

CÁLCULO DA PERDA DE CARGA EM TRANSPORTE PNEUMÁTICO USANDO UM MODELO HIDRODINÂMICO.

Lázaro J. S. da Silva. UFPa-DEM. R. A. Correa, s/n, Guamá, CEP 66075-010, lazarojs@ufpa.br
André L. A. Mesquita. UFPa-DEM. R. A. Correa, s/n, Guamá, CEP 66075-010, andream@ufpa.br.
Carlos T. da Costa Jr. UFPa-DEE. R. A. Correa, s/n, Guamá, CEP 66075-010, cartav@ufpa.br.

Resumo. A determinação da queda de pressão ao longo da tubulação em sistemas de transporte pneumático de sólidos constitui uma etapa fundamental no projeto de tais sistemas. Este trabalho apresenta um modelo hidrodinâmico para a predição da queda de pressão em transporte pneumático nas direções vertical e horizontal. A dependência da variação da pressão ao longo da linha de transporte em relação a outras variáveis que interferem no processo foi obtida através dos balanços de massa e quantidade de movimento, considerando o escoamento unidimensional, permanente, incompressível e isotérmico. O sistema resultante de equações diferenciais ordinárias pode ser expresso na forma de um problema de valor inicial. Os termos das equações contêm parâmetros que precisam ser avaliados através de correlações empíricas. As principais correlações existentes na literatura para predição dos fatores de atrito sólido, resultantes da interação das partículas sólidas com a parede da tubulação, e aquelas para predizer o coeficiente de arrasto e a velocidade terminal da partícula foram inseridas no modelo. Finalmente, o conjunto de equações resultantes foi adimensionalizado e resolvido numericamente, através de um método de passo múltiplo. A comparação dos resultados com os dados disponíveis na literatura apresentou boa concordância.

Palavras-chave. Transporte pneumático, queda de pressão, escoamento gás-sólido, escoamento bifásico, fase diluída.

1. INTRODUÇÃO.

O transporte pneumático de partículas é frequentemente empregado em indústrias, como as de processamento de minério, as indústrias químicas e alimentícias. Apesar desses processos estarem bem estabelecidos nestas indústrias, os fenômenos de transporte que ocorrem no interior da tubulação ainda são de natureza complexa, pois dependem da velocidade do gás, das características da partícula sólida (tamanho, distribuição ao longo da tubulação de transporte, densidade e forma), da relação de carregamento gás-sólido, dos dispositivos de alimentação e da configuração da tubulação. O projeto de um sistema de transporte pneumático envolve o conhecimento do gradiente de pressão ao longo da linha de transporte. Neste sentido, várias investigações descritas na literatura têm sido conduzidas e o modelo atualmente recomendado para predizer a queda de pressão em um sistema de transporte pneumático vertical em fase diluída considera que a queda de pressão seja avaliada somando-se as contribuições das componentes devido à aceleração da fase sólida, o efeito da gravidade e a fricção gerada pela interação gás-parede e partícula-parede.

Hariu e Molstad (1949) apresentaram os resultados dos testes realizados em quatro materiais diferentes em um transporte vertical. Medições da queda de pressão, da velocidade do gás, e da massa do sólido foram reportadas para dois diâmetros de tubulação. Uma análise teórica dos efeitos que contribuem para a perda de carga foi realizada. As equações obtidas demonstram que a perda de carga total dependia da altura estática do sólido, da perda de carga provocada pela fricção do gás e do sólido na parede. Por outro lado um balanço de força revelou que a perda de carga devida ao sólido podia ser obtida através da correlação do arrasto. Variações nos valores dos coeficientes de

atrito sólido, calculados a partir dos dados experimentais, indicaram a possibilidade de que a partícula ainda não tinha atingido a velocidade de equilíbrio, então uma metodologia para estimar o comprimento da região de aceleração também foi proposta. Entretanto as hipóteses simplificadoras introduzidas sobre a velocidade média em dois pontos da seção de teste não permitiram um tratamento rigoroso.

Arastoopour e Gidaspow (1979), consideraram os dados experimentais de Zens (1949) e de Hariu e Molstad (1949) para estabelecer comparações entre quatro modelos: escoamento anular – caso (A), queda de pressão na fase gás – caso (B), velocidade relativa – caso (C), e queda de pressão parcial em ambas as fases – caso (D). Neste trabalho, a força de atrito partícula-parede no modelo foi desprezada e, embora os investigadores tenham observado que o modelo de velocidade relativa (caso C) proposto anteriormente por Gidaspow (1978) apresentava melhores resultados com relação às previsões da queda de pressão, da velocidade do sólido e da porosidade, dúvidas permaneciam sobre o fato da força de atrito partícula-parede ser realmente desprezível para o escoamento em fase diluída. Na análise comparativa entre os modelos, concluíram que o modelo com queda de pressão parcial em ambas as fases, caso D, era inconsistente com os dados experimentais de Zens (1949).

Kmiec e Leschonski (1987) fizeram um estudo semelhante ao anterior, considerando somente os modelos A, B e C. Neste artigo os autores apresentam comparações entre duas correlações semi-empíricas para o cálculo do coeficiente de atrito e analisam os resultados dos três modelos com os dados experimentais de Kerker (1977) (apud Kmiec e Leschonski, Kmiec e Leschonski, 1987), sob três hipóteses diferentes para a correlação semi-empírica: i - desprezando-se o atrito partícula-parede; ii - considerando-se o atrito partícula-parede, mas negligenciando-se os efeitos do movimento bi-dimensional e da aceleração inicial da partícula sobre o fator de atrito; iii - e finalmente estimando esses efeitos separadamente para as regiões de aceleração e a de escoamento desenvolvido, assumindo uma estimativa sobre o intervalo de tempo que decorre para que a partícula atinja a parede da tubulação. O valor assumido para altas velocidades do gás difere daquele para baixas velocidades. Os autores, baseados nos resultados apresentados pelos modelos A, B e C, onde se considerou a última hipótese e os dados experimentais para comparação, observaram que, em altas vazões de gás e altos carregamentos de sólidos, somente os modelos A e B apresentaram boa concordância com os dados experimentais para a distribuição de pressão, enquanto que o modelo C falhou ao prever a distribuição de pressão nos estágios iniciais do escoamento e somente apresentou boa concordância de resultados na região de escoamento totalmente desenvolvido. Em baixas velocidades de gás ou baixos carregamentos de sólido, os resultados dos três modelos para a distribuição de pressão eram equivalentes aos experimentais. Com relação ao perfil de evolução da velocidade ao longo do eixo da tubulação, argumentaram que o padrão de resposta dos modelos A e B é semelhante ao representado pelos dados experimentais quando o atrito sólido é levado em consideração, mas em geral um pouco abaixo. Para justificar esta pequena diferença de resultados, apresentam o fato de que os valores preditos teoricamente são valores médios enquanto que os dados experimentais frequentemente são determinados no eixo da tubulação. Para o modelo C, observaram que as previsões teóricas, desprezando-se o atrito sólido, da distribuição de velocidades ao longo do eixo da tubulação obtidas com os dados de Zens (1949) eram aproximadamente linear contradizendo os dados experimentais de Kerker (1977).

Dzido et al (2002), realizaram uma investigação sobre a região de aceleração, onde o modelo proposto considera as expressões derivadas por Haider e Levenspiel (1989) para o cálculo do arrasto em partículas esféricas e não esféricas. O coeficiente de atrito partícula-parede é avaliado por duas correlações - uma usada no trabalho de Kmiec e Leschonski (1987) e a outra proposta por Yang (1978). Comentários e comparações são feitos sobre a importância da estimativa do valor inicial da velocidade do sólido sobre o perfil de pressão ao longo da linha de transporte. Uma correlação é apresentada para estimar o valor mínimo da velocidade inicial do sólido no início da região de aceleração e os melhores resultados são obtidos para os grupos B e D da classificação de Geldart. Os resultados do modelo são comparados aos dados experimentais revelando que o uso das correlações para o cálculo do coeficiente de arrasto e de atrito na região de aceleração é apropriado.

Benitez e Mesquita (1997) propuseram e analisaram duas extensões dos modelos de Gidaspow (1979) e de Soo (1967) (apud Benitez e Mesquita, Benitez e Mesquita, 1997) para o escoamento gás-sólido em fase diluída na região de aceleração. Os modelos incluíam o atrito sólido-parede, onde as correlações de Yang (1978) foram utilizadas para o cálculo desse parâmetro. Além da modelagem e simulação do transporte pneumático, efetuaram comparações com os resultados experimentais obtidos por Zenz (1949). As comparações indicaram que a extensão do modelo de Soo (1967) subestimava completamente os resultados experimentais enquanto que a outra derivada do modelo de Gidaspow (1979) apresentava resultado satisfatório para a queda de pressão e comprimento de aceleração.

O presente trabalho usa a extensão do modelo de Gidaspow (1979) proposto por Benitez e Mesquita (1997), apresentando as equações de balanço de massa e de quantidade de movimento na forma adimensionalizada, introduz no modelo o cálculo do coeficiente de arrasto para partículas não esféricas e, por último, os resultados para a predição do perfil de velocidade e da queda de pressão são obtidos considerando o uso de duas correlações para o cálculo do atrito sólido-parede, uma derivada por Yang (1978) e a outra por Kerker (1977). Todos os resultados são comparados aos dados disponíveis na literatura.

2 MODELO MATEMÁTICO.

O transporte pneumático de sólidos pode ser descrito através dos balanços de massa e de quantidade de movimento para um escoamento isotérmico, unidimensional e em regime permanente, considerando a fase fluida, a fase sólida ou a mistura. As equações da continuidade para o gás e para o sólido são respectivamente

$$\frac{d}{dx}(\epsilon \rho_g v_g) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{d}{dx}\{(1-\epsilon)\rho_s v_s\} = 0 \quad (2)$$

Nas Equações (1-2), ϵ é a porosidade do gás, v_g e ρ_g , v_s e ρ_s , a velocidade e densidade, respectivamente, do gás e do sólido. O balanço da quantidade de movimento para a mistura, levando-se em consideração o atrito partícula-parede, é descrito por

$$(1-\epsilon)\rho_s v_s \frac{dv_s}{dx} + \epsilon \rho_g v_g \frac{dv_g}{dx} + (\rho_s(1-\epsilon) + \epsilon \rho_g) g \sin(\theta) = -\frac{dP}{dx} - F_g - F_p \quad (3)$$

sendo θ a inclinação da tubulação com a direção horizontal, P a pressão, F_g a força de atrito por unidade de volume entre o gás e a parede e F_p a força de atrito por unidade de volume entre a partícula e a parede. Para se determinar as quatro incógnitas (v_g , v_s , ϵ , P), mais uma equação faz-se necessário. Neste sentido, vários autores já analisaram e discutiram os diferentes modelos propostos na literatura. O modelo adotado neste trabalho é conhecido na literatura como modelo velocidade relativa, Gidaspow (1979), incluindo-se a contribuição do atrito sólido, conforme Benitez e Mesquita (1997), e Kimiec e Leschonski (1987). A equação pode ser escrita por

$$-\frac{1}{2}\rho_s \frac{d}{dx}(v_g - v_s)^2 = -F_d - g\rho_s \sin(\theta) - \frac{F_p}{1-\epsilon} \quad (4)$$

Na Equação (4), F_d é a força de arrasto exercida pelo gás sobre as partículas por unidade de volume das partículas. A força de atrito resultante da interação gás-parede pode ser expressa através da equação de Fanning

$$F_g = \frac{f_g \rho_g v_g^2}{2D} \quad (5)$$

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

$$\frac{1}{\sqrt{f_g}} = -0,86 \ln \left(\frac{e/D}{3,7} + \frac{2,51}{\text{Re} \sqrt{f_g}} \right) \quad (6)$$

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

$$f_s = 0.02925 \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} \left[\frac{(1-\varepsilon)v_g}{\sqrt{gD}} \right]^{-1.15} \quad (7)$$

$$f_s = 0.00315 \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} \left[\frac{(R_e)_t}{(R_e)_p} \right]^{-0.979} \quad (8)$$

$$f_s = \frac{1}{217(1-\varepsilon)+1} \left\{ 3.13 \times 10^{-5} \text{Ga}^{0.26} \left(S^{0.5} \text{Fr}_p^{-0.25} \text{Ga}^{0.16} (\text{DR}) + 1.55 \times 10^{-3} \text{Fr}_u^{0.5} \right) \right\} \quad (9)$$

Sendo f_s o coeficiente de atrito sólido, DR a razão entre o diâmetro do tubo e o diâmetro da partícula, S a relação entre a velocidade do som no sólido u e a velocidade da partícula v_s . A Equação (7) é usada para tubulações na direção horizontal e as demais na direção vertical. Os números de Froude, Fr_p e Fr_u , de Galileo, Ga, e de Reynolds, $(R_e)_t$ e $(R_e)_p$, são dados por

$$\begin{cases} \text{Fr}_p = v_s^2 / g d_p \\ \text{Fr}_u = u^2 / g d_p \\ G_a = g d_p^3 \rho_g^2 / \mu_g^2 \end{cases} \quad \begin{cases} (R_e)_t = d U_t \rho_g / \mu_g \\ (R_e)_p = d (v_g - v_s) \rho_g / \mu_g \end{cases}$$

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

$$F_p = \frac{f_s \rho_s (1-\varepsilon) v_s^2}{2D} \quad (10)$$

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

$$F_d = \frac{3}{4} C_{Ds} \frac{\rho_g (v_g - v_s)^2}{d_p} \varepsilon^{-2.65} \quad (11)$$

$$F_{d\varphi} = \frac{3}{4} C_{Ds} \frac{\rho_g (v_g - v_s)^2}{\varphi d_v} \varepsilon^{-2.65} \quad (12)$$

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

$$\begin{cases} C_{Ds} = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) & Re_p < 1000 \\ C_{Ds} = 0.44 & Re_p > 1000 \end{cases} \quad (13)$$

ou ainda por, Haider e Levenspiel (1989).

$$C_{Ds} = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.1806 Re_p^{0.6459}) + \frac{0.4251}{1 + \frac{6880.95}{Re_p}}, \text{ para } Re_p < 2.6 \times 10^5 \quad (14)$$

E para partículas não esféricas, Haider e Levenspiel (1989).

$$C_{Ds\varphi} = \frac{24}{Re_p} [1 + (8.171 \exp(-4.0655\varphi)) Re_p^{0.0964+0.5565\varphi}] + \frac{73.69 Re_p \exp(-5.0748\varphi)}{Re_p + 5.378 \exp(6.2122\varphi)} \quad (15)$$

A Eq. (15) é válida para $\varphi > 0.67$. O número de Reynolds que aparece nas expressões acima é

$$Re_p = \frac{\varepsilon \rho_g d_p (v_g - v_s)}{\mu_g} \text{ e } \mu_g \text{ é a viscosidade do fluido.}$$

3 SOLUÇÃO NUMÉRICA.

As equações da continuidade (1-2) foram integradas e expressas algebricamente em função dos carregamentos de sólido e de gás, W_s e W_g , respectivamente.

$$(1 - \varepsilon) \rho_s v_s = (1 - \varepsilon_1) \rho_s v_{s1} = W_s \quad (16)$$

$$\varepsilon \rho_g v_g = \varepsilon_1 \rho_{g1} v_{g1} = W_g \quad (17)$$

Nas Equações (16-17), ε_1 é a porosidade inicial, v_{s1} a velocidade inicial do sólido, v_{g1} a velocidade inicial do gás, ρ_{g1} a densidade inicial do gás. O gás é por hipótese ideal, a equação de

estado representa a fase gasosa e a fase sólida é incompressível. Com estas considerações nas Eqs. (16-17) resulta

$$\varepsilon = 1 - (1 - \varepsilon_1) \frac{v_{s1}}{v_s} \quad (18)$$

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} \frac{v_g}{v_{g1}} = \frac{P_1}{P} \quad (19)$$

sendo P_1 a pressão no início da zona de alimentação do sistema. As Equações (3-4) e (18-19) representam o sistema e foram adimensionalizadas usando as seguintes definições.

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1}, \quad \bar{v}_g = \frac{v_g}{v_{g1}}, \quad \bar{v}_s = \frac{v_s}{v_{s1}}, \quad \bar{P} = \frac{P}{P_1}, \quad R = \frac{\rho_s}{\rho_{g1}}, \quad F = \frac{gL}{v_{g1}^2} \sin(\theta), \quad C = \frac{P_1}{\rho_{g1} v_{g1}^2}, \quad s = \frac{v_{s1}}{v_{g1}}$$

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

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{\varepsilon_1} \left(1 - \frac{1 - \varepsilon_1}{\bar{v}_s} \right) \quad (20)$$

$$\bar{v}_g = \frac{1}{\bar{\varepsilon} \bar{P}} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{v}_s}{d\bar{x}} = A_1 & \left\{ - \left[F(R(1 - \varepsilon_1 \bar{\varepsilon}) + \bar{P} \varepsilon_1 \bar{\varepsilon}) + \frac{2Lf_g \bar{P} \bar{\varepsilon} \varepsilon_1 \bar{v}_g^2}{D} + \frac{Lf_s R(1 - \bar{\varepsilon} \varepsilon_1) s^2 \bar{v}_s^2}{2D} \right] \right. \\ & \left. + (C \bar{\varepsilon} \bar{P}^2 - \varepsilon_1) \left\{ - \frac{3}{4} \frac{L \varepsilon_1^{-2.65}}{d_p} \frac{C_{Ds} \bar{P} (\bar{v}_g - s \bar{v}_s)}{R} \bar{\varepsilon}^{-2.65} + \frac{F}{(\bar{v}_g - s \bar{v}_s)} + \frac{L s^2 f_s}{2D (\bar{v}_g - s \bar{v}_s)} \frac{R}{\bar{v}_s^2} \right\} \right\} \end{aligned} \quad (22)$$

$$\frac{d\bar{P}}{d\bar{x}} = \frac{A_2 \left[F(R(1 - \bar{\varepsilon} \varepsilon_1) + \bar{P} \varepsilon_1 \bar{\varepsilon}) + \frac{2Lf_g \bar{P} \bar{\varepsilon} \varepsilon_1 \bar{v}_g^2}{D} + \frac{Lf_s R(1 - \bar{\varepsilon} \varepsilon_1) s^2 \bar{v}_s^2}{2D} \right]}{\bar{\varepsilon} \bar{v}_s^2 (C \bar{\varepsilon} \bar{P}^2 - \varepsilon_1)} \quad (23)$$

Sendo

$$\begin{cases} A_1 = \frac{(\varepsilon_1 \bar{\varepsilon} \bar{v}_s^2)}{[s \varepsilon_1 \bar{\varepsilon} \bar{v}_s^2 (R s (1 - \varepsilon_1) - (C \bar{\varepsilon} \bar{P}^2 - \varepsilon_1)) - (1 - \varepsilon_1) (C \bar{P})]}, \\ A_2 = \bar{P} (1 - \varepsilon_1) (1 - R (\bar{\varepsilon} s \bar{v}_s)^2 \bar{P}) \frac{d\bar{v}_s}{d\bar{x}} - (\bar{\varepsilon} \bar{P} \bar{v}_s)^2 \end{cases}$$

A solução numérica foi obtida utilizando o método de Adams-Moulton, onde as condições iniciais ($v_g = v_{g1}$, $v_s = v_{s1}$, $\varepsilon = \varepsilon_1$, $P = P_1$) em $x = x_0$ devem ser informadas. Algumas literaturas apresentam informações a respeito das condições iniciais medidas nas seções de teste. Isto garante o estabelecimento de comparações dos resultados numéricos com os dados experimentais, desde a região de aceleração até a zona de escoamento totalmente desenvolvido, entretanto a grande maioria

dos experimentos reportados na literatura não fornecem informações a respeito de ε_1 e v_{s1} , e não há, até o presente momento, uma metodologia confiável que possa avaliar essas condições iniciais, em função dos outros parâmetros. E a imposição de uma ou outra quantidade tem influências significativas na solução como veremos adiante.

4 RESULTADOS E DISCUSSÃO.

O conhecimento das condições iniciais (v_{g1} , v_{s1} , ε_1 , P_1) e a precisa estimativa de C_{Ds} , $C_{Ds\phi}$, f_g e f_s a partir das correlações existentes garantem uma descrição totalmente adequada dos principais parâmetros envolvidos no problema, especialmente a distribuição de pressão ao longo da tubulação. No caso do coeficiente de arrasto, as equações desenvolvidas para o movimento de partículas em regime permanente foram aplicadas, desconsiderando a influência da aceleração e da intensidade de turbulência na região de aceleração. Este procedimento já foi usado anteriormente por Dzido et al (2002) e forneceu bons resultados. A escolha adequada da correlação para o cálculo do coeficiente do atrito entre as partículas e a parede também é outro fator importante na análise do problema, entre as diversas correlações empíricas existentes na literatura duas foram testadas para o cálculo do coeficiente f_s : Eqs. (8-9), que neste artigo são denominadas de correlação 1 e 2, respectivamente.

As Figuras (1-8) apresentam os cálculos obtidos para o presente modelo. A Figura (1) computa o perfil do gradiente de pressão para diferentes valores de velocidade superficial do gás ao longo da tubulação. Os dados e as condições iniciais foram extraídos do trabalho de Gidaspow (1979) e são reportados no gráfico. É importante ressaltar que os valores iniciais da pressão e da porosidade foram estimados no trabalho mencionado. Observa-se claramente a existência de um ponto de mínimo evidenciando a existência de duas regiões, a de fase densa e a de fase diluída. Os valores das quedas de pressão computados estão em excelente concordância com os dados experimentais. Observa-se que os cálculos efetuados usando a correlação 1 foram mais preciso que aqueles fornecidos pela correlação 2, representada pela linha tracejada, e neste caso, para velocidades superficiais do gás acima de 5 m/s, os valores encontram-se um pouco acima do experimento.

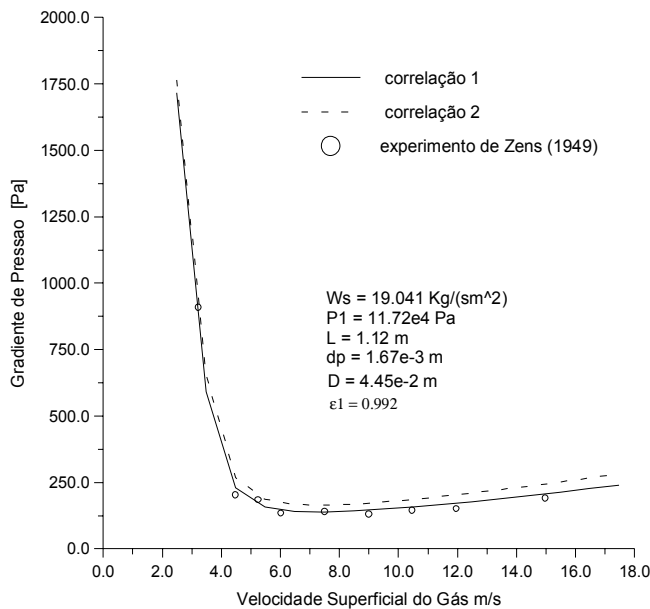


Figura 1. Distribuição da queda de pressão versus velocidade superficial do gás

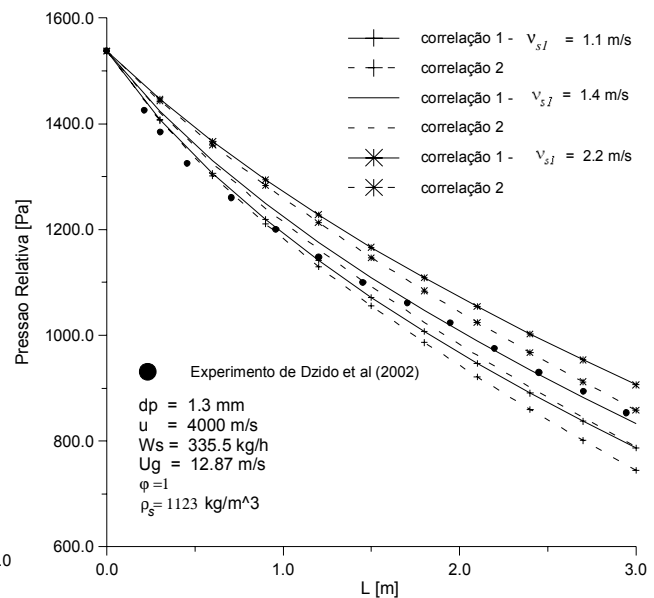


Figura 2. Influência da condição inicial v_{s1}

A influência da condição inicial v_{s1} é mostrada na Fig. (2), Dzido et al (2002) argumentaram que a descrição do perfil de pressão na região de aceleração depende principalmente da determinação

adequada das forças de inércia, cujos valores dependem fortemente da velocidade inicial do sólido v_{sl} (ou porosidade inicial). Além disso, desenvolveram uma metodologia para a estimativa do valor de v_{sl} . Tal influência é confirmada no gráfico apresentado na Fig. (2), e de fato o valor de v_{sl} que melhor representa os dados experimentais no início da região de aceleração, neste modelo, foi de 1.1 m/s e que coincide com o valor obtido pela metodologia desenvolvida pelo referido autor, entretanto da região intermediária até o final da seção de teste, os dados foram melhor representados por $v_{sl} = 1.4$ m/s. Esta diferença pode ser creditada ao modelo proposto neste trabalho que difere do apresentado por Dzido et al (2002).

O comportamento do modelo diante de partículas esféricas e não esféricas pode ser avaliado observando as Figs. (1-4). Apenas a Figura (3) apresenta resultados da distribuição de pressão para partículas não-esféricas, isto é, areia com esfericidade $\phi = 0.872$, (Dzido et al 2002). Os materiais usados nas outras experiências encontradas na literatura com formas esféricas foram: semente de colza Zens (1949), semente de mostarda, Dzido et al (2002) e esferas de vidro Kerker, (1977). A análise geral das quatro figuras mostra que o modelo respondeu bem tanto para partículas de forma esférica quanto para não esféricas. Observa-se ainda que o comportamento do modelo quanto à predição da pressão é sensível a uma variação no valor da esfericidade, por exemplo, a Fig. (3) mostra uma variação de 10% no valor da esfericidade ($\phi = 0.872$) para mais (1.1ϕ) e para menos (0.9ϕ). A Figura (4), apresenta o efeito do carregamento de sólido na distribuição de pressão ao longo da tubulação. Observa-se que em baixos carregamentos de sólidos, os resultados obtidos, quando comparando as duas correlações usadas para o cálculo do coeficiente de atrito sólido, são equivalentes até 40% do comprimento total da seção de teste, a partir daí a correlação 2 descreve melhor o perfil de pressão, independentemente do valor inicial da pressão. Para um alto carregamento de sólido, nenhuma das duas correlações consegue descrever a distribuição de pressão de forma adequada, entretanto na mesma figura está representado o resultado obtido por Kmiec e Leschonski (1987) usando a correlação 2 corrigida por um fator que considera os efeitos de colisão entre a parede e as partículas. Este fator é estimado separadamente para duas regiões: a região de aceleração, caracterizada por um rápido aumento na velocidade da partícula, e a região subsequente onde ocorrem aumentos mais suaves na velocidade. Entretanto não há informações a respeito dos critérios para se estabelecer o comprimento dessas regiões e do intervalo de tempo em que isso ocorre.

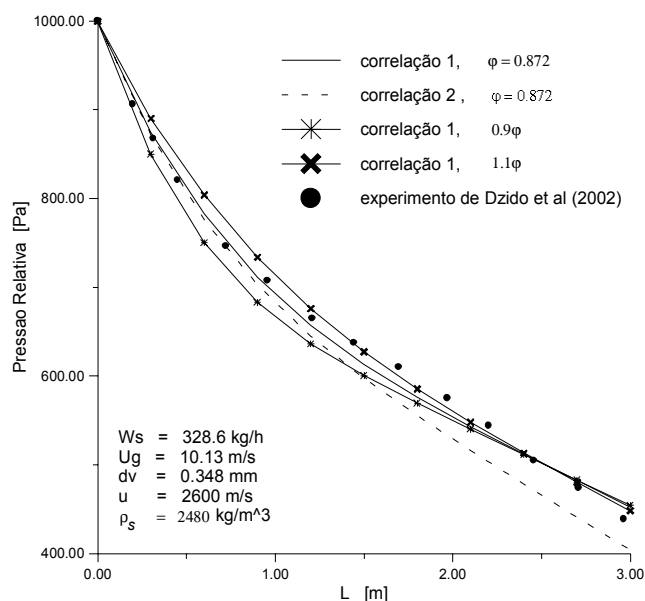


Figura 3. Pressão Relativa versus comprimento L

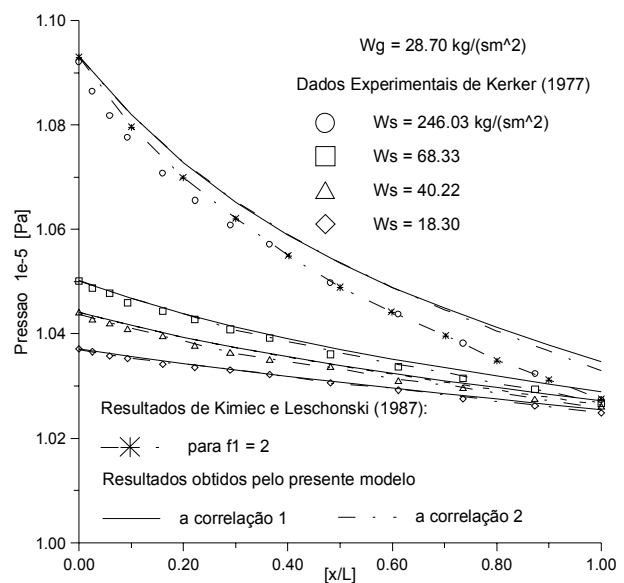


Figura 4. Influência do carregamento de sólido.

As Figuras (5-8) mostram comparações da predição do perfil de velocidade obtida pelo presente modelo, usando as correlações 1 e 2 para o cálculo do coeficiente de atrito sólido, com os dados experimentais de Kerker (1977) e com os resultados numéricos de Kmiec e Leschonsky (1987). Os resultados numéricos apresentados por Kmiec e Leschonsky (1987), nas Figs. (5-7), levaram em consideração a correlação 2 para o cálculo do atrito sólido, e na Fig. (8), a correlação é corrigida pelo termo que considera os efeitos de colisão entre a parede e as partículas. De uma maneira geral, pode-se afirmar que o padrão do perfil de evolução de velocidade, obtido pelo presente modelo, está de acordo com os dados experimentais e mais adequado que os resultados numéricos de Kmiec e Leschonsky (1987). Os dados experimentais revelam que há uma maior transferência de quantidade de movimento da fase gás para a fase sólida na região de aceleração do que na região de escoamento totalmente desenvolvido, entretanto o modelo é mais preciso na última região, principalmente em carregamentos de sólido maiores.

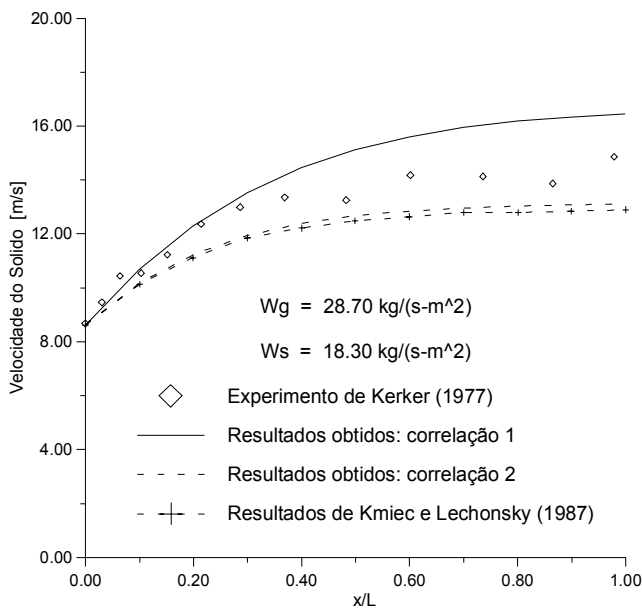


Figura 5. Velocidade do sólido versus x/L

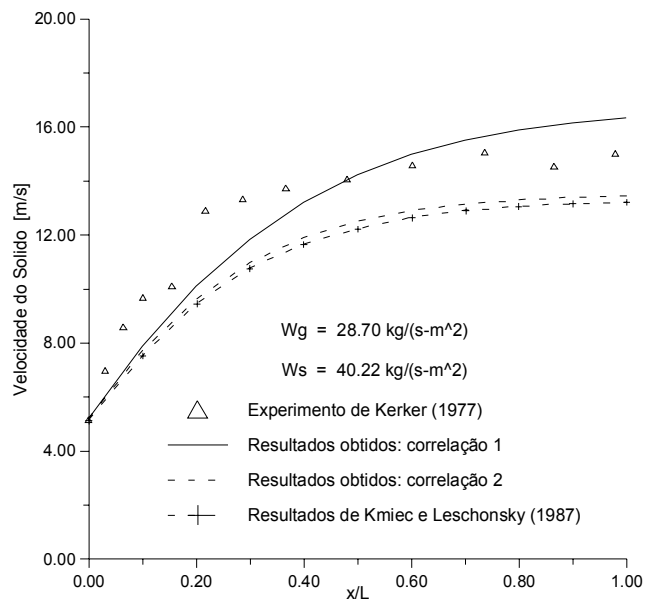


Figura 6. Velocidade do sólido versus x/L

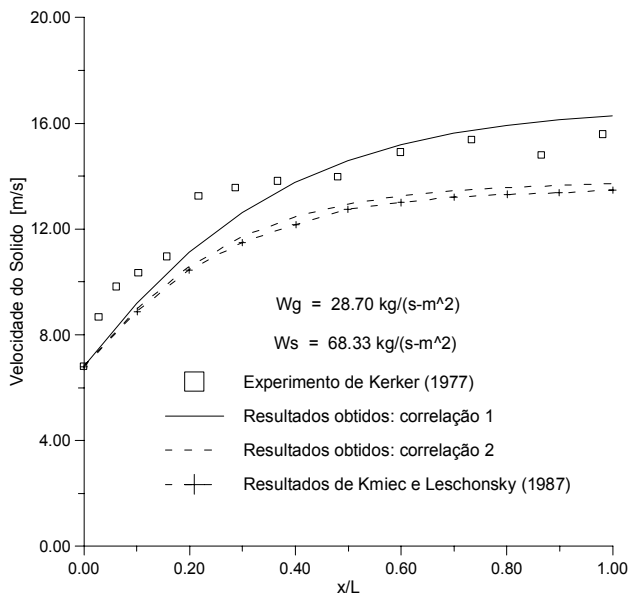


Figura 7. Velocidade do sólido versus x/L

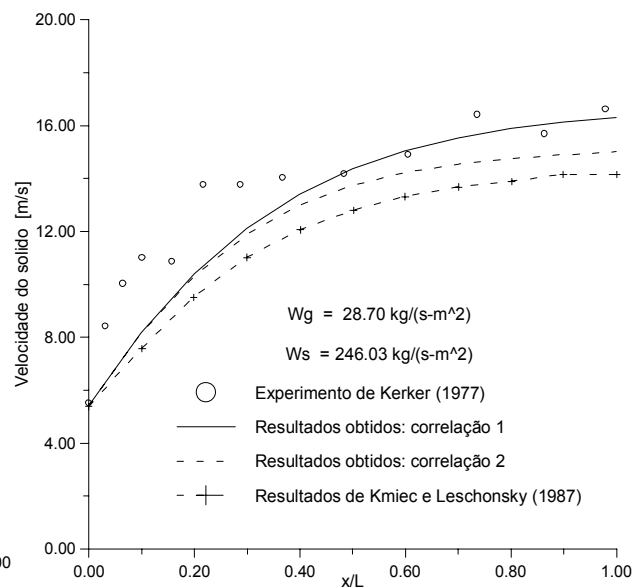


Figura 8. Velocidade do sólido versus x/L

5 CONCLUSÕES

A análise dos resultados revelou que para baixos carregamentos de sólidos, as correlações 1 e 2 usadas no cálculo do coeficiente de atrito sólido são praticamente equivalentes na predição da distribuição de pressão, por outro lado, para carregamentos de sólidos mais altos, a correlação 1 forneceu melhores resultados para o perfil de velocidade.

Observou-se que a estimativa da velocidade inicial v_{s1} (ou porosidade inicial) é um fator que influencia fortemente a predição teórica da distribuição de pressão e que, até o presente momento, não há uma metodologia que seja capaz de prever essas condições iniciais em função de outros parâmetros envolvidos no processo, tais como: configuração geométrica do dispositivo de alimentação e correlações empíricas para o cálculo dos coeficientes de arrasto e de atrito (gás-sólido e partícula-parede) na zona de entrada do escoamento.

Resultados da análise numérica do presente modelo, considerando diferentes dados experimentais, demonstram a possibilidade de obter predições precisas da queda de pressão para partículas esféricas e não-esféricas em toda a extensão do escoamento em sistemas de transporte pneumático. Sendo portanto, adequado para ser empregado como ferramenta no projeto de sistemas de transporte pneumático.

6 AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem o suporte financeiro fornecido pela Secretaria de Tecnologia e Meio Ambiente do Estado do Pará (SECTAM-PA).

7 REFERÊNCIAS

- Benitez, N. G., Mesquita, A. L. A, 1997, “Um Método para a Análise de Transporte Pneumático Vertical em Fase Diluída”, XIV COBEM, Bauru – S.P.
- Dzido, G., Palica, M., Raczek, J., 2002, “ Investigations of the Acceleration Region in the Vertical Pneumatic Conveying”, Powder Technology, Vol. 127, pp. 99-106.
- Gidaspow, D., Arastoopour, H., 1979, “Vertical Pneumatic Conveying Using Four Hydrodynamic Models”, Ind. Eng. Chem. Fundam., Vol. 18, No. 2, pp. 123-130.
- Haider, A., Levenspiel O., 1989, “Drag Coefficient and Terminal Velocity of Spherical and Nonspherical Particles”, Powder Technology, Vol. 58, pp. 63-70.
- Hariu, O. H., Molstad M. C., 1949, “Pressure Drop in Vertical Tubes in Transport of solids by Gases”, Industrial and Engineering Chemistry, Vol. 41, No 6, pp. 1148-1160.
- Kmiec, A., Leschonski, K., 1984, “An experimental study of the pressure drop of gas-solids suspension flow in Vertical Pipes”, The Chemical Engineering Journal, Vol. 29, pp. 51-56.
- Kmiec, A., Leschonski, K., 1987, “Acceleration of the Solid Phase During Pneumatic Conveying in Vertical Pipes”, The Chemical Engineering Journal, Vol. 36, pp. 59-70.
- Yang, W. C., 1978, “A Correlation for Solid Friction Factor in Vertical Pneumatic Conveying Lines”, *AIChE Journal*, Vol. 24, No. 3, pp. 548-552.
- Yang, W. C., 1974, “Correlations for Solid Friction Factors in Vertical and Horizontal Pneumatic Conveying *AIChE Journal*, Vol. 20, No. 3, pp. 605-607.
- Zens, F. A., 1949, “Two-Phase Fluid-Solid Flow”, Ind. Eng. Chem., Vol. 41, pp. 2801-2807.

Calculation of the Pressure Drop in Pneumatic Transport Using a Hydrodynamic Model.

Lázaro J. S. da Silva. UFPa–DEM. R. A. Correa, s/n, Guamá, CEP 66075-010, lazarojs@ufpa.br
André L. A. Mesquita. UFPa–DEM. R. A. Correa, s/n, Guamá, CEP 66075-010, andream@ufpa.br
Carlos T. da Costa Jr. UFPa–DEE. R. A. Correa, s/n, Guamá, CEP 66075-010, cartav@ufpa.br.

Abstract. The pressure drop evaluation through a pneumatic conveying system is a fundamental step in the design of these installations. The present work presents a hydrodynamic model to predict the pressure drops in horizontal and vertical pneumatic conveying. The pressure drops through the conveying line as function of the process parameters was obtained from the mass e moment balances. The flow was considered one-dimensional, steady, incompressible and isothermal. The resultant ordinary differential system of equations was express as an initial value problem. Some terms of the equations present empirical correlation. The wall friction and drag force coefficients and terminal velocity correlation were introduced in the model. Finally, the numerical solution of the equation system was obtained by a multiple step method and the calculated results showed agreement with the experimental data available in literature.

Keywords. Pneumatic Transport, Pressure Drop, fluid-solid flow, two-phase flow, Lean phase.