta Grossa. A região superior do sistema de LFC, pertencente ao domínio em estudo, é mostrada na **Figura 1**.

Figura 1: Região superior da unidade de fluidização rápida a frio



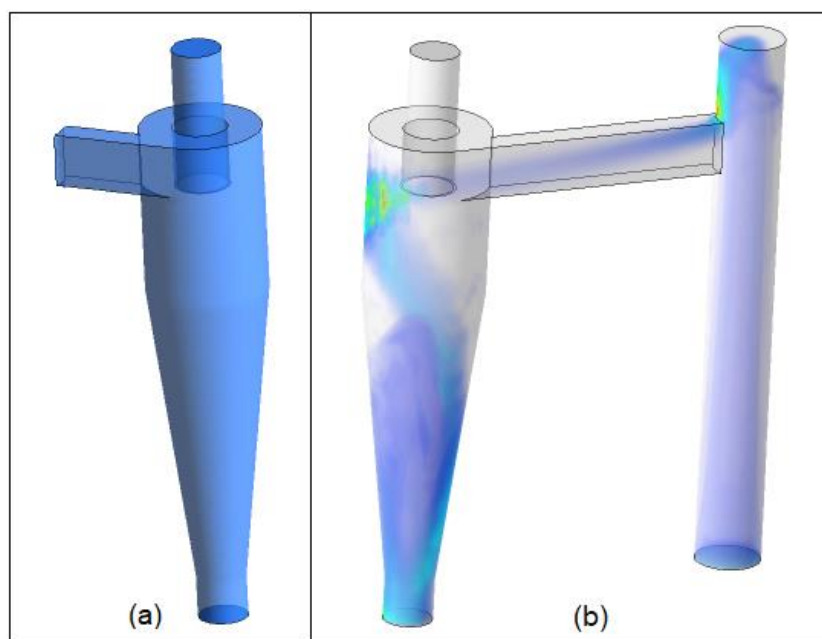
Fonte: autor.

A coluna *riser* possui 2,83 m de altura e 0,078 m de diâmetro interno. A distância horizontal entre os centros dessa coluna e do ciclone é de 0,378 m,

enquanto a tubulação retangular que os interconecta possui 0,064 m de altura e 0,031 m de largura. As dimensões do ciclone são: 0,145 m de diâmetro e 0,204 m de altura no cilindro principal; 0,059 m de diâmetro no duto de liberação dos sólidos coletados e 0,368 m de altura na região cônica.

O duto de escape do ar para atmosfera possui 0,059 m de diâmetro e 0,1 m de altura. No que tange ao modelo computacional, os trabalhos apresentados por Raoufi, Shams e Kanani (2009), Dias (2009) e Kinkar, Dhote e Chokkar (2015), ao estudarem somente o ciclone, negligenciam os efeitos do duto que transporta os sólidos da coluna de fluidização até o separador gás-sólido na fluidodinâmica, optando por modelar apenas um curto espaço, além da entrada tangencial do ciclone (domínio da **Figura 2 (a)**). No entanto, essa mesma consideração não foi adotada no presente estudo por duas razões. A primeira, porque essa simplificação implicaria admitir uma distribuição de sólidos homogênea como condição de contorno na entrada do ciclone. Contudo, o acúmulo de sólidos na conexão entre a coluna de fluidização e a tubulação de entrada tende a afetar a distribuição das partículas no interior do duto horizontal, como evidenciado na **Figura 2 (b)**.

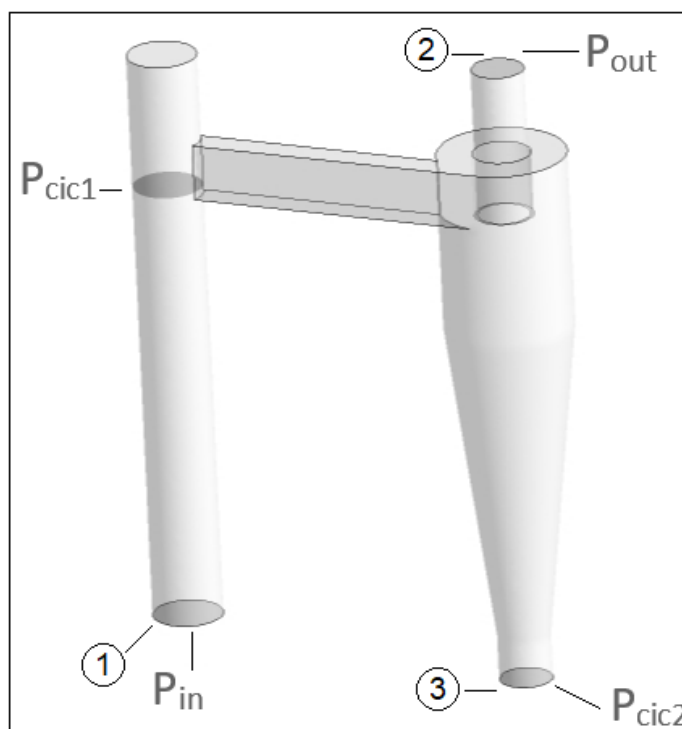
Figura 2: Representação simplificada (a) e não simplificada (b) da entrada tangencial do ciclone



Fonte: autor.

A segunda razão para escolha de um domínio computacional mais abrangente diz respeito às tomadas de pressão instaladas no sistema experimental (Figura 3). Existe uma tomada de pressão logo na saída do ciclone (P_{cic2}); todavia, as informações de pressão na entrada estão localizadas somente na coluna de fluidização, em (P_{in}) a 2,165 m e (P_{cic1}) a 2,675 m, de altura medida desde a base da coluna *riser*, respectivamente.

Figura 3: Domínio computacional para o estudo do ciclone



Fonte: autor.

Com a geometria definida, foi construída a malha computacional, sendo esta não estruturada tetraédrica. Esta malha torna mais fácil a obtenção de elementos com menor distorção em relação à malha estruturada, especialmente na região de entrada tangencial do ciclone. A malha foi gerada no programa computacional ANSYS® ICEM CFD™² v. 19.2, contando com 312735 elementos e 54071 nós.

PARÂMETROS DE SIMULAÇÃO

As condições de contorno na entrada (superfície 1, na **Figura 3**) foram: vazão mássica de ar, conhecida experimentalmente; vazão mássica de sólidos, calculada por meio da taxa de circulação média de sólidos (G_s), também conhecida experimentalmente e associada a uma fração volumétrica média (α_s), calculada conforme a aproximação dada pela **equação (33)** (KUNII e LEVENSPIEL, 1991); condição inicial de pressão estática manométrica, por meio dos dados coletados em P_{in} . Já, na saída, as condições de contorno foram: pressão estática manométrica nula na saída do gás (superfície 2, na **Figura 3**), e pressão estática manométrica conhecida na saída das partículas (superfície 3, na **Figura 3**).

$$P_{in} = \rho_s g h \alpha_s \quad (33)$$

Na **equação (33)** ρ_s é a massa específica dos sólidos, g é a aceleração da gravidade ($9,81 \text{ m/s}^2$); h é a altura da coluna de mistura gás-sólido.

Nas paredes, a condição de contorno de Johnson e Jackson (1987) foi utilizada com coeficientes de especularidade variando de 0 a 1, em incrementos de 0,2. A **Tabela 1** resume as condições de contorno e os diferentes casos estudados.

\dot{m}_{ar} [kg/s]	$\dot{m}_{sólidos}$ [kg/s]	α_s	P_{out} [Pa]	P_{cic2} [Pa]	φ
0,02341	0,04568	0,03687	0	235,44	0-1

Fonte: autor.

As propriedades do ar foram mantidas constantes ($\rho_g = 1,225 \text{ kg/m}^3$ e $\mu = 1,7894 \cdot 10^{-5} \text{ kg/(m.s)}$). Os sólidos foram considerados com esfericidade 1, tendo diâmetro médio de Sauter (d_p) igual a 183 μm e massa específica (ρ_s) de 2712 kg/m^3 .

Com base nas recomendações de Zhang *et al.* (2008, 2010), Lu *et al.* (2013), Yu *et al.* (2018) e Liu, Zhang e Wang (2019), utilizou-se um passo de tempo de 0,0005 s, com 5 iterações por passo de tempo, garantindo-se assim que os resíduos numéricos tivessem ordem de magnitude de 10^{-3} .

Quanto aos métodos numéricos de solução e discretização, o esquema *First Order Upwind* foi empregado para a discretização do momento e da fração volumétrica, e o algoritmo SIMPLE foi escolhido para o acoplamento de pressão-velocidade, conforme sugerido por Zhang *et al.* (2008, 2010), Wang *et al.* (2014) e Yu *et al.* (2018).

A formulação implícita foi empregada para computar os parâmetros de fração volumétrica e do regime transiente, uma vez que é incondicionalmente estável, qualidade desejável em simulações mais complexas, como no caso de sistemas multifásicos (PATANKAR, 1980; ANSYS, 2018).

Validou-se o modelo computacional por meio da comparação de dados de queda de pressão e de eficiência de coleta de sólidos. Para isso, utilizaram-se resultados de P_{cic1} , P_{cic2} , $\dot{m}_{perdida}$ (taxa mássica com que os sólidos escoam pela superfície 2, definida na **Figura 3**) e $\dot{m}_{coletada}$ (taxa mássica com que os particulados escoam pela superfície 3). Vale ressaltar que esses resultados dizem respeito a valores médios obtidos nos últimos 5 segundos de simulações, sendo que as informações dos 10 segundos iniciais foram descartadas para se garantir que nenhum fenômeno puramente transiente fosse computado.

Assim, a variação de pressão no ciclone (ΔP) foi calculada seguindo a **equação (34)**:

$$\Delta P = P_{cic1} - P_{cic2} \quad (34)$$

e a eficiência de coleta foi calculada a partir da **equação (35)**:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\dot{m}_{perdida}}{\dot{m}_{perdida} + \dot{m}_{coletada}} \quad (35)$$

RESULTADOS E DISCUSSÃO

Os resultados referentes à variação de pressão e à eficiência de coleta de sólidos, para os casos estudados e seus respectivos desvios em relação aos dados experimentais, estão apresentados na **Tabela 2**.

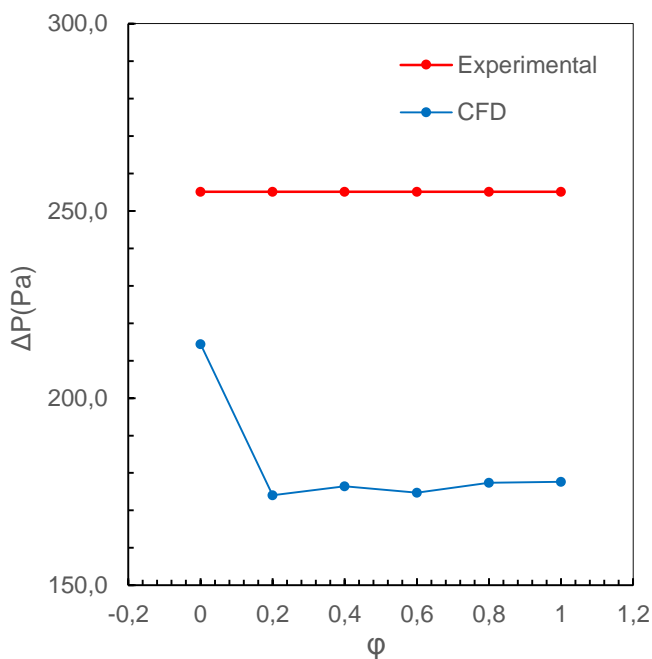
Tabela 2 – Comparação dos resultados simulados da variação de pressão e de eficiência no ciclone em relação aos dados experimentais

Caso	ΔP (Pa)	Eficiência
Experimental	255,06	0,99540
$\varphi = 0$	214,40	0,99995
Desvio (%)	15,94	0,46
$\varphi = 0,2$	174,06	0,99106
Desvio (%)	31,76	0,44
$\varphi = 0,4$	176,42	0,99804
Desvio (%)	30,83	0,27
$\varphi = 0,6$	174,76	0,99928
Desvio (%)	31,48	0,39
$\varphi = 0,8$	177,39	0,99996
Desvio (%)	30,45	0,46
$\varphi = 1,0$	177,67	0,99997
Desvio (%)	30,34	0,46

Fonte: autor.

A representação visual dos resultados é mostrada nas **Figuras 4 e 5**.

Figura 4: Resultados de variação de pressão no ciclone

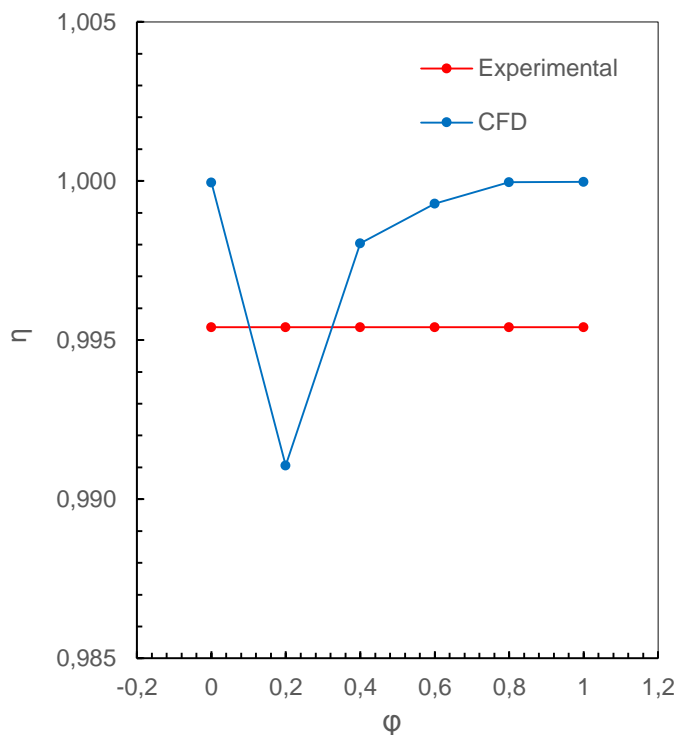


Fonte: autor.

Os resultados mostram que, em relação à variação de pressão no ciclone, a simulação com índice de especularidade $\varphi = 0$ apresentou o menor desvio (15,94%) quando comparado com resultados experimentais. A Figura 4 sugere um comportamento praticamente linear com o incremento dessa variável a partir do valor $\varphi = 0,2$, podendo-se levantar a hipótese de que o coeficiente de especularidade tem uma influência binária no comportamento da pressão estática, ou seja, só tem interferência se for nulo ou não nulo, pouco importando o valor

adotado. Esse resultado pode ter relação direta com a adição da parte superior da coluna de fluidização como sendo a região de entrada.

Figura 5: Resultados de eficiência no ciclone



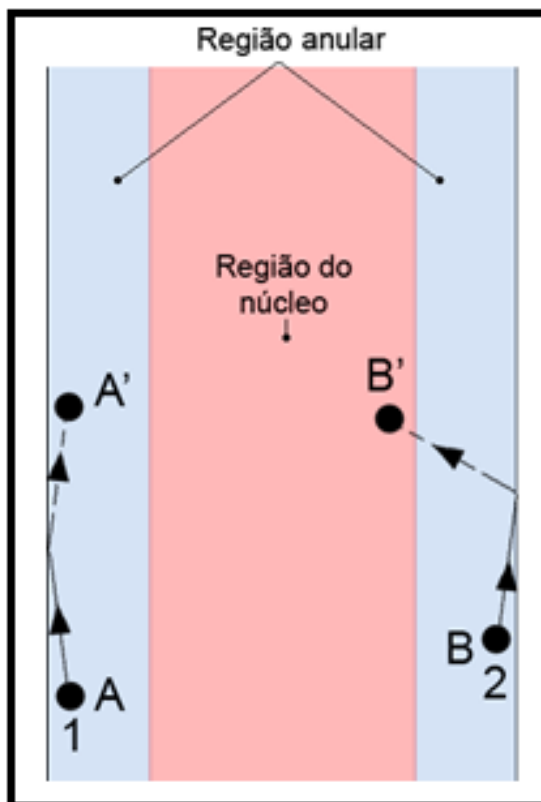
Fonte: autor.

Sabe-se que no escoamento gás-sólido de uma coluna de fluidização rápida existem duas regiões bem definidas: uma região anular, cujas velocidades do gás e dos sólidos são baixas, devido à condição de não deslizamento para a fase gasosa nas paredes; e uma região central ou núcleo, com velocidades das fases sendo mais elevadas (BASU, 2006). Estas duas regiões são representadas, na Figura 6.

Zhou *et al.* (2013) afirmaram em seu trabalho que a taxa de circulação de sólidos reduziu ao admitir coeficientes de especularidades mais baixos. Tal efeito pode ser explicado com base na **Figura 6**. Nesta, a partícula 1, localizada na região anular do escoamento e em movimento desde o ponto A, choca-se contra a parede e, devido à condição de $\phi = 0$, reflete com o mesmo ângulo de incidência, portanto, movimentando-se até o ponto A', também dentro da porção anular do escoamento.

Uma vez que essa região é caracterizada por baixas velocidades, muitas vezes a força de arrasto não é suficiente para vencer a força gravitacional, especialmente quando se trata de um aglomerado de partículas. Assim, a tendência é que essas partículas escoem de forma descendente pelas paredes até atingirem a zona baixa da coluna de fluidização rápida, ou ascendam lentamente. Isso faz com que a região anular se torne mais densa e menos sólidos consigam ser direcionados ao ciclone (ZHOU *et al.*, 2013).

Figura 6: Dinâmica do escoamento de partículas dentro de uma coluna de fluidização



Fonte: autor.

A **Tabela 2** contém informações experimentais obtidas de $\dot{m}_{perdida} + \dot{m}_{coletada}$, corroborando a discussão apresentada no parágrafo anterior.

Tabela 2 – resultados de taxa mássica total coletada

φ	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1
$\dot{m}_{total}(kg)$	0,04568	0,04607	0,04714	0,04653	0,04668	0,04692

Fonte: autor.

Quando $\varphi \neq 0$, tem-se o caso da partícula 2. Após se deslocar do ponto B, localizado na região anular, a partícula reflete-se com ângulo diferente do de incidência subsequente à colisão, assim deslocando-se para o ponto B'. Uma vez que agora o ponto B' encontra-se no núcleo do escoamento, a partícula 2, ao invés de formar aglomerados e cair para a base da coluna de fluidização rápida, é arrastada pelas altas velocidades do núcleo e direcionada mais rapidamente para o ciclone (ZHOU *et al.*, 2013).

Além de influenciar na taxa de circulação dos sólidos, o coeficiente de especularidade acaba tendo efeitos na pressão, uma vez que, ao existir um fluxo descendente nas paredes e menos sólidos deslocando-se até o ciclone, a coluna de fluidização torna-se mais densa, portanto, com uma fração volumétrica de sólidos maior.

Com base na **equação (33)**, isto se traduz em um incremento de pressão estática. Os resultados de P_{in} corroboram com essa afirmação, resumidos na **Tabela 3**:

Tabela 3 – resultados de P_{in}

φ	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1
P_{in} (Pa)	488,05	459,79	464,69	464,51	467,29	469,05

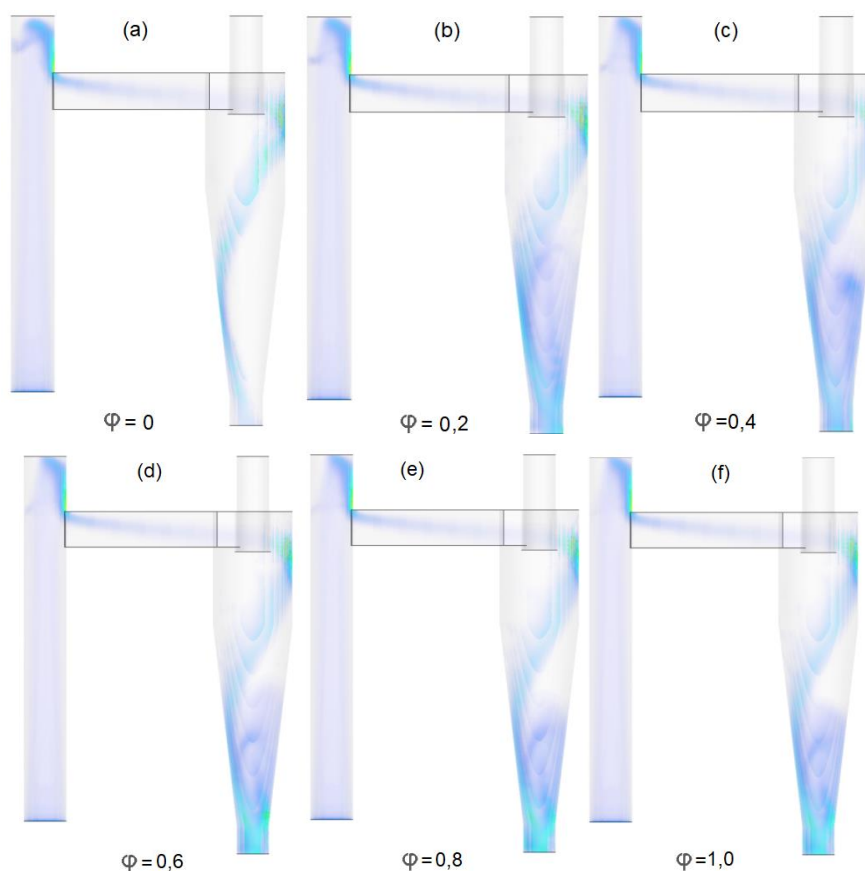
Fonte: autor.

No que diz respeito à eficiência de coleta, o menor desvio foi encontrado com $\varphi = 0,4$ (0,27%). O comportamento mostrado na **Figura 5** evidencia a possibilidade da existência de valores entre $0 < \varphi < 0,2$ e $0,2 < \varphi < 0,4$ que coincidam com os resultados experimentais.

A **Figura 7** representa a distribuição da fração volumétrica de sólidos para os 6 casos no instante de tempo $t = 15$ s, uma vez que nos últimos 5 segundos de análise ($10 \text{ s} \leq t \leq 15 \text{ s}$) houve pouca alteração no comportamento do escoamento.

Os resultados da **Figura 7** mostram que, apenas quando $\varphi = 0$, não houve a formação de acúmulo de sólidos na base do ciclone, constatando-se nos demais casos, uma maior dificuldade para o escoamento dos sólidos em direção à coluna de retorno dos sólidos (*standpipe*) e tendência ao refluxo. A explicação para esse fenômeno também está embasada nos argumentos de Zhou *et al.* (2013). O particulado entra no ciclone com alta velocidade e desloca-se de forma tangencial, deslizando pelas paredes.

Figura 7: Distribuição da fração volumétrica de sólidos no ciclone com diferentes coeficientes de especularidade



Fonte: autor.

Quando $\varphi \neq 0$, após a colisão, o sólido é redirecionado mais longe da parede, onde a velocidade do ar deixa de ser nula, uma vez que a condição de não deslizamento para a fase gasosa só vale para as paredes. Assim, ocorre uma troca de *momentum* entre as fases e as partículas são arrastadas, mudando seu escoamento em forma de espiral e causando o acúmulo na base do ciclone e a tendência ao refluxo. Já, quando $\varphi = 0$, as partículas adquirem uma condição semelhante à de deslizamento livre, formando a espiral sem acúmulos no duto de liberação dos sólidos.

Dessa maneira, a escolha do coeficiente de especularidade nulo para a representação da interação sólido-parede, de modo geral, apresenta resultados melhores que os demais valores testados, exibindo um menor desvio no que diz respeito à variação da pressão estática no componente. Em relação à eficiência do ciclone, os desvios foram baixos em todos os casos analisados ($< 0,5\%$), porém com o caso de $\varphi = 0$ conseguindo representar melhor o escoamento em espiral típico nos ciclones.

CONCLUSÃO

O ciclone acoplado a um sistema de LFC em escala de laboratório foi modelado com abordagem diferente da usualmente encontrada na literatura para tratar a sua região de entrada. O modelo foi solucionado pelo método de volumes finitos, utilizando o programa computacional ANSYS® Fluent® v. 19.2, aplicando a abordagem Euleriana-Euleriana, a KTGF, os modelos de Gidaspow, de 1994, Schaeffer, de 1987, Johnson e Jackson, de 1987, e $k-\varepsilon$, para o arrasto, a viscosidade friccional, a condição de contorno para as paredes e a turbulência, respectivamente. A fim de verificar a influência do coeficiente de especularidade (φ), seis casos foram estudados, com φ adotando os valores 0, 0,2, 0,4, 0,6, 0,8 e 1.

Os resultados mostraram que o menor desvio em relação aos dados experimentais, para a variação de pressão estática, foi obtido quando $\varphi = 0$. Já, para eficiência de coleta do ciclone, o valor φ de 0,4 apresentou a menor diferença quando confrontado com os resultados experimentais. Vale-se ressaltar que para todos os testes realizados, no que se refere à eficiência de coleta, obtiveram-se desvios menores que 0,5%.

Ainda, analisou-se o comportamento fluidodinâmico do escoamento gás-sólido para todos os casos estudados, percebendo-se que, ao se empregar o coeficiente de especularidade nulo, os sólidos adquiram um comportamento similar ao de deslizamento livre, assim mantendo o escoamento em forma de espiral característico dos ciclones. Dessa maneira, o coeficiente de especularidade nulo, no que se refere a parâmetros utilizados para análise de sistemas de LFC nas condições operacionais adotadas neste trabalho, apresentou os melhores resultados.

Influence of the specular coefficient on the gas-solid flow simulation inside of THE cyclone OF A Circulating fluidized bed

ABSTRACT

In this work, the gas-solid flow hydrodynamics developed inside of a tangential type cyclone coupled to a circulating fluidized bed system was studied as a function of the specular coefficient associated to the particle interaction with the walls of the separator. The finite volume method was applied through the ANSYS® Fluent® v. 19.2 software to solve the multiphase flow described by the Eulerian-Eulerian approach using the Kinetic Granular Flow Kinetic Theory (KTGF). The Gidaspow, Schaeffer and $k-\epsilon$ models were used to simulate the effects of drag, frictional viscosity and turbulence, respectively. The results of simulations were compared with experimental data of static pressure and particle separation efficiency in a cyclone of the same geometry connected to a laboratory scale circulating fluidized bed unit and operated at room conditions.

KEYWORDS: *Gas-solid flow; Computational Fluid Dynamics; Cyclone; Coefficient of specularity; Circulating fluidized bed.*

Influencia del Coeficiente de Especularidad em la simulación computacional del flujo gas-sólido dentro de um Ciclón acoplado a Lecho Fluidizado Circulante

RESUMEN

En este trabajo, el comportamiento fluidodinámico del flujo interno gas-sólido en un ciclón con entrada tangencial, acoplado a un lecho fluidizado circulante, fue estudiado en función de la variación del coeficiente de especularidad asociado a la interacción de las partículas con las superficies del separador. Para ello, el método de los volúmenes finitos fue aplicado con el programa computacional ANSYS® Fluent® v. 19.2 para solucionar el flujo multifásico descrito por el abordaje Euleriano-Euleriano con el uso de la Teoría Cinética del Flujo Granular (KTGF). Los modelos de Gidaspow, Schaeffer y $k-\varepsilon$ se emplearon para traducir los efectos del arrastre, la viscosidad friccional y la turbulencia, respectivamente. Los resultados de las simulaciones fueron comparados con datos experimentales de presión estática y de la eficiencia de separación de partículas en un ciclón de la misma geometría, conectado a una unidad de lecho fluidizado circulante a escala de laboratorio y operada en condiciones ambientales.

PALABRAS CLAVES: Flujo gas-sólido; Dinámica de fluidos computacional; Ciclón; Coeficiente de especularidad; Lecho fluidizado circulante.

REFERÊNCIAS

ALMUTTAHAR, A.; TAGHIPOUR, F. Computational fluid dynamics of high density circulating fluidized bed riser: study of modeling parameters. **Powder Technology**, v. 185, n. 1, p. 11-23, 2008.

ANSYS. FLUENT 19.2 - **Theory guide**. Ansys Inc, 2018

BASU, P. **Combustion and Gasification in Fluidized Beds**. Ed. Taylor & Francis, Boca Raton-U.S.A, 473 p. 2006.

CHIESA, M. *et al.* Numerical simulation of particulate flow by the Eulerian–Lagrangian and the Eulerian–Eulerian approach with application to a fluidized bed. **Computers & Chemical Engineering**, v. 29, n. 2, p. 291-304, 2005.

DIAS, D. B. **Avaliação de técnicas de fluidodinâmica computacional em ciclones**. 2009. 126 f. Dissertação (Mestrado) – Faculdade de Engenharia Química, Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 2009.

DING, J.; GIDASPOW, D. A bubbling fluidization model using kinetic theory of granular flow. **AIChE journal**, v. 36, n. 4, p. 523-538, 1990.

GIDASPOW, D. **Multiphase flow and fluidization: continuum and kinetic theory descriptions**. Academic press, 1994.

GUAN, Y. *et al.* Three-dimensional full loop simulation of solids circulation in an interconnected fluidized bed. **Powder Technology**, v. 289, p. 118-125, 2016.

HODAPP, M. J. **Modelagem e simulação de um leito fluidizado: um estudo comparativo**. 2009. 113p. Dissertação de Mestrado. Universidade Estadual de Campinas - Faculdade de Engenharia Química. Campinas, 2009.

JOHNSON, P. C.; JACKSON, R. Frictional–collisional constitutive relations for granular materials, with application to plane shearing. **Journal of fluid Mechanics**, v. 176, p. 67-93, 1987.

KINKAR, A. S.; DHOTE, G. M.; CHOKKAR, R. R. CFD simulation on CFBC boiler. **International Journal of Scientific & Technology Research**, v. 4, n. 2, p. 34-39, 2015.

KUNII, D.; LEVENSPIEL, O. **Fluidization engineering**. 2. ed. USA: Butterworth Heinemann, 1991. 491 p. ISBN 0409902330.

LIU, C.; ZHANG, N.; WANG, W. CFD simulation of the effects of a suspension section on the hydrodynamics of a circulating fluidized bed. **Particuology**, v. 43, p. 1-8, 2019.

LU, B. *et al.* 3-D full-loop simulation of an industrial-scale circulating fluidized-bed boiler. **AIChE Journal**, v. 59, n. 4, p. 1108-1117, 2013.

PATANKAR, S. V. **Numerical heat transfer and fluid flow**. Boca Raton, FL: CRC Press, c1980. 197 p. (Series in computational and physical processes in mechanics and thermal sciences). ISBN 0-89116-522-3.

RAOUFI, A.; SHAMS, M.; KANANI, H. CFD analysis of flow field in square cyclones. **Powder Technology**, v. 191, n. 3, p. 349-357, 2009.

SEO, M. W. *et al.* Solid circulation and loop-seal characteristics of a dual circulating fluidized bed: Experiments and CFD simulation. **Chemical Engineering Journal**, v. 168, n. 2, p. 803-811, 2011.

SYAMLAL, M.; ROGERS, W.; O'BRIEN, T. J. **MFIX Documentation: Volume 1, Theory Guide**. National Technical Information Service, Springfield, VA. DOE/METC-9411004, NTIS/DE9400087, 1993.

UPADHYAY, M.; PARK, J. CFD simulation via conventional two-fluid model of a circulating fluidized bed riser: influence of models and model parameters on hydrodynamic behavior. **Powder Technology**, v. 272, p. 260-268, 2015.

VAN WACHEM, B. G. M. *et al.* Comparative analysis of CFD models of dense gas–solid systems. **AIChE Journal**, v. 47, n. 5, p. 1035-1051, 2001.

WANG, X. *et al.* 3D full-loop simulation and experimental verification of gas–solid flow hydrodynamics in a dense circulating fluidized bed. **Particuology**, v. 16, p. 218-226, 2014.

WANG, S. *et al.* CFD-DEM study of the effect of cyclon arrangements on the gas–solid flow dynamics in the full-loop circulating fluidized bed. **Chemical Engineering Science**, v. 172, p. 199-215, 2017.

WANG, S. *et al.* Effect of superficial gas velocity on solid behaviors in a full-loop CFB. **Powder Technology**, v. 333, p. 91-105, 2018.

YU, X. *et al.* CFD and experimental studies on a circulating fluidised bed reactor for biomass gasification. **Chemical Engineering and Processing-Process Intensification**, v. 130, p. 284-295, 2018.

ZHANG, N. *et al.* Virtual experimentation through 3D full-loop simulation of a circulating fluidized bed. **Particuology**, v. 6, n. 6, p. 529-539, 2008.

ZHANG, N. *et al.* 3D CFD simulation of hydrodynamics of a 150 MWe circulating fluidized bed boiler. **Chemical Engineering Journal**, v. 162, n. 2, p. 821-828, 2010.

ZHOU, X. *et al.* Effect of wall boundary condition on CFD simulation of CFB risers. **Particuology**, v. 11, n. 5, p. 556-565, 2013.

Recebido: 25 de junho de 2019.

Aprovado: 26 de agosto de 2019.

DOI:

Como citar: MACHADO, V.O.O., *et al.* Influência do coeficiente de especularidade na simulação computacional do escoamento gás-sólido no ciclone de um leito fluidizado circulante, **Revista Brasileira de Física Tecnológica Aplicada**, Ponta Grossa, v. 6, n.2, p. n 01-19, agosto. 2019.

Contato: Vitor Otávio Ochoski Machado: vitorvoo@hotmail.com

Direito autoral: Este artigo está licenciado sob os termos da Licença CreativeCommons-Atribuição 4.0 Internacional.

