MODELAGEM E SIMULAÇÃO DA DINÂMICA DO ESCOAMENTO GÁS-SÓLIDO VERTICAL CONTRA-CORRENTE E CONCORRENTE

Este exemplar corresponde a redação final da tese defendida por Selene Maria de Arruda Guelli e aprovada pela Comissão Julgadora em 26/03/85

Cesar Costapinto Santana

012/85

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA DE CAMPINAS
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA QUÍMICA

MODELAGEM E SIMULAÇÃO DA DINÂMICA DO ESCOAMENTO GÁS-SÓLIDO VERTICAL CONTRA-CORRENTE E CONCORRENTE

Autor : Selene Maria de Arruda Guelli
Orientador : Prof.Dr. Cesar Costapinto Santana

Tese submetida à Comissão de Pós-Graduação da Faculdade de Engenharia de Campinas - UNICAMP como parte dos requisitos necessários para obtenção do grau de MESTRE EM ENGENHARIA QUÍMICA

Campinas, SP - Brasil
Março de 1985

A MEUS PAIS E IRMÃOS

AO AUGUSTO

AGRADECIMENTOS

Ao Professor Doutor Cesar Costapinto Santana, o meu sincero agradecimento pela dedicada orientação e intenso incentivo ao desenvolvimento desta pesquisa.

Aos Professores, Colegas e Funcionários do DEQ/FEC, pela amizade.

À colega Elisabete Scolin Mendes, pela obtenção de dados experimentais utilizados para a verificação de parte da simulação desenvolvida neste trabalho.

Ao José Roberto Rosa, pela elaboração dos desenhos das Figuras.

À Margarida Seixas Maia, pelo excelente trabalho datilográfico.

Ao CNPq, pelo auxílio financeiro concedido durante o desenvolvimento deste trabalho.

ÍNDICE GERAL

RESUMO

No presente trabalho, foi realizado estudo da dinâmica do escoamento gás-sólido vertical concorrente e contra-corrente, considerando-se o efeito da aceleração do fluido e das partículas sólidas.

Baseando-se em equações de conservação da massa e quantidade de movimento para o gás e para as partículas sólidas, foi proposta a modelagem de sistemas de contato gás-sólido vertical com aceleração, para a obtenção dos perfis longitudinais de porosidade, velocidade local do gás e das partículas sólidas e pressão.

Para a resolução do conjunto de equações que caracterizam a dinâmica do sistema, foram propostos dois métodos numéricos : diferencial e integral.

Através de equações fundamentais, foi possível a predição da velocidade crítica ("choking velocity"), que é a velocidade de transição entre os regimes contra-corrente e concorrente.

Utilizando-se da modelagem proposta e dos dados disponíveis na literatura, foram realizados a simulação de sistemas de contato gás-sólido e o estudo de sensibilidade paramétrica.

A partir dos resultados obtidos pela simulação, foram efetuadas a comparação e a análise dos dois métodos propostos.

ABSTRACT

This work deals with countercurrent and cocurrent solid-gas flow through a vertical tube, including the acceleration effect on the fluid and solid particles.

Based upon the equations of conservation of mass and momentum for gas and solid particles, the modeling of vertical solid-gas contact systems, with acceleration, has been proposed to obtain the axial profiles of porosity, the local gas and solid particles velocities and the pressure along the tube.

For the solution of the equations that characterize the dynamics of the system, the differential and the integral numerical methods have been used.

From the fundamental equations, the prediction of the choking velocity, that is, the transition velocity between countercurrent and cocurrent flows, has been possible.

Using the proposed modeling and the data available in the literature, the simulation of solid-gas contact systems and the study of parametric sensibility have been performed.

From the results obtained by simulation, the comparison and the analysis of the two methods have been carried out.

NOMENCLATURA

A = área da seção transversal do tubo $[L^2]$

C_{D_S} = coeficiente de arraste

$D/_{Dt}$ = derivada substantiva

d_p = diâmetro da partículas sólida $[L]$

D = diâmetro do tubo, $[L]$

f_g = fator de atrito

f_s = força de arraste exercida pelo gás sobre as partículas sólidas, por unidade de volume, $[M/L^2\ t^2]$

f_w = força de atrito entre o gás e a parede, por unidade de volume, $[M/L^2\ t^2]$

g = aceleração do campo gravitacional, $[L/t^2]$

h = comprimento do intervalo $[L]$

L = comprimento do tubo, $[L]$

Lo = comprimento do leito fixo, $[L]$

M = peso molecular do ar

m_k = variável adimensional definida pela equação (II.2)

n_k = variável adimensional definida pela equação (II.1)

NDI = número de intervalos

P = pressão do sistema, $[M/L\,t^2]$

ΔP = queda de pressão do sistema, $[M/L\,t^2]$

q_{mf} = velocidade superficial na mínima fluidização, $[L/t]$

Q = $(u-v)/(v_\infty\ E^{nk-1})$, fator de caracterização de regime definido pela equação (D) do Capítulo III

R = $\rho_f \, U_g'^2/\rho_s \, V_s'^2$, variável adimensional definida pela equação (III.49)

R' = constante universal dos gases ideais

Re_g = $\rho_g \, u \, D/\mu_g$, número de Reynolds do gás

Re_s = $\varepsilon \, \rho_f \, d_p \, (u-v)/\mu_f$, número de Reynolds da partícula sólida

Re_∞ = $v_\infty \, \rho_f \, d_p/\mu_f$, número de Reynolds relacionado com a velocidade terminal da partícula

t = tempo, $[t]$

t' = $t \, v_\infty/L$, tempo adimensional

T = $(\rho_s-\rho_f) \, g \, t/\rho_s \, V_s$, tempo adimensional definido pela equação (III.56)

T' = temperatura absoluta (T)

u = velocidade local do fluido $[L/t]$

u' = u/v_∞, velocidade adimensional do fluido

U = u-v, velocidade relativa , $[L/t]$

U_g = velocidade superficial do fluido, $[L/t]$

U_s = $U \, \varepsilon$, velocidade relativa convertida para o valor superficial através da equação (II.8) $[L/t]$

U_g' = VGA = U_g/v_∞, velocidade superficial adimensional do fluido,definida pela equação (III.38)

$(U_g)_c$ = velocidade crítica ("choking velocity"), $[L/t]$

v' = v/v_∞, velocidade adimensional da partícula sólida

v = velocidade local da partícula sólida, $[L/t]$

v_∞ = velocidade terminal da partícula sólida; $[L/t]$

V_s = velocidade superficial da partícula sólida, $[L/t]$

V_s' = VSA = V_s/v_∞ , velocidade superficial adimensional da partícula sólida definida pela equação (III.37)

$\dot{W}_f$ = vazão mássica do fluido, $[M/t]$

$\dot{W}_s$ = vazão mássica das partículas sólidas, $[M/t]$

W_f = vazão mássica do fluido por unidade de área, $[M/tL^2]$

W_s = vazão mássica das partículas por unidade de área, $[M/tL^2]$

z = coordenada axial na vertical, $[L]$

z_0 = altura inicial do leito, $[L]$

z_f = altura final do leito , $[L]$

$z' = z_a$ = $\bar{z}$ = z/L, coordenada axial adimensional na vertical

Z = $(\rho_s - \rho_f)\, g z/\rho_s V_s^2 = Z_0\, z'/V_s'^2$, distância adimensional definida pela equação (III.51)

Z_f' = fator de compressibilidade

Z_0 = $(\rho_s - \rho_f)\, g\, L/\rho_s v_\infty^2$,distância adimensional baseada na velocidade terminal definida pela equação (III.35)

LETRAS GREGAS

ε = porosidade do sistema

ε_c = porosidade do sistema, correpondente à condição de colapso

ε_o = porosidade do leito fixo

θ = ângulo entre o eixo do tubo e a linha horizontal

Λ = variável adimensional definida pela equação (II.5)

ρ_f = massa específica do fluido, $\left[M/L^3 \right]$

ρ_g = massa específica do gás, $\left[M/L^3 \right]$

ρ_s = massa específica da partícula sólida, $\left[M/L^3 \right]$

μ_f = viscosidade do fluido, $\left[M/Lt \right]$

μ_g = viscosidade do gás, $\left[M/Lt \right]$

ϕ = $\Delta P/\left[(\rho_s - \rho_f)Lg \right]$, gradiente adimensional de pressão definido pela equação (II.12)

$$\Phi_t = \frac{\left[\dfrac{1}{(1-\varepsilon)^2} + \dfrac{R(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} \right]}{Q^{m_k} - 1} = \Phi_z(1-\varepsilon)$$, variável adimensional definida pela equação(III.58)

$$\Phi_z = \frac{\left[\dfrac{1}{(1-\varepsilon)^3} + \dfrac{R}{\varepsilon^3} \right]}{Q^{m_k} - 1}$$,variável adimensional definida pela equação (III.53)

$$\Phi_{\phi z} = \Phi_t + \frac{1}{(1-\varepsilon)^2} - \frac{R}{\varepsilon^2}$$, variável adimensional definida pela equação (III.76)

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

I.1 - MOTIVAÇÃO À PESQUISA

O escoamento de duas fases em contra-corrente é uma das operações mais utilizadas na Engenharia Química. Existem muitos estudos sobre o escoamento gás-líquido e gás-sólido concorrente, principalmente do ponto de vista empírico, embora poucos dados, sobre escoamento gás-sólido contra-corrente, estejam disponíveis na literatura.

A maioria dos processos de gaseificação do carvão envolve contato gás-sólido em contra-corrente sob a forma de um leito deslizante.

A Figura I.1 apresenta um esquema de um escoamento gás-sólido em contra-corrente em um tubo vertical, o qual permite identificar o conjunto de variáveis que ocorrem, por exemplo, em unidades de leito deslizante, que são bastante utilizadas em reatores químicos, resfriadores e secadores.

Com a grande ênfase dada à pesquisa e desenvolvimento dos vários tipos de contato gás-sólido em reatores químicos, tornou-se necessária uma melhor compreensão também do contato concorrente, o qual, embora compreenda um considerável número de trabalhos experimentais, carece ainda de uma melhor formulação através das equações básicas de conservação.

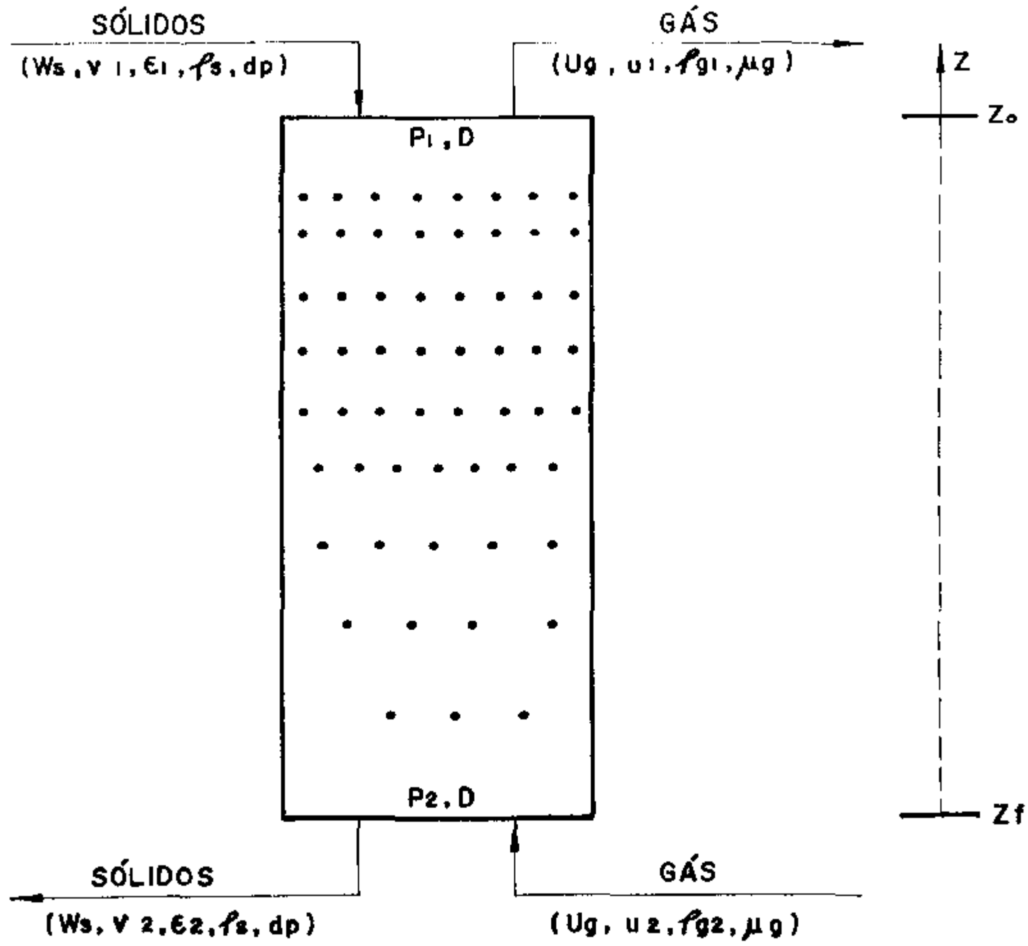

Figura I.1 - Esquema de um escoamento gás-sólido em contra-corrente em um tubo vertical

I.2 - OBJETIVOS DESTE TRABALHO

No dimensionamento de sistemas de contato gás-sólido, é de grande importância a determinação da queda de pressão e do regime de escoamento, sendo conhecidas as vazões do gás e das partículas sólidas, o diâmetro do tubo e as características das partículas sólidas (massa específica, diâmetro e forma das partículas).

Uma das dificuldades em se obter uma formulação geral para o cálculo de queda de pressão é a existência de vários regimes de escoamento que dependem principalmente da faixa de vazões utilizadas para o fluido e para as partículas sólidas.

Não existe um modelo fluido-dinâmico universal a ser aplicado ao escoamento gás-sólido, existindo considerável controvérsia na literatura a respeito dos diversos modelos apresentados.

Como consequência, não existe ainda, no momento, um modelo de escoamento de aceitação generalizada.

Para um melhor entendimento das equações que regem o escoamento simultâneo de fluido e partículas sólidas, torna-se importante o estudo de fenômenos onde ocorram os termos de aceleração nas equações da quantidade de movimento.

Um aspecto importante a ser analisado é a predição da velocidade crítica (transição do regime contra-corrente para o concorrente) baseada em equações fundamentais já que existem, na literatura, somente correlações de natureza empírica para o cálculo da queda de pressão e da velocidade crítica ("choking velocity").

A condição de colapso ocorre quando a velocidade do gás alcança um valor crítico tanto no escoamento contra-corrente como no concorrente. Naquela situação as partículas sólidas, que se movem para baixo ao longo de um tubo vertical, tornam-se instáveis, a queda de pressão aumenta e o modelo de escoamento das partículas sólidas muda. Este fenômeno chamado de colapso no escoamento gás-sólido corresponde à situação de inundação no escoamento líquido-gás em contra-corrente.

Os objetivos principais dessa pesquisa correspondem à predição da velocidade crítica bem como à obtenção dos perfis longitudinais de porosidade, de velocidades locais do fluido e das partículas sólidas e também do perfil de pressão, o qual permitirá a predição da queda de pressão.

É de grande interesse o desenvolvimento de um estudo de sensibilidade paramétrica em relação ao conjunto de equações propostas, visando um melhor entendimento da influência das variáveis dinâmicas do sistema, gerando assim informações fundamentais para ampliações e diminuições de escala no projeto de equipamentos que envolvem misturas gás-sólido.

CAPÍTULO II

REVISÃO DA LITERATURA

CAPÍTULO II

REVISÃO DA LITERATURA

II.1 - INTRODUÇÃO

O escoamento vertical de duas fases (sólido-fluido)pode ocorrer sob três condições básicas :

a) escoamento sólido-fluido concorrente ascendente

b) escoamento sólido-fluido concorrente descendente

c) escoamento sólido-fluido contra-corrente.

Na Figura II.1 estão apresentadas as várias direções de movimento de sistemas sólido-fluido.

Estas três direções de movimento podem ocorrer, para um dado sistema sólido-fluido, variando-se a vazão mássica das partículas sólidas, a vazão mássica de fluido e o diâmetro do tubo.

São conhecidos três regimes fundamentais de escoamento vertical de sistemas sólido-gás. Segundo a ordem decrescente de concentração de sólidos, esses regimes são classificados como:

d) regime de fase densa

e) regime de borbulhamento

f) regime de fase diluída.

Variando-se o grau de concentração das partículas sólidas, os três regimes de escoamento podem ser obtidos, conforme mostra a Figura II.2.

Os sistemas de contato sólido-gás exibem condições de

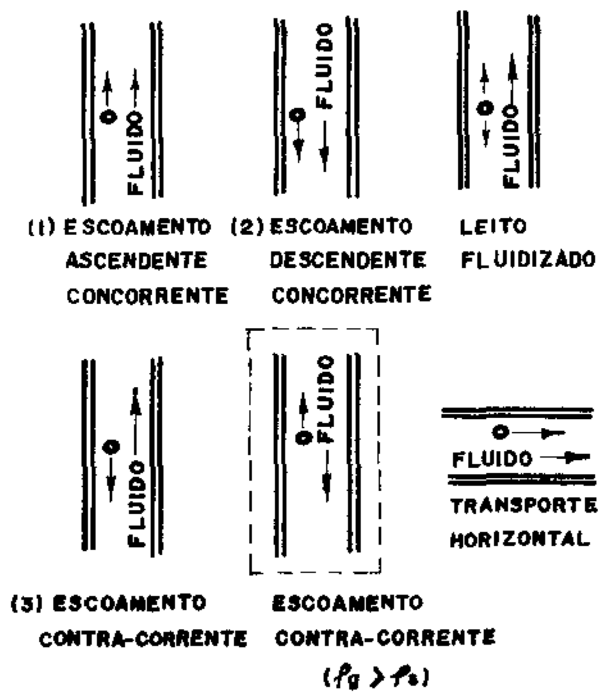

Figura II.1 - Direções de movimento de sistemas sólido-fluido (Ref.(1))

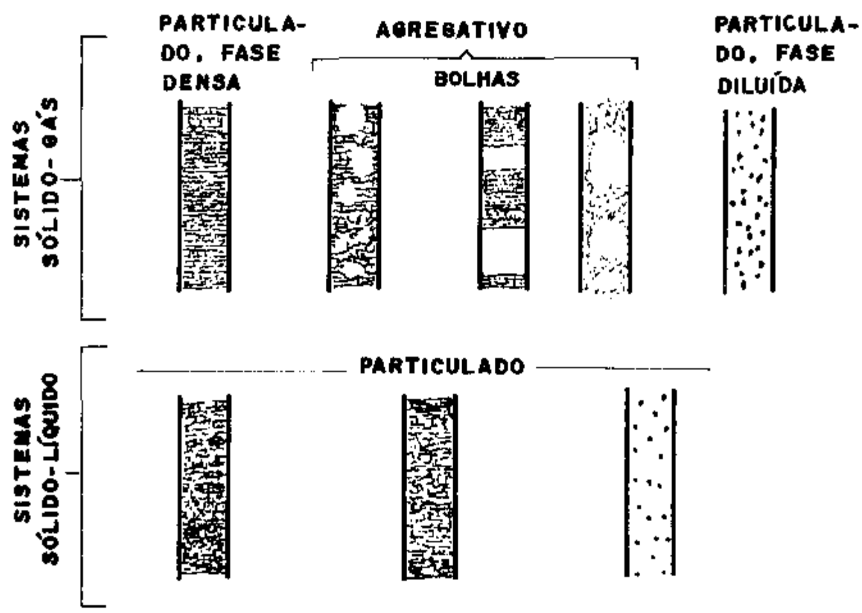

Figura II.2 - Concentrações dos sistemas sólido-fluido(Ref.(1))

homogeneidade quando escoam em regime de fase densa (porosidades da ordem de 0.5) e de fase diluída (porosidades compreendidas entre 0.9 a 1.0).

As concentrações da mistura entre estes extremos, geralmente, exibem condições não homogêneas envolvendo bolhas de gás e partículas sólidas alternadas ou bolhas de gás dentro de uma massa fluidizada, como pode ser visto na Figura II.2.

Sistemas sólido-líquido não levam à formação de bolhas e aproximam de um sistema ideal no qual concentrações,de zero até à condição de leito fixo (porosidades em torno de 0.4),podem manter condições de homogeneidade. Uma parte da literatura denomina de sistemas sólido fluido não-ideais aqueles que exibem condições de não-homogeneidade, enquanto que são considerados sistemas ideais, suspensões uniformes em toda a faixa de porosidade (da condição de leito fixo à 1.0).

II.2 - DIAGRAMA DE FASE PARA SISTEMAS SÓLIDO-FLUIDO

O diagrama de fase foi introduzido por Zenz (1) para sistemas de duas fases (sólido-fluido),consistindo de um gráfico de queda de pressão por unidade de comprimento e velocidade superficial do gás, sendo o parâmetro das curvas a vazão mássica dos sólidos.

Este diagrama mostra qualitativamente as características da queda de pressão de vários regimes e pode ser dividido em três quadrantes:

a) o Quadrante I representa regiões de escoamento sólido-gás concorrente ascendente e também regiões de escoamento sólido-gás contra-corrente (partículas sólidas escoando no sentido descendente).

b) os Quadrantes II e III representam regiões de escoamento sólido-gás concorrente descendente.

A Figura II.3 representa um diagrama de fase para sistemas sólido-fluido em escoamento vertical, onde as distâncias horizontais à direita da origem representam velocidade superficial do fluido no sentido ascendente , enquanto que distâncias horizontais à esquerda da origem representam velocidade superficial do fluido no sentido descendente.

Na origem, a velocidade superficial do fluido é nula. Isto significa que nenhum fluido está escoando no tubo vertical. Na mesma Figura II.3, as distâncias verticais ascendentes à origem representam um aumento na queda de pressão (P_1 - P_2),enquanto que distâncias verticais descendentes à origem representam um aumento na queda de pressão (P_2 - P_1).

As curvas W_1,W_2 e W_3 representam linhas constantes de vazão mássica das partículas sólidas por unidade de seção transversal do tubo.

Este tipo de gráfico é construído em coordenadas logarítmicas por ser mais conveniente, embora não permita atingir valores nulos de velocidade superficial do fluido ou queda de pressão sem descontinuidade.

Para baixa velocidade superficial do fluido no sentido ascendente ou descendente é mais conveniente utilizar escala aritmética.

Na Figura II.3 foram utilizadas as escalas logarítmica e aritmética.

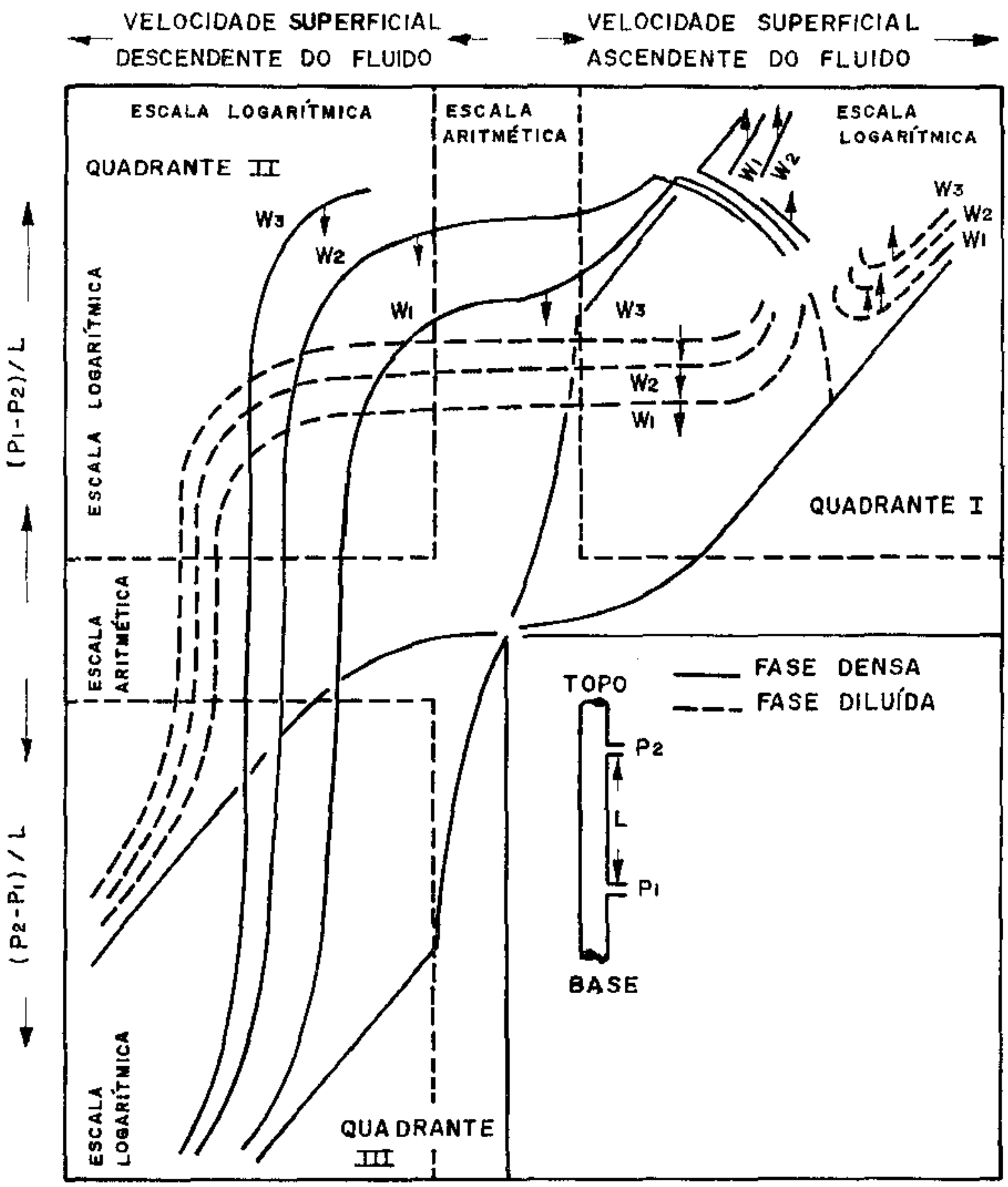

Figura II.3 - Diagrama de fase para sistemas sólido-fluido em escoamento vertical (Ref.(2))

A Figura II.4 mostra o Quadrante I detalhado. Essa figura descreve as características da queda de pressão em leito fluidizado (Curva OABD); transporte vertical de fase diluída(Curva II'J) ou de fase densa (Curva PQ), escoamento em contra - corrente de fase diluída (Curva MN).

A Curva OEFG representa as características da queda de pressão do escoamento de gás no tubo vertical.

O ponto F se refere à velocidade terminal da partícula. Para transportar uma partícula no sentido vertical ascendente, a velocidade do fluido precisa exceder a velocidade terminal da partícula.

A Curva II'J mostra que a curva de queda de pressão possui um valor mínimo para uma dada vazão mássica de partículas sólidas, por unidade de área de seção transversal do tubo. Como a velocidade do fluido diminui entre os pontos I e I', a queda de pressão diminui, semelhante ao escoamento de uma única fase. A seguir, a queda de pressão alcança um valor mínimo no ponto I' e começa a aumentar. Um decréscimo na velocidade do fluido entre os pontos I' e J resulta em um aumento pronunciado na queda de pressão como resultado de um aumento na carga de partículas sólidas.

Quando a velocidade do fluido atinge valores menores do que o correspondente ao ponto J, a suspensão de partículas sólidas em fase diluída entra em colapso resultando em escoamento com bolhas, sendo a velocidade de fluido,correspondente ao ponto J,denominada velocidade crítica ("choking velocity".)

A condição de colapso ocorre quando a velocidade do fluido alcança um valor crítico no escoamento em contra-corrente.

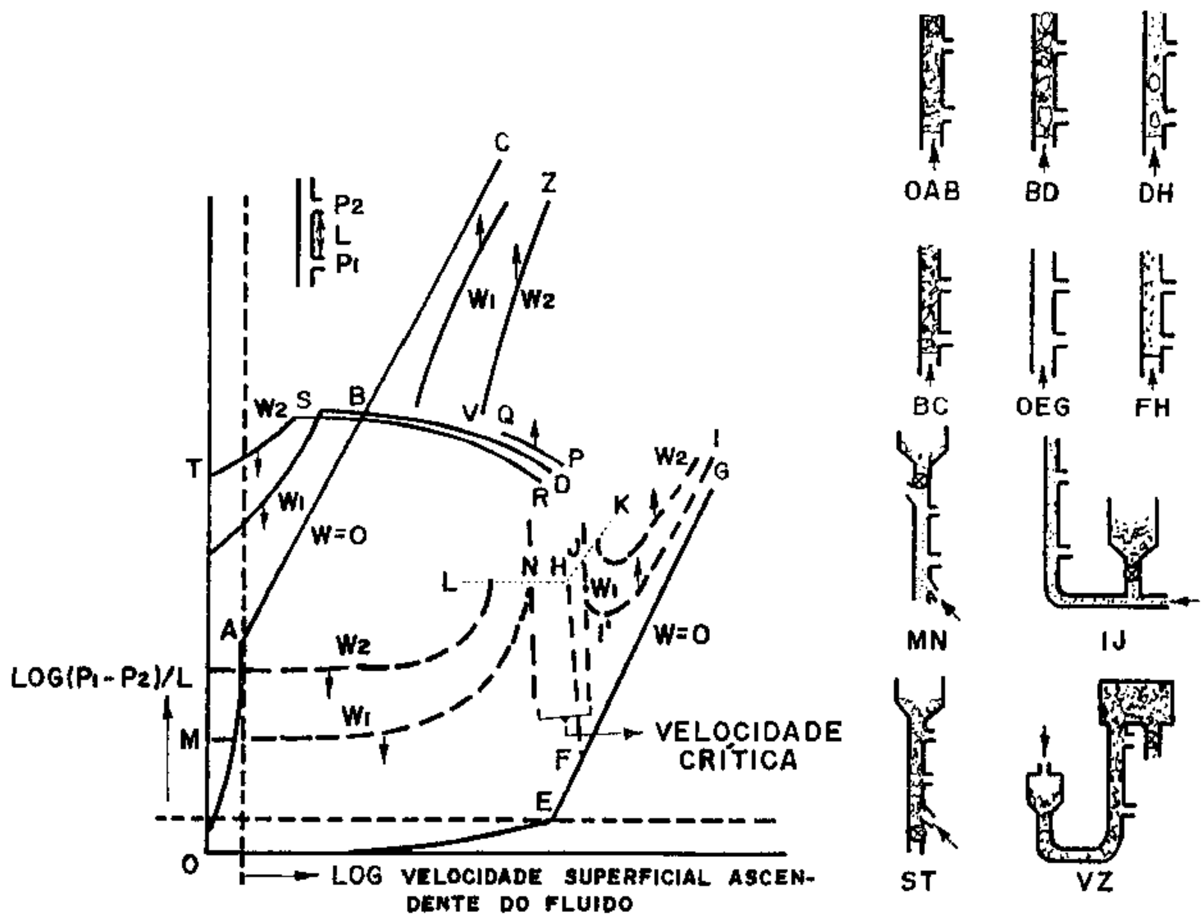

Figura II.4 - Diagrama de fase para sistemas sólido-fluido com escoamento ascendente de fluido: Quadrante I detalhado (Ref.(2))

Nessa situação, as partículas, que movem para baixo ao longo do tubo, tormam-se instáveis resultando em grandes queda de pressão e flutuações na queda de pressão e o regime de escoamento muda.

Este fenômeno chamado de colapso, no escoamento sólido-gás, corresponde à condição de inundação, no escoamento sólido-líquido em contra-corrente.

Quando são utilizadas partículas pequenas (d_p < 200 μ), é possível evitar o colapso selecionando-se parâmetros de operação apropriados, tais como o diâmetro da partícula e o diâmetro do tubo, para obter uma transição suave do transporte em fase diluída para fase densa a velocidades de fluido menores. Nesses casos, obtém-se um regime conhecido na literatura como regime de fluidização rápida.

Há uma região de escoamento com bolhas entre os pontos D e H, resultando em flutuações na queda de pressão, sendo difícil o estabelecimento de uma relação definida entre queda de pressão e velocidade do gás.

Nenhuma linha é mostrada entre os pontos D e H,mas o comportamento do sistema, nessa condição, é mostrado no desenho do lado direito superior da Figura II.4 (desenho DH).

Escoamentos ascendentes e descendentes em fase densa no estado fluidizado estão representados pelas curvas PQ e RS , respectivamente. O escoamento ascendente em fase densa no estado não-fluidizado é representado por curvas semelhantes à curva VZ para velocidades de fluido maiores do que a velocidade mímima de fluidização. A curva ST representa o escoamento descendente não-fluidizado de partículas sólidas para velocidades de fluido abaixo da velocidade mínima de fluidização.

A Figura II.5 apresenta os Quadrantes II e III detalhados.

As curvas OAB e OEG são imagens espelhadas invertidas das curvas de queda de pressão em leito fixo e de atrito de Fanning, OAB e OEFG, respectivamente, da Figura II.4.

As curvas ST,UV e ZX representam o escoamento descendente concorrente em fase densa de fluido e partículas sólidas para várias vazões mássicas de partículas sólidas.

Para velocidades descendentes de fluido baixas,no Quadrante II, a pressão da corrente descendente é maior do que a pressão da corrente ascendente porque as partículas sólidas estão se movendo no sentido descendente mais rápido do que o fluido.

Para maiores velocidades descendentes de fluido , o fluido se move mais rápido, causando uma maior pressão na corrente ascendente como mostra o Quadrante III.

As curvas KL e MN descrevem o comportamento do escoamento descendente concorrente em fase diluída do fluido e das partículas sólidas.

II.3 - TRABALHOS DESENVOLVIDOS A PARTIR DA TEORIA CLÁSSICA DE FLUIDIZAÇÃO PARTICULADA

A teoria clássica da fluidização particulada (Richardson e Zaki (3),Wilhelm e Kwauk (4)) trata de sistemas sólido-fluido nos quais somente a partícula sólida ou o fluido está em movimento em relação ao tubo.

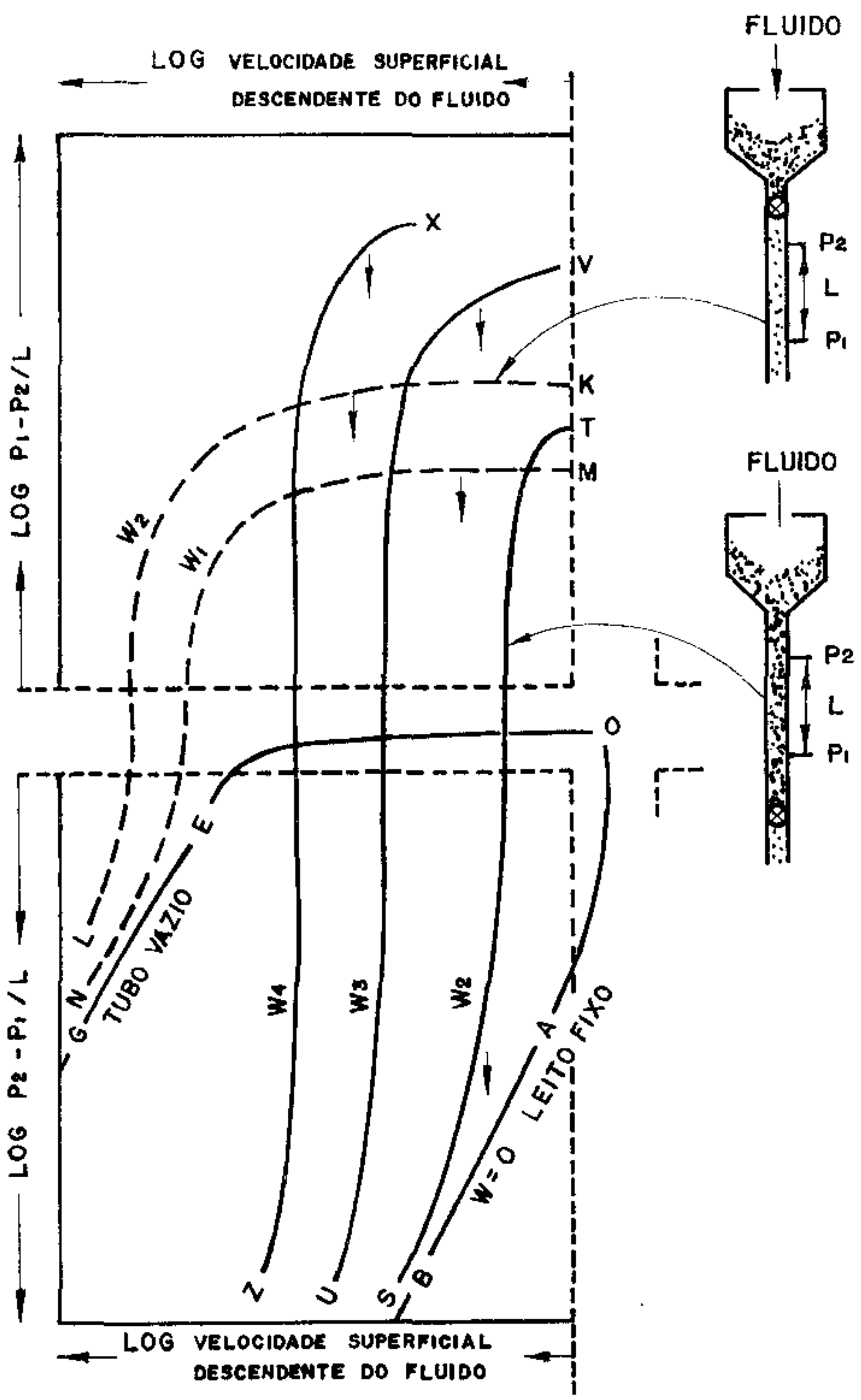

Figura II.5 - Diagrama de fase para sistemas sólido-fluido em escoamento descendente: Quadrantes II e III detalhados (Ref.(2))

A teoria clássica apresenta as seguintes expressões para o estado estacionário, sem aceleração, que relacionam a porosidade do leito fluidizado (ε) com a velocidade superficial do fluido (U_g):

$$\frac{U_g}{v_\infty} = \varepsilon^{n_k} \qquad \text{(II.1)}$$

e a queda de pressão (ΔP) com a velocidade superficial do fluido:

$$\frac{\Delta P}{L(\rho_s - \rho_f)(1-\varepsilon)g} = \left(\frac{U_g}{q_{mf}}\right)^{m_k} \qquad \text{(II.2)}$$

Nessas equações q_{mf} é a velocidade mínima de fluidização, v_∞ é a velocidade terminal da partícula sólida, n_k é função de $Re_\infty = (v_\infty\, d_p\, \rho_f/\mu_f)$ e m_k é função de ε e Re_∞.

A Figura II.6 apresenta a relação entre n_k e Re_∞, enquanto que na Figura II.7 tem-se o relacionamento entre m_k, Re_∞ e ε.

Uma das correlações para a obtenção da velocidade mínima de fluidização foi proposta por Wen e Yu (6):

$$q_{mf} = \frac{\mu_f}{\rho_f\, d_p}\left[\left[(33.7)^2 + \frac{0.0408\, d_p^3\, \rho_f\, (\rho_s - \rho_f) g}{\mu_f}\right]^{1/2} - 33.7\right] \qquad \text{(II.3)}$$

A velocidade terminal da partícula sólida pode ser calculada através da correlação proposta por Yuan (7) :

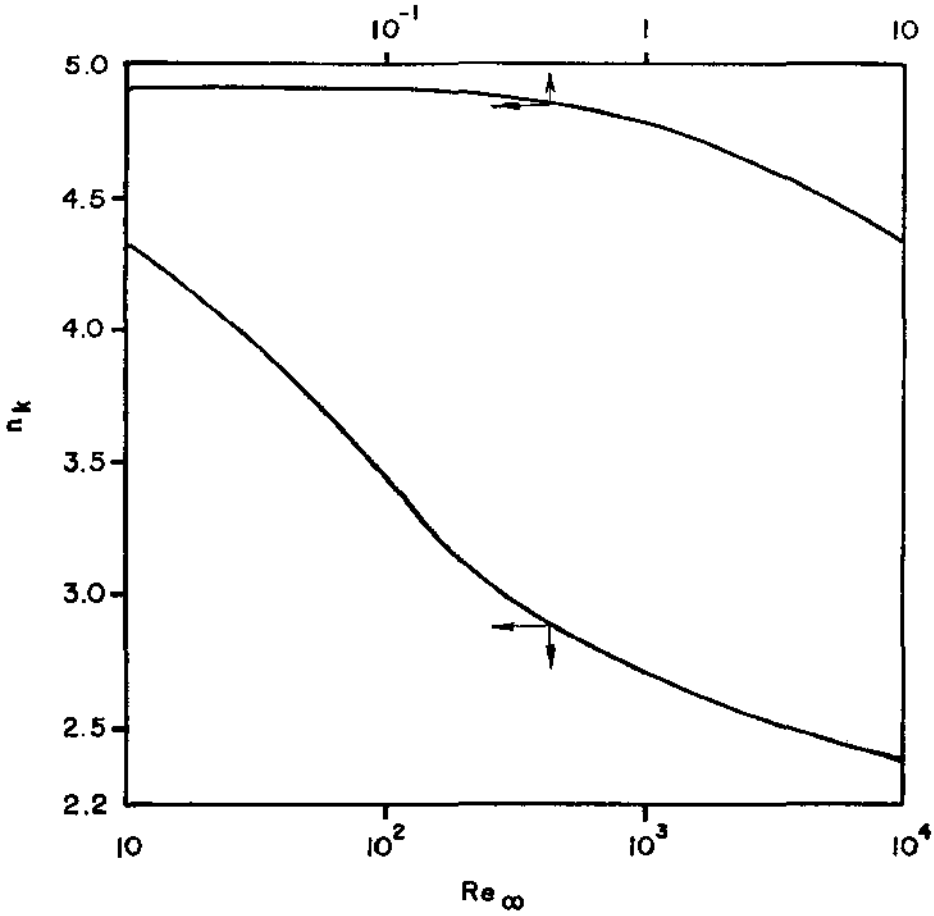

Figura II.6 - Relação entre n_k e Re_∞. (Ref.(5))

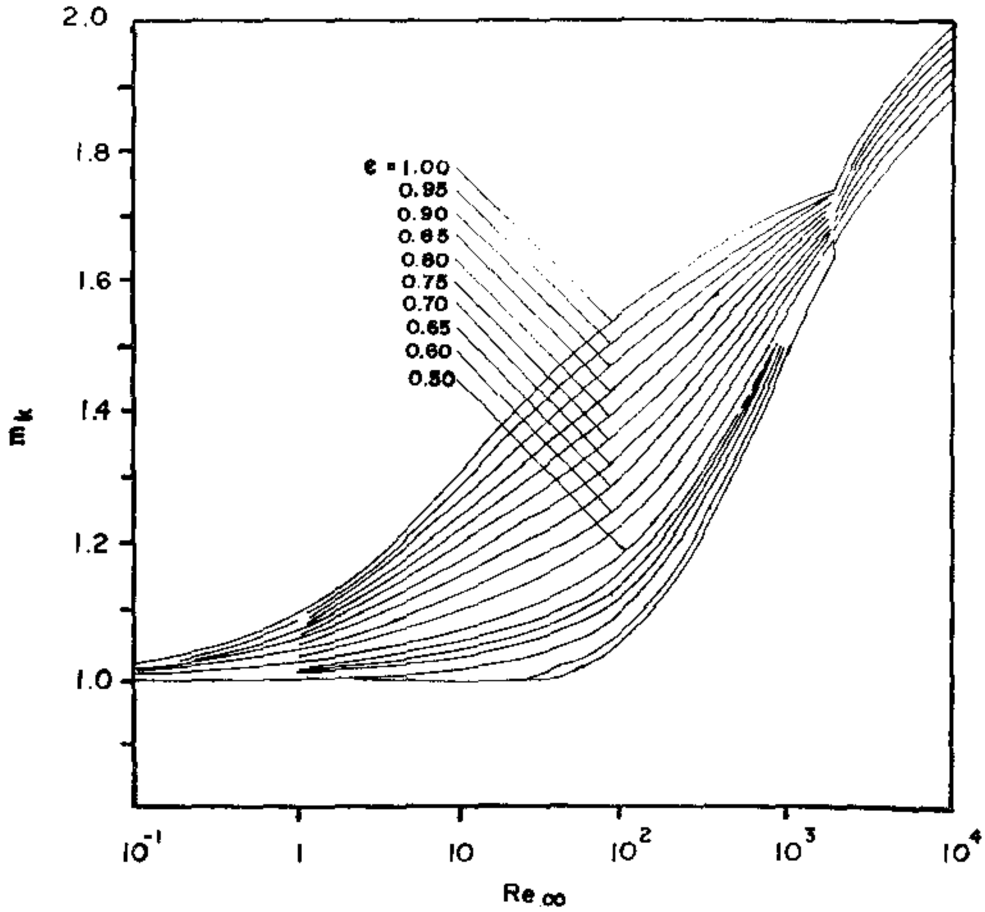

Figura II.7 - Relação entre m_k, Re_∞ e ε (Ref.(5)).

$$\log Re_{\infty} = -1.38 + 1.94 \log \Lambda - 8.60\times10^{-2} (\log \Lambda)^2 -$$

$$- 2.52\times10^{-2} (\log \Lambda)^3 + 9.19\times10^{-4} (\log \Lambda)^4 +$$

$$+ 3.35\times10^{-4} (\log \Lambda)^5 \qquad (II.4)$$

onde :

$$\Lambda = \left[\frac{4}{3} g \, d_p^3 \left(\frac{\rho_s - \rho_f}{\mu_f^2} \right) \rho_f \right]^{1/2} \qquad (II.5)$$

e

$$v_{\infty} = \frac{Re_{\infty} \, \mu_f}{\rho_f \, d_p} \qquad (II.6)$$

A partir de 1950, muitos pesquisadores como Zenz (8), Elgin e Foust (9) e outros sugeriram, independentemente, a aplicação da teoria clássica de fluidização para estudar as operações de fluidização generalizada, embora nenhum estudo tenha sido desenvolvido.

Zenz (1) propôs o diagrama de fase de fluidização, como já foi exposto, mas nenhum tratamento quantitativo foi desenvolvido para tais sistemas.

Rhodes e Mertes (10) propuseram uma análise quantitativa do sistema vertical deslizante e suas limitações.

A essência de seus trabalhos pode ser resumida: "Se a velocidade superficial do fluido, U_g, da fluidização clássica for substituída pela velocidade relativa entre as partículas sólidas e o fluido, as correlações gerais da fluidização clássica podem ser estendidas para compreender o domínio total da fluidização generalizada".

Kwauk (5) estendeu os conceitos e correlações da fluidização clássica para todos os sistemas sólido-fluido envolvendo movimento vertical simultâneo das partículas sólidas e do fluido em estado estacionário, sem aceleração.

A velocidade relativa entre as partículas sólidas e o fluido (U) é dada por :

$$U = u - v \tag{II.7}$$

onde u e v são as velocidades locais do fluido e das partículas sólidas, respectivamente.

Como as correlações gerais da fluidização clássica estão baseadas na velocidade superficial do fluido, a velocidade relativa necessita da seguinte conversão para o valor superficial:

$$U_s = U\,\varepsilon = (u-v)\,\varepsilon \tag{II.8}$$

Substituindo-se a equação (II.8) na equação (II.1) , obtem-se :

$$\frac{U_s}{v_\infty} = \varepsilon^{n_k} = \frac{U\,\varepsilon}{v_\infty} = \left(\frac{u-v}{v_\infty}\right)\varepsilon$$

ou, de outra maneira:

$$U = u-v = v_\infty\,\varepsilon^{n_k-1} \tag{II.9}$$

A equação (II.9), obtida por Kwauk (5) a partir da teoria clássica, expressa a relação entre a porosidade e as velocidades locais do fluido e das partículas sólidas para movimento em estado estacionário, sem aceleração.

Segundo Kwauk (5), U_g e q_{mf}, da equação (II.2) da teoria clássica, precisam sofrer as seguintes substituições:

$$U_s = (u-v)\,\varepsilon = v_\infty\,\varepsilon^{n_k} \qquad (II.10)$$

$$q_{mf} = v_\infty\,\varepsilon^{n_k} \qquad (II.11)$$

Substituindo-se as equações (II.10) e (II.11) na equação (II.2), obtem-se :

$$\frac{\Delta P}{L(\rho_s-\rho_f)g} = (1-\varepsilon)\left[\frac{(u-v)}{v_\infty\,\varepsilon^{n_k-1}}\right]^{m_k} = \Phi \qquad (II.12)$$

onde Φ é o gradiente adimensional de pressão para o escoamento em contra-corrente do leito deslizante.

Rearranjando-se a equação (II.12), obtem-se:

$$\left(\frac{\Phi}{(1-\varepsilon)}\right)^{1/m_k} \varepsilon^{n_k-1} = \frac{u-v}{v_\infty} \qquad (II.13)$$

Quando a velocidade do fluido se aproxima do valor especificado pela condição de fluidização mínima, Φ alcança o valor de $(1-\varepsilon)$ e a equação (II.13) fica reduzida à equação (II.9).

II.4 - TRABALHOS DESENVOLVIDOS A PARTIR DAS EQUAÇÕES DE CONSERVAÇÃO DA MASSA E DA QUANTIDADE DE MOVIMENTO

Arastoopour e Gidaspow (11) realizaram análise de quatro modelos fluidodinâmicos, utilizando dados experimentais obtidos por Zenz (8) e método numérico diferencial.

O escoamento vertical em contra-corrente de partículas sólidas diluídas, de tamanho uniforme, e gás pode ser descrito matematicamente utilizando balanços de massa e quantidade de movimento para escoamento uni-dimensional, isotérmico em estado estacionário.

O sentido do escoamento foi escolhido como o sentido do transporte de partículas sólidas (do topo para base do tubo).

As quatro equações diferenciais podem ser escritas como duas equações da continuidade, sem mudança de fase, uma equação da quantidade de movimento para a mistura e mais uma quarta equação difere de modelo para modelo.

As equações comuns aos modelos da literatura são :

a) Equação da continuidade do gás

$$\frac{d}{dz}\left[\varepsilon\ \rho_g\ u\right] = 0 \qquad \text{(II.14)}$$

b) Equação da continuidade das partículas sólidas:

$$\frac{d}{dz}\left[(1-\varepsilon)\ \rho_s\ v\right] = 0 \qquad \text{(II.15)}$$

c) Equação da quantidade de movimento da mistura:

$$(1-\varepsilon)\ \rho_s\ v\ \frac{d\ v}{d\ z} + \varepsilon\ \rho_g\ .u\ \frac{d\ u}{d\ z} = \frac{d\ P}{d\ z} + f_w + \left[\rho_s\ (1-\varepsilon) + \rho_g\ \varepsilon\right] g \text{ sen } \theta \qquad \text{(II.16)}$$

onde :

θ : é o ângulo entre o eixo do tubo e a linha horizontal.

f_w: é a força de atrito entre o gás e a parede.

Os dois componentes, apresentados no lado esquerdo da equação (II.16), representam a queda de pressão devido à aceleração das partículas e do fluido, enquanto que os dois últimos componentes, mostrados no lado direito, representam a queda de pressão devido ao atrito entre o gás e a parede e ao efeito gravitacional, respectivamente.

Deseja-se obter os perfis longitudinais de u,v,ε e P. Uma quarta equação referente à conservação da quantidade de movimento das partículas sólidas, é necessária para a resolução do sistema de equações.

Os modelos da literatura analisados por Arastoopour e Gidaspow (11) são :

Caso (A) - Queda de pressão em ambas as fases sólida e fluida - modelo de escoamento anular (Capes e Nakamura (12)).

$$\rho_s\ v\ \frac{d\ v}{d\ z} + \frac{d\ P}{d\ z} = f_s + \rho_s\ g \text{ sen } \theta \qquad \text{(II.17)}$$

Caso (B) - Queda de pressão somente na fase fluida (Soo (13)).

$$\rho_s \, v \frac{dv}{dz} = f_s + \rho_s \, g \, \text{sen} \, \theta \qquad (II.18)$$

Caso (C) - Velocidade relativa (Gidaspow (14)).

$$\frac{1}{2} \frac{d}{dz} (u-v)^2 = \frac{f_s}{\rho_s} + g \, \text{sen} \, \theta \qquad (II.19)$$

A relação acima, proposta por Gidaspow, considera o efeito da velocidade relativa (u-v) na equação da quantidade de movimento.

Caso (D) - Queda de pressão parcial em ambas as fases (Deich et al (15)).

$$\rho_s \, v \frac{dv}{dz} - \frac{P}{(1-\varepsilon)} \frac{d\varepsilon}{dz} + \frac{dP}{dz} = f_s + \rho_s \, g \, \text{sen} \, \theta \qquad (II.20)$$

onde f_s : é a força de arraste exercida pelo gás sobre as partículas.

f_w pode ser expresso por meio da equação do tipo Fanning :

$$f_w = \frac{f_g \, \rho_g \, u^2}{2 \, D} \qquad (II.21)$$

onde f_g, o fator de atrito, é uma função do número de Reynolds do gás e da rugosidade relativa da tubulação.

A tubulação foi assumida lisa, nos cálculos. Portanto, f_g é função somente do número de Reynolds do gás.

Para baixos números de Reynolds, o fator de atrito pode ser obtido através da fórmula empírica de Blasius (16) :

$$f_g = \frac{0.316}{Re_g^{0.25}} \quad , \quad Re_g < 100000 \qquad (II.22)$$

Para altos números de Reynolds, o fator de atrito pode ser calculado através da expressão obtida do " Handbook of Natural of Gas Engineering", 1959 (16) :

$$\frac{1}{\sqrt{f_g}} = 2 \log \left(Re_g \sqrt{f_g}\right) - 0.8 \qquad (II.23)$$

onde :

$$Re_g = \frac{\rho_g \, u \, D}{\mu_g} \qquad (II.24)$$

O efeito do atrito das partículas com a parede não foi considerado por Arastoopour e Gidaspow (11).

Segundo estes autores, f_s, a força de arraste exercida pelo gás sobre as partículas, pode ser escrita como :

$$f_s = - \frac{3}{4} \; \frac{C_{D_S} \, \rho_g \, (u-v)^2 \, \varepsilon^{-2.65}}{d_p} \qquad (II.25)$$

válida para partículas esféricas.

O coeficiente de arraste, C_{D_S}, pode ser relacionado com o número de Reynolds das partículas sólidas (17) por meio das seguintes relações:

$$C_{D_S} = \frac{24}{Re_s}(1 + 0.15\, Re_s^{0.687}), Re_s < 1000 \qquad (II.26)$$

$$C_{D_S} = 0.44 \;,\; Re_s > 1000 \qquad (II.27)$$

onde :

$$Re_s = \frac{\varepsilon\, \rho_g\, d_p (u-v)}{\mu_g} \qquad (II.28)$$

Para descrever a fase gasosa, foi utilizada a equação de estado para gás ideal e o atrito entre as partículas sólidas e a parede foi desprezado.

O sistema de equações é expresso na forma de um Problema de Valor Inicial.

Arastoopour e Gidaspow (11) utilizaram o método Runge-Kutta de 4ª ordem para obtenção dos resultados numéricos para o conjunto de equações dado acima com valores iniciais para $z = 0$.

O Caso (D), modelo de pressão parcial em ambas as fases, não gera nenhum valor numérico para os parâmetros do escoamento contra-corrente. Este problema é causado devido à força extra no modelo de pressão parcial $(P/(1-\varepsilon))(d\varepsilon/dz)$. Esta força, em adição à força de arraste, é muito grande superando o efeito da gravidade, evitando que ocorra o movimento descendente das partículas sólidas.

O modelo de velocidade relativa (Caso C) prediz maiores valores de queda de pressão do que os outros Casos (A e B).

Para o escoamento contra-corrente, os três modelos : modelo de velocidade relativa (Caso C), modelo com queda de pressão nas fases gasosa e sólida (Caso A) e o modelo com queda de pressão somente na fase gasosa (Caso B) mostram o comportamento observado experimentalmente (1) e predizem a condição de colapso observada experimentalmente.

A velocidade crítica do gás predita pelo modelo de velocidade relativa é muito menor do que a predita pelos outros modelos.

Comparando os valores obtidos para a queda de pressão pela solução numérica das quatros equações diferenciais de cada modelo com valores experimentais obtidos por Zenz (8) para escoamento concorrente, Arastoopour e Gidaspow (11) concluíram que o modelo que considera o efeito da velocidade relativa (u-v) na equação da quantidade de movimento (Caso (C)) é o que melhor se ajustou aos dados experimentais.

II.5 - CORRELAÇÕES PARA PREDIÇÃO DA VELOCIDADE CRÍTICA

Várias correlações empíricas estão disponíveis na literatura para a predição da velocidade crítica.Recentemente , Punwani et al. (18) realizaram um estudo de revisão destas correlações e concluíram que as três seguintes correlações apresentam melhores resultados em comparação com os dados experimentais:

II.5.1 - Equações de Punwani et al. (18):

$$\frac{2\,g\,D(\varepsilon_c^{-4.7}-1)}{\left(\dfrac{(U_g)_c}{\varepsilon_c} - v_\infty\right)^2} = 0.0087\,\rho_g^{0.77} \qquad \text{(II.29)}$$

$$\frac{(U_g)_c}{\varepsilon_c} - v_\infty = \frac{W_s}{\rho_s(1-\varepsilon_c)} \qquad (II.30)$$

com ρ_g em kg/m^3.

II.5.2 - Equação de Leung et al. (19)

$$(U_g)_c = 32.3 \frac{W_s}{\rho_s} + 0,97\ v_\infty \qquad (II.31)$$

II.5.3 - Equações de Yang (20)

$$\frac{2\ g\ D(\varepsilon_c^{-4.7} - 1)}{\left(\frac{(U_g)_c}{\varepsilon_c} - v_\infty\right)^2} = 0.01 \qquad (II.32)$$

$$\frac{W_s}{\rho_s(1-\varepsilon_c)} = \frac{(U_g)_c}{\varepsilon_c} - v_\infty \qquad (II.33)$$

Convém salientar que as correlações apresentadas acima e muitas outras revisadas por Punwani et al . são correlações empíricas baseadas em resultados experimentais publicados na literatura.

CAPÍTULO III

MODELAGEM MATEMÁTICA

CAPÍTULO III

MODELAGEM MATEMÁTICA

III.1 - INTRODUÇÃO

Kwauk (5) aplicou as correlações da teoria clássica de fluidização particulada para sistemas sólido-fluido onde ambos, partículas sólidas e fluido, podem executar movimentos independentes, sem aceleração, na direção vertical, como apresentado no ítem II.3 do Capítulo anterior.

As hipóteses propostas por Kwauk (5) são que não somente as vazões mássicas das partículas sólidas e do fluido são mantidas constantes, como também suas velocidades permanecem constantes. Desta maneira, a porosidade de um dado sistema sólido-fluido sempre assume um único valor independente do tempo e da posição, dependendo somente das características físicas das partículas sólidas e do fluido e das velocidades superficiais dos mesmos.

Infelizmente, o estado estacionário sem aceleração é alcançado apenas em algumas situações particulares e as relações, já desenvolvidas no Capítulo anterior, só podem ser utilizadas para sistemas com baixas velocidades, onde o efeito da aceleração seja insignificante ou com altas velocidades, mas distante da região de aceleração.

Na maioria dos sistemas, tanto a vazão mássica das partículas sólidas como a do fluido variam, tornando o movimento transiente, fazendo com que a porosidade e a velocidade das partículas sejam funções de ambos : a posição e o tempo.

$$\varepsilon = f_1 \ (z,t) \qquad \text{(III.1)}$$

Kwauk (21) propôs uma análise de sistemas sólido-fluido nos quais as taxas de alimentação são mantidas constantes e , como a área da seção transversal do tubo é constante, as vazões mássicas das partículas sólidas e do fluido também permanecem constantes.

Considerando-se somente a aceleração convectiva e levando-se em conta a compressibilidade do leito, a porosidade , a pressão e as velocidades das partículas sólidas e do fluido serão funções da posição ou do tempo decorrido desde a entrada das partículas sólidas no tubo, mas não de ambos (posição e tempo):

$$\varepsilon = f_2 \ (z) = f_3 \ (t) \qquad \text{(III.2)}$$

O movimento de tais sistemas é caracterizado por perfis estacionários de porosidade, pressão, velocidades locais das partículas sólidas e do fluido, que variam com a coordenada longitudinal ao longo do eixo do tubo.

III.2 - MODELO PROPOSTO UTILIZANDO AS EQUAÇÕES DA CONTINUIDADE E DA QUANTIDADE DE MOVIMENTO

Para a obtenção dos perfis longitudinais de porosidade, pressão, velocidades locais das partículas sólidas e do fluido, torna-se necessário o desenvolvimento de quatro equações.

Foi proposta a solução do conjunto de quatro equações, sendo duas equações da continuidade (uma para as partículas sóli das e outra para o fluido) e duas equações da quantidade de movimento (uma para as partículas sólidas e outra para o fluido).

Foi considerado que as variáveis admitem valores positivos no sentido ascendente vertical. A coordenada axial, z, foi considerada nula na entrada das partículas sólidas no tubo.

As hipóteses admitidas foram : escoamento vertical isotérmico, uni-dimensional, de partículas sólidas com tamanho uniforme e fluido, levando-se em conta somente a aceleração convectiva, desprezando-se a aceleração local.

Para um sistema vertical sólido-fluido, em movimento com aceleração, as equações da continuidade para as partículas sólidas e para o fluido podem ser escritas em termos de suas respectivas concentrações $1-\varepsilon$ e ε:

$$\frac{1}{1-\varepsilon}\,\frac{D(1-\varepsilon)}{D\,t} = -\,\frac{\partial\, v}{\partial\, z} \tag{III.3}$$

$$\frac{1}{\varepsilon}\,\frac{D\,\varepsilon}{D\,t} = -\,\frac{\partial\, u}{\partial\, z} \tag{III.4}$$

onde o operador D/Dt representa a derivada substantiva para aceleração.

Desenvolvendo-se as equações (III.3) e (III.4), obtém-se:

$$v\,\frac{\partial\,\varepsilon}{\partial\, z} + \frac{\partial\,\varepsilon}{\partial\, t} = (1-\varepsilon)\,\frac{\partial\, v}{\partial\, z} \tag{III.5}$$

$$u\,\frac{\partial\,\varepsilon}{\partial\, z} + \frac{\partial\,\varepsilon}{\partial\, t} = -\,\varepsilon\,\frac{\partial\, u}{\partial\, z} \tag{III.6}$$

Considerando-se somente a aceleração convectiva nas equações (III.5) e (III.6), obtém-se :

$$v \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = (1-\varepsilon) \frac{\partial v}{\partial z} \qquad \text{(III.7)}$$

$$u \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = - \varepsilon \frac{\partial u}{\partial z} \qquad \text{(III.8)}$$

A equação da quantidade de movimento para as partículas sólidas contidas num espaço de volume unitário pode ser expressa pelos três seguintes termos :

i) Forças inercial e gravitacional que atuam sobre as partículas e estão relacionadas com o peso das partículas sólidas:

$$(1-\varepsilon)\ \rho_s \frac{D v}{D t} + (1-\varepsilon)\ \rho_s\ g \qquad (A)$$

ii) Forças inercial e gravitacional que atuam sobre o volume de fluido deslocado pelas partículas e estão relacionadas com o empuxo efetivo sobre o fluido:

$$(1-\varepsilon)\ \rho_f \frac{D u}{D t} + (1-\varepsilon)\ \rho_f\ g \qquad (B)$$

iii) Força de arraste exercida pelas partículas sólidas sobre o fluido.Esta relação pode ser obtida da equação (II.12), do Capítulo anterior:

$$\left(\frac{\partial P}{\partial z}\right) = (\rho_s - \rho_f)\ g\ (1-\varepsilon) \left[\frac{(u-v)}{v_\infty\ \varepsilon^{n_k - 1}} \right]^{m_k} \qquad (C)$$

Para o escoamento sem aceleração, $(u-v)=v_{\infty}\,\varepsilon^{n_k-1}$, e o termo entre colchetes da equação (C) é unitário e, para este caso,

$$\left(\frac{\Delta P}{z}\right) = (\rho_s-\rho_f)g\,(1-\varepsilon)$$

O termo entre colchetes, da equação (C), determina o desvio em relação ao estado sem aceleração convectiva e será denominado <u>fator de caracterização de regime</u>, Q , de maneira que:

. $Q = 1$, para sistemas em estado estacionário, sem aceleração

. $Q > 1$, para sistemas com movimento de partículas sólidas acelerado para cima (concorrente).

. $Q < 1$, para sistemas com movimento de partículas sólidas acelerado para baixo (contra-corrente).

e:

$$Q = \left[\frac{u-v}{v_{\infty}\,\varepsilon^{n_k-1}}\right] \qquad \text{(D)}$$

Combinando os três termos acima relativos às forças inercial, gravitacional e de arraste, obtém-se a equação da quantidade de movimento para as partículas sólidas:

$$(1-\varepsilon)\rho_s \frac{Dv}{Dt} + (1-\varepsilon)\,\rho_s\,g - (1-\varepsilon)\rho_f \frac{Du}{Dt} - (1-\varepsilon)\rho_f\,g -$$

$$- (\rho_s-\rho_f)\,(1-\varepsilon)g\,Q^{m_k} = 0 \qquad \text{(III.9)}$$

Expandindo a derivada substantiva, D/Dt, obtém-se:

$$(1-\varepsilon)\rho_s\left[v\frac{\partial v}{\partial z}+\frac{\partial v}{\partial t}\right]+(1-\varepsilon)(\rho_s-\rho_f)\,g\;-$$

$$-\,(1-\varepsilon)\rho_f\left[u\frac{\partial u}{\partial z}+\frac{\partial u}{\partial t}\right]-(1-\varepsilon)\,(\rho_s-\rho_f)\,g\,Q^{m_k}=0 \qquad \text{(III.10)}$$

Ou, de outra forma:

$$\left[v\frac{\partial v}{\partial z}+\frac{\partial v}{\partial t}\right]-\frac{\rho_f}{\rho_s}\left[u\frac{\partial u}{\partial z}+\frac{\partial u}{\partial t}\right]+\frac{(\rho_s-\rho_f)}{\rho_s}\,g\left[1-Q^{m_k}\right]=0 \qquad \text{(III.11)}$$

Considerando somente a aceleração convectiva, isto é , desprezando a aceleração local, obtém-se :

$$v\frac{\partial v}{\partial z}-\frac{\rho_f}{\rho_s}\,u\frac{\partial u}{\partial z}+\frac{(\rho_s-\rho_f)}{\rho_s}\,g\left[1-Q^{m_k}\right]=0 \qquad \text{(III.12)}$$

A equação da quantidade de movimento para o fluido contido no mesmo volume unitário po/ ser expressa pelos três seguintes termos:

i) Força inercial que atua sobre o fluido :

$$\rho_f\,\frac{D\,u}{D\,t} \qquad \text{(E)}$$

ii) Gradiente de queda de pressão (de acordo com a convenção da fluidização, quando a queda de pressão é utilizada, a força gravitacional do fluido não precisa ser incluída no primeiro termo):

$$\frac{\partial P}{\partial z} \qquad (F)$$

iii) Força de arraste, que é idêntica à força utilizada para o movimento das partículas sólidas, equação (C).

Desta maneira, a equação da quantidade de movimento para o fluido pode ser escrita como :

$$\rho_f \frac{D u}{D t} + \frac{\partial P}{\partial z} + (\rho_s - \rho_f)\ g\ (1-\varepsilon)\ Q^{m_k} = 0 \qquad (III.13)$$

Expandindo a derivada substantiva, D/Dt, obtém-se:

$$\rho_f \left[u \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial t} \right] + \frac{\partial P}{\partial z} + (\rho_s - \rho_f) g\ (1-\varepsilon) Q^{m_k} = 0 \quad (III.14)$$

Ou, de outra forma :

$$u \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{(\rho_s - \rho_f)}{\rho_f}\ g\ (1-\varepsilon) Q^{m_k} = 0 \quad (III.15)$$

Considerando somente a aceleração convectiva,ou seja, desprezando a aceleração local, a equação (III.15) pode ser escrita da seguinte forma:

$$u \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{(\rho_s - \rho_f)}{\rho_f}\ g(1-\varepsilon)\ Q^{m_k} = 0 \qquad (III.16)$$

III.2.1 - MÉTODO DIFERENCIAL

Nesse método, foi proposta a resolução do conjunto das quatro equações : (III.7), (III.8), (III.12) e (III.16).

A partir da equação (III.7), chega-se a :

$$\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{v}{(1-\varepsilon)} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \qquad \text{(III.17)}$$

Utilizando-se a equação (III.8), obtém-se :

$$\frac{\partial u}{\partial z} = - \frac{u}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \qquad \text{(III.18)}$$

Substituindo-se as equações (III.17) e (III.18) na equação (III.12), obtém-se :

$$\frac{v^2}{(1-\varepsilon)} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \frac{\rho_f}{\rho_s} \frac{u^2}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \frac{(\rho_s-\rho_f)}{\rho_s} g \left[1-Q^{m_k} \right] = 0 \qquad \text{(III.19)}$$

Utilizando a equação (III.19), pode-se obter a variação da porosidade ao longo do comprimento do tubo:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = \frac{(\rho_s-\rho_f)\, g \left[Q^{m_k}-1 \right]}{\left[\rho_s \frac{v^2}{(1-\varepsilon)} + \rho_f \frac{u^2}{\varepsilon} \right]} \qquad \text{(III.20)}$$

Substituindo-se a equação (III.18) na equação(III.16), obtém-se :

$$-\frac{u^2}{\varepsilon}\frac{\partial\ \varepsilon}{\partial\ z}+\frac{1}{\rho_f}\frac{\partial\ P}{\partial\ z}+\frac{(\rho_s-\rho_f)g(1-\varepsilon)Q^{m_k}}{\rho_f}=0 \qquad \text{(III.21)}$$

Rearranjando a equação (III.21), obtêm-se :

$$\frac{\partial\ P}{\partial\ z}=\rho_f\ \frac{u^2}{\varepsilon}\frac{d\ \varepsilon}{d\ z}-(\rho_s-\rho_f)g\ (1-\varepsilon)Q^{m_k} \qquad \text{(III.22)}$$

O conjunto das quatro equações (III.17),(III.18), (III.20) e (III.22) foi resolvido utilizando o método numérico diferencial Runge-Kutta Gill de 4ª ordem (Apêndice A), com os valores iniciais para z = 0 (entrada das partículas sólidas).

Segundo conclusões obtidas por Shook e Masliyah (22), é conveniente utilizar as seguintes condições iniciais para z=0:

$$u_1=\frac{U_g}{\varepsilon_1} \qquad \text{(III.23)}$$

$$v_1=\frac{W_s-\rho_f\ U_g}{\rho_s(1-\varepsilon_1)} \qquad \text{(III.24)}$$

Esses autores estudaram a influência das condições iniciais e concluíram que as condições propostas, mesmo não sendo os valores iniciais verdadeiros, fornecem os valores das variáveis obtidos experimentalmente.

Como o estudo trata de misturas diluídas, foi admitido:

$$\varepsilon_1=0.9 \qquad \text{(III.25)}$$

Será efetuada, mais adiante (Capítulo V), a análise da influência da porosidade inicial no comportamento da curva de queda de pressão em função da velocidade superficial do gás.

III.2.2 - MÉTODO INTEGRAL

As equações (III.7),(III.8),(III.12) e (III.16) podem ser adimensionalizadas adotando as seguintes transformações:

$$u' = \frac{u}{v_\infty} \qquad \text{(III.26)}$$

$$v' = \frac{v}{v_\infty} \qquad \text{(III.27)}$$

$$z' = \frac{z}{L} \qquad \text{(III.28)}$$

$$\Phi = \frac{P}{z(\rho_s-\rho_f)g} \qquad \text{(II.12)}$$

$$t' = \frac{t\ v_\infty}{L} \qquad \text{(III.29)}$$

Substituindo-se as transformações acima nas equações (III.7),(III.8), (III.12) e (III.16), obtêm-se respectivamente:

$$v' \frac{\partial \varepsilon}{\partial z'} = (1-\varepsilon) \frac{\partial v'}{\partial z'} \qquad \text{(III.30)}$$

$$u' \frac{\partial \varepsilon}{\partial z'} = - \varepsilon \frac{\partial u'}{\partial z'} \qquad \text{(III.31)}$$

$$v' \frac{\partial v'}{\partial z'} - \frac{\rho_f}{\rho_s} u' \frac{\partial u'}{\partial z'} + \underbrace{\left[\frac{L(\rho_s-\rho_f)g}{v_\infty^2 \ \rho_s}\right]}_{= Z_o} \left[1-Q^{m_k}\right] = 0 \qquad \text{(III.32)}$$

$$u' \frac{\partial u'}{\partial z'} + \frac{1}{\rho_f} \frac{(\rho_s-\rho_f)g\,L}{v_\infty^2} \frac{\partial \Phi}{\partial z'} + \frac{L(\rho_s-\rho_f)g(1-\varepsilon)Q^{m_k}}{\rho_f \ v_\infty^2} = 0$$

(III.33)

Rearranjando a equação (III.33), obtêm-se :

$$u' \frac{\partial u'}{\partial z'} + \frac{\rho_s \ Z_o}{\rho_f}\left[\frac{\partial \Phi}{\partial z'} + (1-\varepsilon)Q^{m_k}\right] = 0 \qquad \text{(III.34)}$$

Z_o é a distância adimensional baseada na velocidade terminal, v_∞, e pode ser expressa por :

$$Z_o = \frac{L(\rho_s-\rho_f)g}{v_\infty^2 \ \rho_s} \qquad \text{(III.35)}$$

As equações (III.30),(III.31) e (III.32) estabelecem relações entre as variáveis dependentes ε, u' e v' e a variável independente z', enquanto que a equação (III.34) introduz a variável dependente adicional, Φ.

Desta maneira, pode-se escrever que:

$$\varepsilon = F_1 \ (z') \qquad \text{(III.36)}$$

Se as partículas sólidas e o fluido são alimentados a taxa constante a um sistema com área de seção transversal constante, as seguintes condições podem ser admitidas :

$$(1-\varepsilon)\ \frac{v}{v_\infty} = \frac{V_s}{v_\infty} = V_s' = \text{constante} \qquad (III.37)$$

e,

$$\varepsilon\ \frac{u}{v_\infty} = \frac{U_g}{v_\infty} = U_g' = \text{constante} \qquad (III.38)$$

onde V_s e U_g são as velocidades superficiais das partículas sólidas e do fluido, respectivamente.

A distância percorrida pelas partículas sólidas está relacionada com o tempo desde a entrada das partículas sólidas no sistema através da equação :

$$dz = v\ d\ t \qquad (III.39)$$

Adimensionalizando a equação (III.39), obtém-se:

$$dz' = \frac{v}{v_\infty}\ d\ t' = \frac{V_s'}{(1-\varepsilon)}\ d\ t' \qquad (III.40)$$

e assim,

$$\varepsilon = F_2\ (t') \qquad (III.41)$$

Diferenciando a equação (III.37) em relação a z', obtém-se :

$$(1-\varepsilon)\ \frac{d\ v'}{d\ z'} - v'\ \frac{d\ \varepsilon}{d\ z'} = 0 \qquad (III.42)$$

Substituindo-se a equação (III.37) na equação(III.42), obtém-se :

$$\frac{d\,v'}{d\,z'} = \frac{v'}{(1-\varepsilon)}\,\frac{d\,\varepsilon}{d\,z'} = \frac{V_s'}{(1-\varepsilon)^2}\,\frac{d\,\varepsilon}{d\,z'} \qquad \text{(III.43)}$$

Diferenciando a equação (III.38) em relação a z', obtém-se:

$$\varepsilon\,\frac{d\,u'}{d\,z'} + u'\,\frac{d\,\varepsilon}{d\,z'} = 0 \qquad \text{(III.44)}$$

Substituindo-se a equação (III.38) na equação(III.44), obtém-se :

$$\frac{d\,u'}{d\,z'} = -\,\frac{u'}{\varepsilon}\,\frac{d\,\varepsilon}{d\,z'} = -\,\frac{U_g'}{\varepsilon^2}\,\frac{d\,\varepsilon}{d\,z'} \qquad \text{(III.45)}$$

Substituindo-se as equações (III.37),(III.38),(III.43)e (III.45) na equação (III.32), obtém-se :

$$\frac{V_s'^2}{(1-\varepsilon)^3}\,\frac{d\,\varepsilon}{d\,z'} + \frac{\rho_f}{\rho_s}\,\frac{U_g'^2}{\varepsilon^3}\,\frac{d\,\varepsilon}{d\,z'} + Z_o\left[1-Q^{m_k}\right] = 0 \qquad \text{(III.46)}$$

ou seja,

$$\left[\frac{V_s'^2}{(1-\varepsilon)^3} + \frac{\rho_f}{\rho_s}\,\frac{U_g'^2}{\varepsilon^3}\right]\frac{d\,\varepsilon}{d\,z'} + Z_o\left[1-Q^{m_k}\right] = 0 \qquad \text{(III.47)}$$

Denotando o termo $\frac{\rho_f}{\rho_s}\left(\frac{U_g'}{V_s'}\right)^2$, por R, a equação (III.47) torna-se :

$$\left[\frac{V_s'^2}{(1-\varepsilon)^3} + \frac{R\,V_s'^2}{\varepsilon^3}\right]\frac{d\,\varepsilon}{d\,z'} + Z_o(1-Q^{m_k}) = 0 \qquad \text{(III.48)}$$

onde,

$$R = \frac{\rho_f}{\rho_s}\left(\frac{U_g'}{V_s'}\right)^2 \qquad \text{(III.49)}$$

Deste modo, podemos escrever a seguinte expressão:

$$\int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon} \frac{\left[\frac{1}{(1-\varepsilon)^3} + \frac{R}{\varepsilon^3}\right]}{\left[Q^{m_k} - 1\right]}\, d\,\varepsilon = \int_0^{z'} \frac{Z_o}{V_s'^2}\, d\,z' = Z \qquad \text{(III.50)}$$

onde ε_1 é a porosidade inicial do sistema e Z é a distância adimensional que pode ser expressa por :

$$Z = \int_0^{z'} \frac{Z_o}{V_s'^2}\, d\,z' = \int_0^{z} \frac{(\rho_s-\rho_f)g}{\rho_s\, V_s^2}\, d\,z \qquad \text{(III.51)}$$

e 1/Z é o número de Froude das partículas sólidas.

O integrando da equação (III.50) é função de ε, U_g', V_s' e (ρ_f/ρ_s) e será designado como Φ_z, de maneira que a equação (III.50) possa ser escrita como :

$$\int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon} \Phi_z\, d\,\varepsilon = Z \qquad \text{(III.52)}$$

Onde,

$$\Phi_z = \frac{\left[\frac{1}{(1-\varepsilon)^3} + \frac{R}{\varepsilon^3}\right]}{\left[Q^{m_k} - 1\right]} \qquad \text{(III.53)}$$

A distância percorrida pelas partículas sólidas está relacionada com o tempo pela expressão:

$$dz = v\, d\, t = \frac{V_s}{(1-\varepsilon)}\, d\, t \qquad \text{(III.54)}$$

Substituindo a equação (III.54) nas equação (III.51)e (III.52), obtém-se:

$$\int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon} \Phi_z (1-\varepsilon) d\, \varepsilon = \int_0^t \frac{(\rho_s - \rho_f) g\, d\, t}{\rho_s\, V_s} = T \qquad \text{(III.55)}$$

onde T é o tempo adimensional dado por:

$$T = \int_0^t \frac{(\rho_s - \rho_f) g\, dt}{\rho_s\, V_s} \qquad \text{(III.56)}$$

Denotando o integrando da equação (III.55) por Φ_t , a equação torna-se:

$$\int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon} \Phi_t\, d\, \varepsilon = T \qquad \text{(III.57)}$$

onde,

$$\Phi_t = \Phi_z(1-\varepsilon) = \frac{\left[\dfrac{1}{(1-\varepsilon)^2} + \dfrac{R(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3}\right]}{\left[Q^{m_k} - 1\right]} \qquad (III.58)$$

Para a obtenção da queda de pressão, as equações (III. 38) e (III.45) devem ser substituídas na equação (III.34) para fornecer:

$$-\frac{U_g'^2}{\varepsilon^3}\frac{d\,\varepsilon}{d\,z'} + \frac{\rho_s\,Z_o}{\rho_f}\left[\frac{d\,\Phi}{d\,z'} + (1-\varepsilon)\,Q^{m_k}\right] = 0 \qquad (III.59)$$

Rearranjando a equação (III.59), obtém-se:

$$d\Phi = \left(\frac{\rho_f\,U_g'^2}{\rho_s}\right)\frac{1}{Z_o\,\varepsilon^3}\,d\,\varepsilon - (1-\varepsilon)\,Q^{m_k}d\,z' \qquad (III.60)$$

Considerando que $\left(\dfrac{\rho_f\,U_g'^2}{\rho_s}\right) = R\,V_s'^2$, a equação (III. 60) torna-se :

$$d\Phi = \frac{R\,V_s'^2}{Z_o\,\varepsilon^3}\,d\,\varepsilon - (1-\varepsilon)\,Q^{m_k}\,d\,z' \qquad (III.61)$$

A partir das equações (III.48) e (III.49),obtém-se:

$$dz' = \frac{V_s'^2}{Z_o}\,\frac{\left[\dfrac{1}{(1-\varepsilon)^3} + \dfrac{R}{\varepsilon^3}\right]}{\left[Q^{m_k} - 1\right]}\,d\,\varepsilon \qquad (III.62)$$

Substituindo-se as equações (III.53) e (III.58) na equação (III.62), obtém-se :

$$d\,z' = \frac{V_s'^{\,2}}{Z_o}\,\Phi_z\,d\,\varepsilon = \frac{V_s'^{\,2}}{Z_o}\,\frac{\Phi_t}{(1-\varepsilon)}\,d\,\varepsilon \qquad \text{(III.63)}$$

Combinando-se as equações (III.63) e (III.61),obtém-se:

$$d\,\Phi = \frac{V_s'^{\,2}}{Z_o}\left[\frac{R}{\varepsilon^3} - \Phi_t\,Q^{m_k}\right]d\,\varepsilon \qquad \text{(III.64)}$$

Substituindo a equação (III.58) na equação (III.64), obtém-se:

$$d\Phi = \frac{V_s'^{\,2}}{Z_o}\left[\frac{R}{\varepsilon^3} - Q^{m_k}\,\frac{\left[\frac{1}{(1-\varepsilon)^2} + \frac{R(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3}\right]}{\left[Q^{m_k}-1\right]}\right]d\,\varepsilon \qquad \text{(III.65)}$$

$$\frac{Z_o}{V_s'^{\,2}}\,d\Phi = \frac{\left[\frac{R}{\varepsilon^3}(Q^{m_k}-1) - Q^{m_k}\left[\frac{1}{(1-\varepsilon)^2} + \frac{R(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3}\right]\right]}{\left[Q^{m_k}-1\right]}\,d\varepsilon \qquad \text{(III.66)}$$

$$\frac{Z_o}{V_s'^{\,2}}\,d\Phi = \frac{-\frac{R}{\varepsilon^3} - \frac{Q^{m_k}}{(1-\varepsilon)^2} + \frac{R}{\varepsilon^2}\,Q^{m_k}}{\left[Q^{m_k}-1\right]}\,d\,\varepsilon \qquad \text{(III.67)}$$

$$\frac{Z_o}{V_s'^{\,2}}\,d\,\Phi = \left[-\frac{1}{(1-\varepsilon)^2} + \frac{R}{\varepsilon^2} + \frac{\left[-\frac{R}{\varepsilon^3} - \frac{1}{(1-\varepsilon)^2} + \frac{R}{\varepsilon^2}\right]}{\left[Q^{m_k}-1\right]}\right]d\varepsilon \qquad \text{(III.68)}$$

$$\frac{Z_o}{V_s'^2}\, d\,\Phi = \left[-\frac{1}{(1-\varepsilon)^2} + \frac{R}{\varepsilon^2} - \frac{\left[\frac{1}{(1-\varepsilon)^2} + \frac{R(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3}\right]}{\left[Q^{m_k} - 1\right]} \right] d\,\varepsilon \qquad \text{(III.69)}$$

Substituindo a equação (III.59) na equação (III.69) , obtêm-se :

$$\frac{Z_o}{V_s'^2}\, d\,\Phi = \left[-\frac{1}{(1-\varepsilon)^2} + \frac{R}{\varepsilon^2} - \Phi_t \right] d\,\varepsilon \qquad \text{(III.70)}$$

e, deste modo:

$$-\int_0^{\Phi} \frac{Z_o}{V_s'^2}\, d\,\Phi = \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon} \left[\Phi_t + \frac{1}{(1-\varepsilon)^2} - \frac{R}{\varepsilon^2} \right] d\,\varepsilon \qquad \text{(III.71)}$$

O integrando da equação (III.71) pode ser denotado por $\Phi_{\phi z}$ e deste modo a equação se torna :

$$\int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon} \Phi_{\phi z}\, d\,\varepsilon = -\int_0^{\Phi} \frac{Z_o}{V_s'^2}\, d\,\Phi = -\frac{Z_o\,\Phi}{V_s'^2} \qquad \text{(III.72)}$$

Substituindo-se as equações (II.12) e (III.35)na equação (III.72) obtêm-se:

$$\int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon} \Phi_{\phi z}\, d\,\varepsilon = -\frac{Z_o\,\Phi}{V_s'^2} = -\left[\frac{(\rho_s-\rho_f)g\,L}{V_\infty^2\;\rho_s\;V_s'^2} \right] \left[\frac{\Delta P}{L(\rho_s-\rho_f)g} \right] \qquad \text{(III.73)}$$

A variável L do último termo da equação (III.73) pode ser substituída por z, obtendo-se :

$$\int_{\varepsilon_1}^{1} \Phi_{\phi z}\, d\,\varepsilon = -\left[\frac{(\rho_s-\rho_f)g\ z}{\rho_s\ V_s^{\ 2}}\right]\left[\frac{\Delta P}{z\ (\rho_s-\rho_f)\ g}\right] \qquad \text{(III.74)}$$

Substituindo-se as equações(II.12) e (III.51) na equação (III.74), pode-se obter :

$$\int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon} \Phi_{\phi z}\, d\,\varepsilon = -\ \Phi\ Z \qquad \text{(III.75)}$$

onde,

$$\Phi_{\phi z} = \Phi_t + \frac{1}{(1-\varepsilon)^2} - \frac{R}{\varepsilon^2} \qquad \text{(III.76)}$$

Integrando-se as equações (III.52),(III.57)e(III.75), obtêm-se a distância percorrida pelas partículas sólidas, o tempo decorrido desde a entrada das partículas sólidas no tubo e a queda de pressão do sistema.

O termo R/ε^3, normalmente, é muito pequeno em comparação com $1/(1-\varepsilon)^3$ e pode ser negligenciado.

Para sistemas sólido-gás, embora $U_g' >> V_s'$, $\rho_f << \rho_s$ e consequentemente $R << 1$.

Desprezando-se o termo R, o sistema torna-se independente da razão de massa específica, ρ_f/ρ_s, e as equações para o cálculo de Z,T e - Φz ficam :

$$Z = \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon} \Phi_z \, d\varepsilon \cong \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{(1-\varepsilon)^3 (Q^{m_k} - 1)} \qquad \text{(III.77)}$$

$$T = \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon} \Phi_t \, d\varepsilon \cong \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{(1-\varepsilon)^2 (Q^{m_k} - 1)} \qquad \text{(III.78)}$$

$$-\Phi Z = \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon} \Phi_{\phi z} \, d\varepsilon \cong \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon} \frac{Q^{m_k}}{(1-\varepsilon)^2 (Q^{m_k} - 1)} \, d\varepsilon \qquad \text{(III.79)}$$

As equações (III.53),(III.58) e (III.76), para a obtenção das variáveis Φ_z, Φ_t e $\Phi_{\phi z}$, tornam-se respectivamente:

$$\Phi_z \cong \frac{1}{(1-\varepsilon)^3 (Q^{m_k} - 1)} \qquad \text{(III.80)}$$

$$\Phi_t \cong \frac{1}{(1-\varepsilon)^2 (Q^{m_k} - 1)} \qquad \text{(III.81)}$$

$$\Phi_{\phi z} \cong \Phi_t + \frac{1}{(1-\varepsilon)^2} = \frac{Q^{m_k}}{(1-\varepsilon)^2 (Q^{m_k} - 1)} \qquad \text{(III.82)}$$

Quando o sistema sólido-fluido se aproxima do estado estacionário ($Q \rightarrow 1$), torna-se difícil calcular Φ_z diretamente da equação (III.80), com razoável precisão.

Essa dificuldade pode ser eliminada expandindo-se Q^{m_k} em série de Taylor em torno do ponto 1.

$$F(Q) = F(b) + F'(b)(Q-b) + \frac{F''(b)(Q-b)^2}{2} + \ldots \qquad \text{(III.83)}$$

onde : $b = 1$ (III.84)

$$F(Q) = Q^{m_k} \rightarrow F(b) = F(1) = 1 \qquad \text{(III.85)}$$

$$F'(Q) = m_k \, Q^{m_k - 1} \rightarrow F'(b) = F'(1) = m_k \qquad \text{(III.86)}$$

$$F''(Q) = m_k (m_k - 1) \, Q^{m_k - 2} \rightarrow F''(b) = F''(1) = m_k (m_k - 1) \qquad \text{(III.87)}$$

Substituindo-se as condições expressas pelas equações (III.84),(III.85), (III.86) e (III.87) na equação (III.83) , obtém-se :

$$Q^{m_k} = 1 + m_k (Q-1) + \frac{m_k (m_k - 1)}{2} (Q-1)^2 + \ldots \qquad \text{(III.88)}$$

Desprezando-se os termos maiores que a primeira potência, a equação (III.88) fica :

$$Q^{m_k} \cong 1 + m_k (Q-1) \qquad \text{(III.89)}$$

ou ainda,

$$Q^{m_k} - 1 \cong m_k (Q-1) \qquad \text{(III.90)}$$

Substituindo-se a equação (III.90) nas equações (III.80), (III.81) e (III.82), obtém-se :

$$\Phi_z \cong \frac{1}{m_k(1-\varepsilon)^3 \ (Q-1)} \qquad \text{(III.91)}$$

$$\Phi_t \cong \frac{1}{m_k(1-\varepsilon)^2 \ (Q-1)} \qquad \text{(III.92)}$$

$$\Phi_{\phi z} \cong \Phi_t + \frac{1}{(1-\varepsilon)^2} \cong \frac{1 + m_k \ (Q-1)}{m_k(1-\varepsilon)^2 \ (Q-1)} \qquad \text{(III.93)}$$

A coordenada axial inicial, z = 0, é escolhida como o ponto de entrada das partículas sólidas no sistema e a coordenada axial, z, é tomada ao longo do caminho percorrido pelas partículas sólidas, sendo positiva para o movimento vertical ascendente. As variáveis Z, T, Φ_z e Φ_t acompanham o sinal de z.

A partir do valor de Φ_z obtido pela equação (III.80), para cada ε, foram obtidos os valores de Φ_t e $\Phi_{\phi z}$ através das equações (III.81) e (III.82), respectivamente.

Determinados os valores de Φ_z, Φ_t e $\Phi_{\phi z}$, foi feita a integração das equações (III.77), (III.78) e (III.79) utilizando o método numérico integral de Simpson (Apêndice B), obtendo-se, dessa maneira, a distância percorrida, o tempo decorrido desde a entrada das partículas sólidas no sistema e a queda de pressão do sistema (Z, T, - Φ Z) em função da porosidade.

Utilizando-se as condições iniciais, para z = 0, propostas por Shook e Masliyah (22), dadas pelas equações (III.23), (III.24) e (III.25), foi possível obter os perfis longitudinais da porosidade, da pressão e das velocidades locais das partículas sólidas e do fluido.

CAPÍTULO IV

SIMULAÇÃO DE SISTEMAS GÁS-SÓLIDO E COMPARAÇÃO COM RESULTADOS EXPERIMENTAIS

CAPÍTULO IV

SIMULAÇÃO DE SISTEMAS GÁS-SÓLIDO E COMPARAÇÃO COM RESULTADOS EXPERIMENTAIS

IV.1 - INTRODUÇÃO

A solução do conjunto das equações diferenciais (III.7), (III.8), (III.12) e (III.16), que descrevem a dinâmica do escoamento sólido-gás vertical com aceleração, não pode ser obtida diretamente.

Dois métodos de integração das equações, denominados aqui de método diferencial e método integral, foram propostos para a determinação dos perfis longitudinais de porosidade, pressão, velocidades locais das partículas sólidas e do fluido. Para tanto, foram desenvolvidos dois programas em linguagem "BASIC", utilizando o micro-computador I-7000, da ITAUTEC.

A listagem do programa que utiliza o método diferencial está apresentada no Apêndice C, enquanto que a listagem do programa que utiliza o método integral se encontra no Apêndice D.

IV.2 - RESULTADOS OBTIDOS A PARTIR DAS CONDIÇÕES EXPERIMENTAIS ESTUDADAS POR ZENZ (8)

Com o objetivo de efetuar comparações com resultados da literatura, o tubo vertical estudado neste ítem é o mesmo utilizado por Zenz (8) no seu estudo experimental do escoamento sólido-gás concorrente. Desse modo, as partículas sólidas, o gás e as dimensões do equipamento são os mesmos utilizados por Zenz (8) para uma mistura diluída sólido-gás concorrente.

As mesmas características do sistema experimental estudado por Zenz (8) foram utilizadas para simular também o escoamento gás-sólido contra-corrente, embora nesse regime não existam dados experimentais para efetuar a comparação.

As partículas sólidas entram no topo do tubo e o gás é introduzido na base de um tubo vertical.

O gás escoa no sentido contrário ao movimento descendente das partículas sólidas.

Zenz (8) apresentou alguns dados experimentais obtidos num escoamento concorrente de partículas sólidas ($d_p = 1.67 \times 10^{-3}$ m, $\rho_s = 1098$ kg/m^3) e ar em um tubo vertical (L = 1.12 m e D = 4.45 cm).

Utilizando as mesmas partículas sólidas, ar e mesmas dimensões do equipamento, foram obtidos os perfis longitudinais da porosidade, pressão, velocidades locais das partículas sólidas e do ar para vazão mássica de partículas sólidas, por unidade de área, de 19.00 kg/m^{2}s, porosidade inicial de 0.9 e pressão inicial de 26.4×10^4 N/m^2. A velocidade superficial do ar utilizada foi de 1.22 m/s.

Uma modificação da equação de estado para gás ideal foi admitida para descrever a fase gasosa.

Deste modo, podemos escrever a seguinte equação, levando-se em conta o fator de compressibilidade :

$$\rho_g = \frac{P\ M}{Z_f'\ R'\ T'} \qquad \text{(IV.1)}$$

onde: M = peso molecular do ar = 28.85 g/gmol

R' = constante dos gases ideais = 82.057 atm $cm^3/gmol^oK$

T' = temperatura absoluta (^oK)

Z'_f = fator de compressibilidade

A velocidade terminal da partícula sólida foi obtida através da correlação de Yuan (7), dada pelas equações (II.4) , (II.5) e (II.6), enquanto que para a predição da velocidade crítica, foi utilizada a correlação proposta por Leung et al.(19) , que pode ser expressa pela equação (II.31).

As Tabelas IV.1 e IV.2 apresentam as condições iniciais e os perfis longitudinais, respectivamente, obtidos através da utilização do método diferencial, enquanto que nas Tabelas IV.3 , IV.4 e IV.5 estão apresentadas as condições iniciais, o fator de caracterização de regime e os perfis longitudinais, respectivamente, obtidos utilizando-se o método integral.

A Figura IV.1 apresenta os perfis da fração volumétrica das partículas sólidas e das velocidades das fases em um tubo vertical com escoamento gás-sólido em contra-corrente, utilizando os métodos : diferencial e integral.

A Figura IV.1 mostra as curvas típicas de velocidades das partículas sólidas e do gás e das frações volumétricas das partículas sólidas ao longo de um tubo vertical, utilizando os métodos diferencial e integral.

Para baixas velocidades superficiais de gás, a velocidade das partículas sólidas aumenta devido à força gravitacional das partículas sólidas no sentido de escoamento das mesmas.

Tabela IV.1 - Execução do programa que utiliza o método diferencial

MÉTODO DIFERENCIAL

*** RUNGE-KUTTA GILL ***

DADOS DE ENTRADA :

MASSA ESPECÍFICA DO GÁS,ROG = 3.02382kg/(m**3)

MASSA ESPECÍFICA DO SÓLIDO,ROS = 1098kg/(m**3)

VAZÃO MÁSSICA DO SÓLIDO,WS =-19.0415kg/(m**2)*s

VELOCIDADE SUPERFICIAL DO GÁS,UG = 1.22m/s

PRESSÃO INICIAL DO SISTEMA,P1 = 264000N/(m**2)

POROSIDADE INICIAL DO SISTEMA,E1 = .9

DIÂMETRO DA PARTÍCULA,DP = .00167m

VISCOSIDADE DO GÁS,VISG = .000018kg/(m*s)

ACELERAÇÃO DA GRAVIDADE,G = 9.81m/(s**2)

DIÂMETRO DO TUBO,D = .0445m

ALTURA INICIAL ,ZO = 0m

ALTURA FINAL ,ZF = 1.12m

NÚMERO DE INTERVALOS,NDI = 40

Tabela IV.2 - Perfis obtidos para escoamento gás-sólido em contra-corrente nas condições experimentais, estudadas por Zenz (8), utilizando método diferencial

POROSI-DADE,E	VELOCIDADE DO GÁS,VG (m/s)	ALTURA Z (m)	VELOCIDADE SÓLIDO,VS (m/s)	ALTURA ADIM.,ZA	PRESSÃO,P (N/(m**2))
.900000	1.355556	0.0000	-.207018	0.000000	264000.000
.971359	1.238636	-.0280	-.753961	-.025000	264000.594
.978854	1.229144	-.0560	-1.011257	-.050000	264003.375
.982247	1.224897	-.0840	-1.199703	-.075000	264005.969
.984271	1.222377	-.1120	-1.351315	-.100000	264008.438
.985646	1.220671	-.1400	-1.478999	-.125000	264010.844
.986655	1.219422	-.1680	-1.589516	-.150000	264013.250
.987432	1.218462	-.1960	-1.686941	-.175000	264015.594
.988054	1.217696	-.2240	-1.773960	-.200000	264017.938
.988563	1.217068	-.2520	-1.852458	-.225000	264020.281
.988990	1.216542	-.2800	-1.923819	-.250000	264022.625
.989353	1.216096	-.3080	-1.989096	-.275000	264024.969
.989666	1.215711	-.3360	-2.049114	-.300000	264027.313
.989939	1.215375	-.3640	-2.104530	-.325000	264029.656
.990179	1.215079	-.3920	-2.155884	-.350000	264032.000
.990393	1.214817	-.4200	-2.203619	-.375000	264034.344
.990583	1.214583	-.4480	-2.248112	-.400000	264036.688
.990755	1.214373	-.4760	-2.289680	-.425000	264039.031
.990910	1.214183	-.5040	-2.328595	-.450000	264041.375
.991050	1.214011	-.5320	-2.365095	-.475000	264043.719
.991178	1.213853	-.5600	-2.399385	-.500000	264046.063
.991296	1.213710	-.5880	-2.431647	-.525000	264048.406
.991403	1.213578	-.6160	-2.462042	-.550000	264050.750
.991502	1.213456	-.6440	-2.490712	-.575000	264053.094
.991594	1.213344	-.6720	-2.517785	-.600000	264055.438
.991678	1.213240	-.7000	-2.543376	-.625000	264057.781
.991757	1.213144	-.7280	-2.567588	-.650000	264060.125
.991830	1.213054	-.7560	-2.590514	-.675000	264062.469
.991898	1.212971	-.7840	-2.612241	-.700000	264064.844
.991961	1.212893	-.8120	-2.632845	-.725000	264067.219
.992020	1.212820	-.8400	-2.652398	-.750000	264069.594
.992076	1.212752	-.8680	-2.670965	-.775000	264072.000
.992128	1.212688	-.8960	-2.688606	-.800000	264074.406
.992176	1.212629	-.9240	-2.705375	-.825000	264076.813
.992222	1.212572	-.9520	-2.721324	-.850000	264079.219
.992265	1.212519	-.9800	-2.736500	-.875000	264081.625
.992306	1.212469	-1.0080	-2.750947	-.900000	264084.031
.992344	1.212422	-1.0360	-2.764706	-.925000	264086.438
.992380	1.212378	-1.0640	-2.777814	-.950000	264088.844
.992414	1.212336	-1.0920	-2.790306	-.975000	264091.250
.992446	1.212297	-1.1200	-2.802216	-1.000000	264093.656

Tabela IV.3 - Execução do programa que utiliza o método integral

MÉTODO INTEGRAL *** SIMPSON ***

DADOS DE ENTRADA :

MASSA ESPECÍFICA DO GÁS,ROG = 3.02382kg/(m**3)
MASSA ESPECÍFICA DO SÓLIDO,ROS = 1098kg/(m**3)
VAZÃO MÁSSICA DO SÓLIDO/ÁREA,WS =-19.0415kg/(m**2)*s
VELOCIDADE SUPERFICIAL DO GÁS,UG = 1.22m/s
PRESSÃO INICIAL DO SISTEMA,P1 = 264000N/(m**2)
POROSIDADE INICIAL DO SISTEMA,E1 = .9
DIÂMETRO DA PARTÍCULA,DP = .00167m
VISCOSIDADE DO GÁS,VISG = .000018kg/(m*s)
ACELERAÇÃO DA GRAVIDADE,G = 9.81m/(s**2)
DIÂMETRO DO TUBO,D = .0445m
ALTURA INICIAL ,ZO = 0m
ALTURA FINAL ,ZF = 1.12m
NÚMERO DE INTERVALOS,NDI = 50
COMPRIMENTO DO INTERVALO,H = .0025
EXPOENTE DO FATOR DE CARAC. REGIME KWAUK,M = 1.68

VELOCIDADE ADIMENSIONAL DO GÁS,VGA = .281906
VELOCIDADE ADIMENSIONAL DO SÓLIDO,VSA =-.004007

Tabela IV.4 - Variação do fator de caracterização de regime com a porosidade para escoamento gás-sólido em contra-corrente, utilizando método integral

FATOR DE CARACTERIZAÇÃO DE REGIME,Q	VELOCIDADE ADIMENSIONAL DO GÁS,VGA	POROSIDADE,E
.423050	.281906	.900
.421239	.281906	.902
.419510	.281906	.905
.417869	.281906	.907
.416319	.281906	.910
.414866	.281906	.912
.413514	.281906	.915
.412271	.281906	.917
.411146	.281906	.920
.410144	.281906	.922
.409276	.281906	.925
.408552	.281906	.927
.407985	.281906	.930
.407591	.281906	.932
.407383	.281906	.935
.407383	.281906	.937
.407613	.281906	.940
.408098	.281906	.942
.408872	.281906	.945
.409971	.281906	.947
.411440	.281906	.950
.413332	.281906	.952
.415716	.281906	.955
.418674	.281906	.957
.422307	.281906	.960
.426750	.281906	.962
.432166	.281906	.965
.438780	.281906	.967
.446880	.281906	.970
.456870	.281906	.972
.469308	.281906	.975
.485007	.281906	.977
.505175	.281906	.980
.531726	.281906	.982
.567833	.281906	.985
.619230	.281906	.987
.697355	.281906	.990
.828934	.281906	.992
1.094090	.281906	.995
1.893557	.281906	.997
33615.375000	.281906	1.000

Tabela IV.5 - Perfis obtidos para escoamento gás-sólido em contra-corrente, nas condições experimentais estudadas por Zenz(8),utilizando método integral.

POROSIDADE,E	VELOCIDADE DO GÁS,VG (m/s)	ALTURA Z (m)	VELOCIDADE SÓLIDO,VS (m/s)	ALTURA ADIM.,ZA	QUEDA DE PRESSÃO,VP (N/(m**2))
.900000	1.355556	0.000000	-.173420	0.000000	0.000
.905000	1.348066	-.000217	-.182547	-.000194	.053
.910000	1.340659	-.000470	-.192689	-.000419	.111
.915000	1.333333	-.000767	-.204023	-.000685	.175
.920000	1.326087	-.001122	-.216775	-.001001	.246
.925000	1.318919	-.001548	-.231226	-.001382	.325
.930000	1.311828	-.002068	-.247742	-.001846	.415
.935000	1.304813	-.002711	-.266799	-.002421	.518
.940000	1.297872	-.002983	-.289033	-.002664	.276
.945000	1.291005	-.004027	-.315308	-.003595	.419
.950000	1.284210	-.005401	-.346839	-.004822	.592
.955000	1.277487	-.007266	-.385377	-.006488	.807
.960000	1.270833	-.009891	-.433550	-.008832	1.084
.965000	1.264249	-.013759	-.495486	-.012285	1.456
.970000	1.257732	-.019813	-.578067	-.017690	1.983
.975000	1.251282	-.030104	-.693680	-.026879	2.795
.980000	1.244898	-.049863	-.867100	-.044521	4.203
.985000	1.238579	-.096165	-1.156133	-.085861	7.196
.990000	1.232323	-.259806	-1.734200	-.231969	16.967
.995000	1.226131	.042017	-3.468400	.037515	-5.416

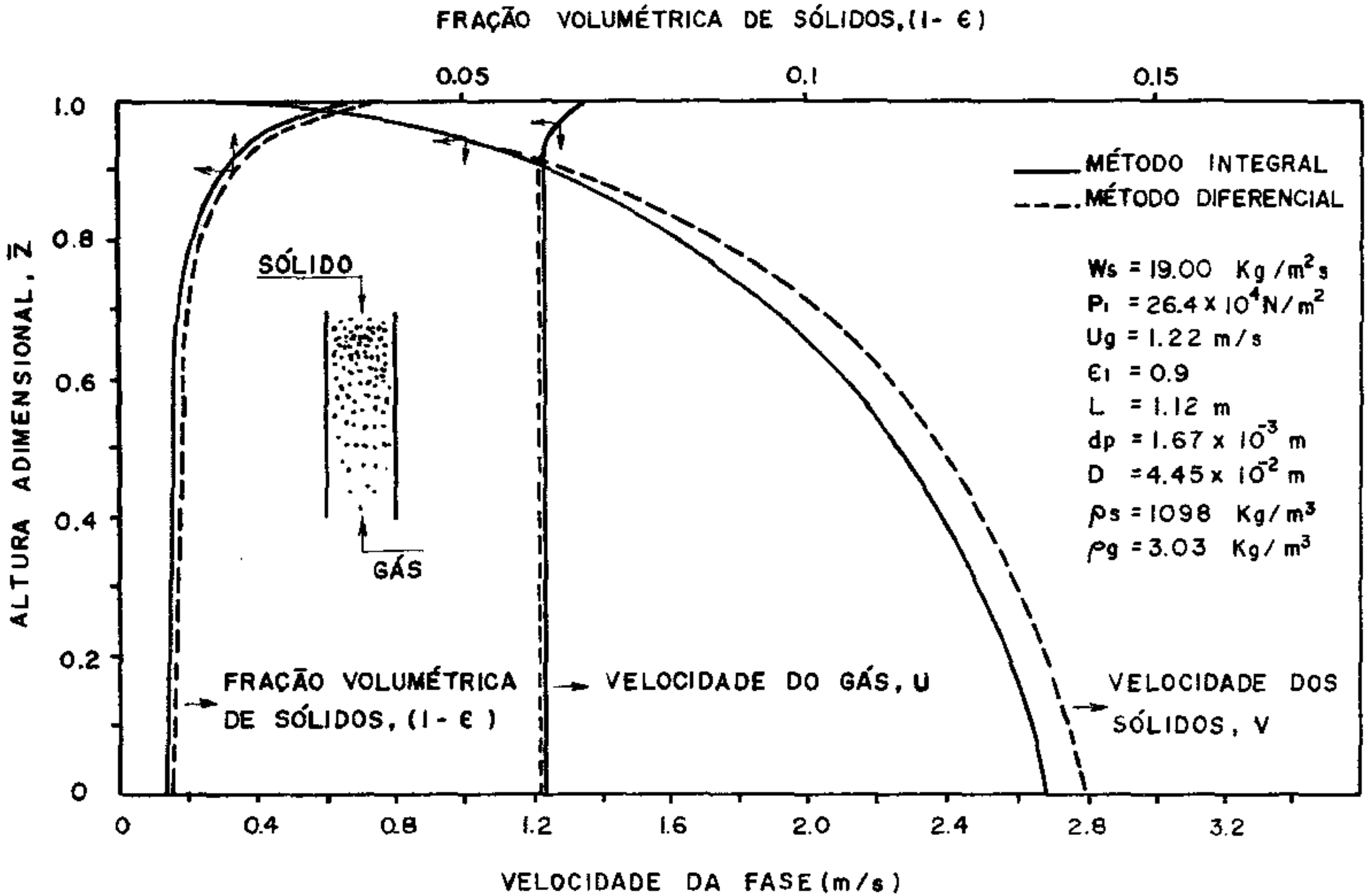

Figura IV.1 - Perfis da fração volumétrica das partículas sólidas e das velocidades das fases em um tubo vertical com escoamento gás-sólido em contra-corrente

A velocidade do gás deveria diminuir, a medida que se movimenta no sentido ascendente dentro do tubo, devido à força de arraste exercida pelas partículas sólidas sobre a fase gasosa em sentido oposto, mas ocorre um aumento na velocidade do gás no topo do tubo devido a maior concentração volumétrica de partículas sólidas nessa região.

A fração volumétrica de partículas sólidas diminui a medida que as partículas escoam no sentido descendente devido à aceleração das mesmas.

A Figura IV.2 mostra a variação da queda de pressão com a velocidade superficial do gás, para uma dada vazão mássica de partículas sólidas, por unidade de área(W_s = 19.00 kg/m^{2}s) , calculada utilizando os métodos diferencial e integral.

Para a obtenção da curva da Figura IV.2, é necessário executar os programas para várias velocidades superficiais de gás.

O programa que utiliza o método diferencial fornece a queda de pressão, para cada velocidade superficial de gás, diretamente, enquanto que o programa que utiliza o método integral fornece a queda de pressão em função da coordenada axial, z, para cada velocidade superficial de gás, sendo necessário efetuar uma interpolação ou extrapolação para obter a queda de pressão correpondente ao comprimento do tubo.

Para o escoamento concorrente, os dois métodos apresentam o comportamento de colapso observado experimentalmente.

O método diferencial não convergiu para altos valores de velocidade superficial de gás, não apresentando o mínimo na curva de queda de pressão observado experimentalmente.

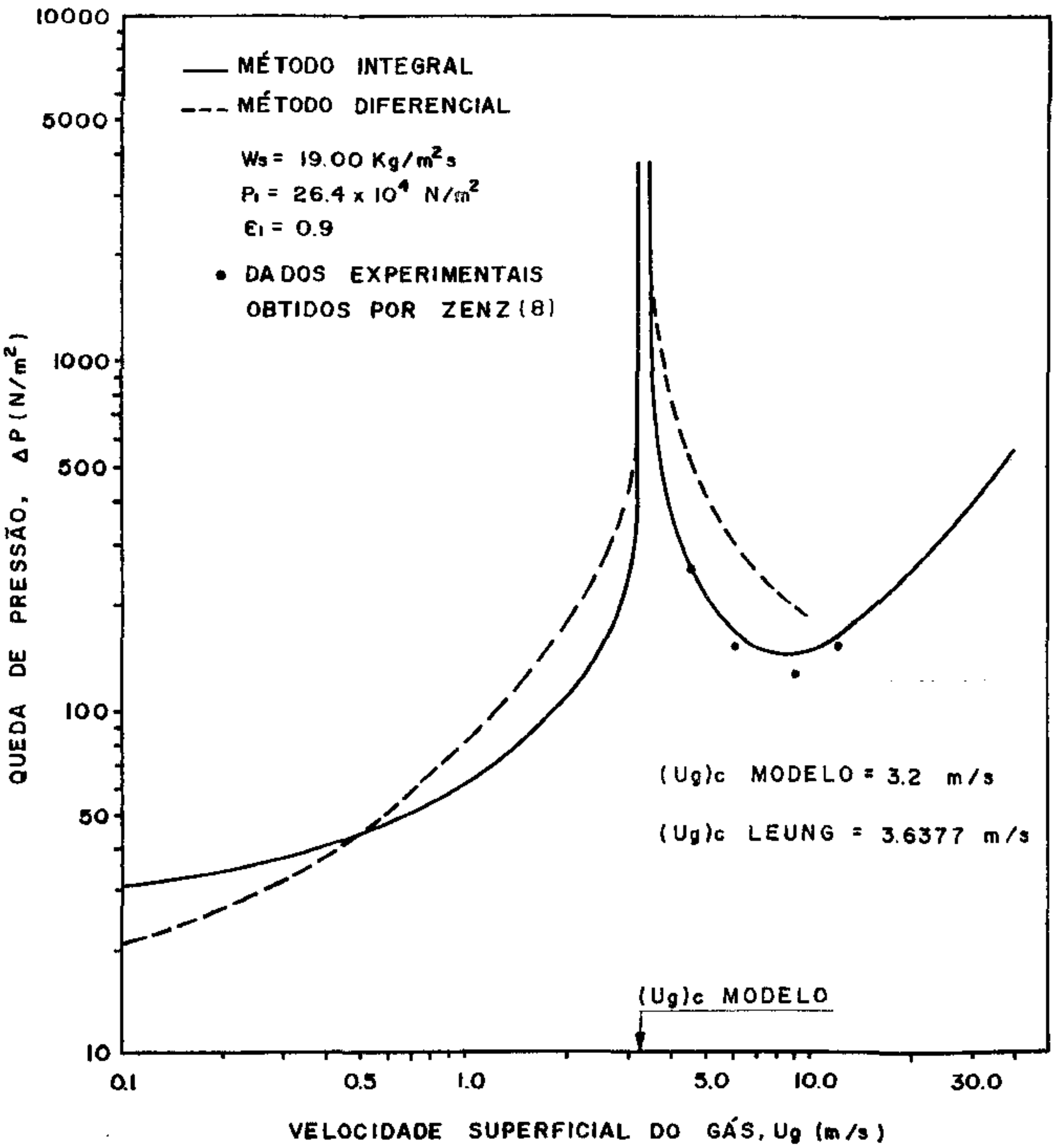

Figura IV.2 - Efeito da velocidade superficial do gás sobre o comportamento da queda de pressão em um tubo vertical com escoamento gás-sólido contra-corrente e concorrente

O método integral apresenta o mínimo na queda de pressão, como era esperado, além de se ajustar bem aos dados experimentais obtidos por Zenz (8) para as mesmas condições de escoamento e mesmo sistema.

Para o escoamento contra-corrente, os dois métodos mostram o comportamento observado experimentalmente por Zenz (1), e predizem a condição de colapso observada experimentalmente associada ao escoamento instável de partículas sólidas.

A condição de colapso ocorre quando a velocidade do gás alcança um valor crítico, $(U_g)_c$, em um escoamento contra-corrente. Nessa situação as partículas sólidas que se movem no sentido descendente, ao longo do tubo, tornam-se instáveis, a queda de pressão aumenta e o regime de escoamento das partículas sólidas muda.

A condição de colapso ocorre também para o escoamento gás-sólido concorrente onde,reduzindo-se a velocidade superficial até um valor crítico, a força de arraste exercida pelo gás sobre as partículas torna-se menor que a força gravitacional que atua sobre as mesmas partículas,tornando o sistema instável. Convém salientar que o modelo proposto por Arastoopour e Gidaspow (11), expresso pelas equações (II.14), (II.15), (II.16) e(II.19) foi testado para as mesmas condições experimentais estudadas por Zenz (8).

O conjunto das quatro equações diferenciais foi resolvido pelo método numérico diferencial Runge-Kutta de 4ª ordem , para as condições iniciais propostas por Shook e Masliyah (22) , dadas pelas equações (III.23),(III.24) e (III.25).

Conforme análise realizada por Arastoopour (24), foi feito o estudo da dinâmica de sistemas gás-sólido em escoamento vertical contra-corrente com aceleração, para uma única vazão mássica de partículas sólidas. Variando-se a vazão mássica de partículas sólidas, o programa, que utiliza o modelo proposto por Arastoopour (24), não converge.

IV.3 - RESULTADOS OBTIDOS A PARTIR DAS CONDIÇÕES EXPERIMENTAIS ESTUDADAS POR MENDES,E.S. (23)

As partículas sólidas, o gás, as dimensões do equipamento e as condições de escoamento estudados nessa seção são os mesmos utilizados por Mendes, E.S. (23) em sua pesquisa experimental do escoamento gás-sólido concorrente em fluidização rápida ("fast fluidization").

As partículas sólidas e o gás são introduzidos na base de um tubo vertical escoando no sentido vertical ascendente.

Mendes, E.S. (23) apresentou dados experimentais obtidos em escoamentos concorrentes de esferas de vidro e ar, carvão e ar, em tubos verticais, sendo as experiências realizadas a uma temperatura média de 53^{o}C.

Utilizando as mesmas partículas sólidas, gás, mesmas dimensões de equipamento e condições de escoamento foram obtidas as curvas de queda de pressão em função da velocidade superficial de gás para várias vazões mássicas de partículas sólidas,por unidade de área , para porosidade inicial de 0.9 e pressão inicial de 1.013×10^{5} N/m^{2}.

A modificação da equação de estado para gás ideal, dada pela equação (IV.1), foi admitida para descrever a fase gasosa.

A velocidade terminal da partícula sólida foi calculada através da correlação de Yuan (7), dada pelas equações (II.4), (II.5) e (II.6), enquanto que para a predição da velocidade crítica, foi utilizada a correlação proposta por Leung et al(19), que pode ser expressa pela equação (II.31).

As Figuras IV.3, IV.4, IV.5 e IV.6 apresentam as curvas de queda de pressão em função da velocidade superficial do gás, dadas várias vazões mássicas de partículas sólidas, por unidade de área, para o escoamento concorrente de esferas de vidro, com diâmetro médio de 0.24,0.40,1.00 e 1.20 mm, respectivamente, e massa específica de 2500 kg/m^3, e ar em um tubo vertical de 1.255 m de comprimento, com diâmetro de 7.72 cm,utilizando o método integral. Além das curvas, as figuras apresentam os dados experimentais obtidos por Mendes, E.S. (23).

Seguindo uma tendência já reportada na literatura, todas as curvas das quatro figuras mostram que quanto maior a vazão mássica de partículas sólidas, maior é a queda de pressão do sistema, para uma dada velocidade superficial de ar, sendo essa dependência mostrada quantitativamente nas figuras citadas, que apresentam também a condição de colapso, verificada pela grande queda de pressão para baixas velocidades superficiais de ar (elevado coeficiente angular da curva).

A medida que se aumenta a velocidade superficial do ar, ocorre uma diminuição na queda de pressão até que, para uma dada velocidade superficial de ar, a queda de pressão alcança um valor mínimo.

Nas Figuras IV.3, IV.4, e IV.5, todas as curvas apresentam os pontos de mínima queda de pressão para as mesmas velo-

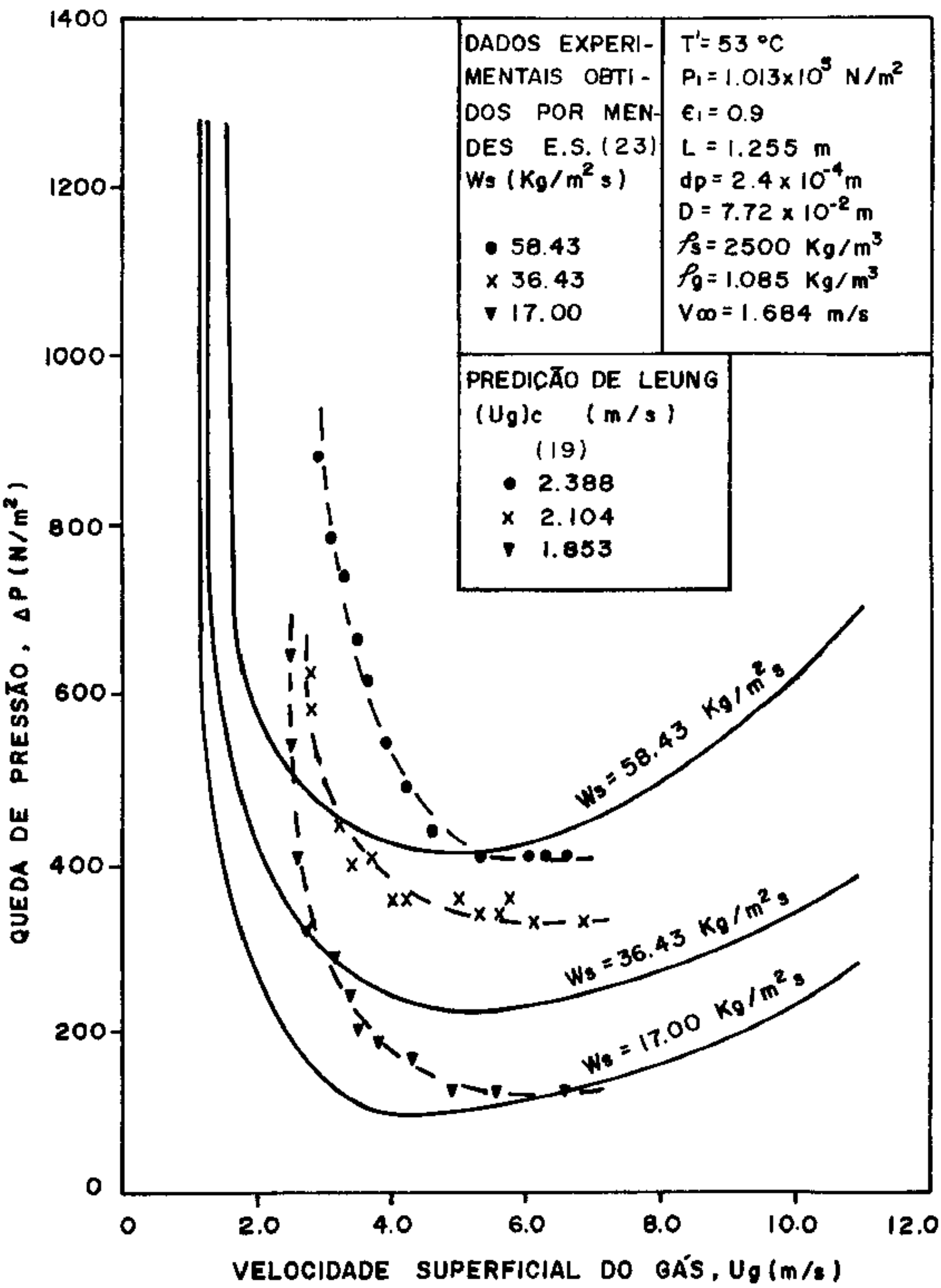

Figura IV.3 - Simulação do escoamento concorrente ascendente de esferas de vidro (d_p=0.24mm) e ar em tubo vertical (L=1.255m e D=7.72cm), utilizando método integral, com dados experimentais de Mendes, E.S. (23)

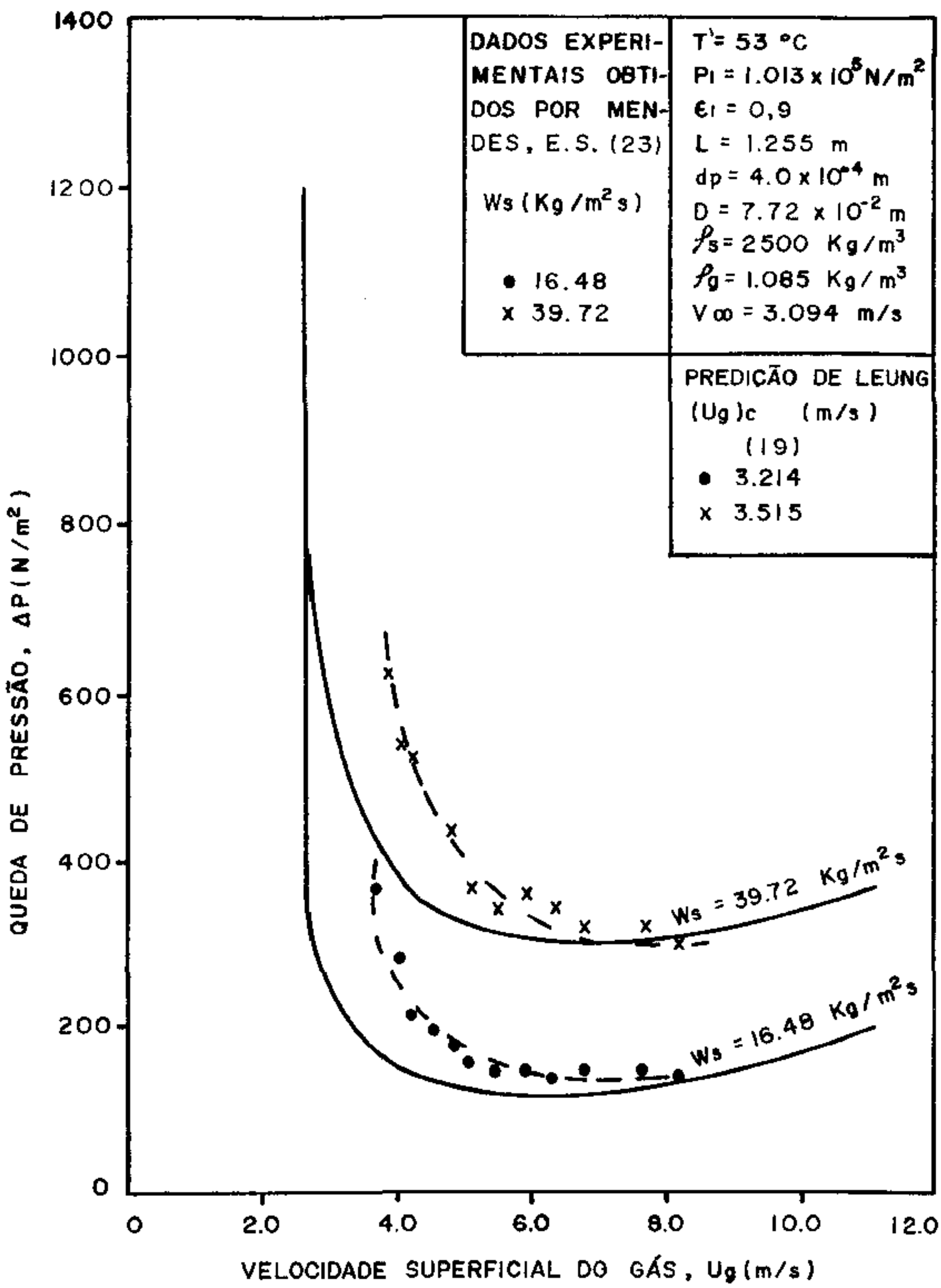

Figura IV.4 - Simulação do escoamento concorrente ascendente de esferas de vidro (d_p=0.40mm) e ar em um tubo vertical (L=1.255m e D=7.72cm), utilizando método integral, com dados experimentais de Mendes, E.S. (23).

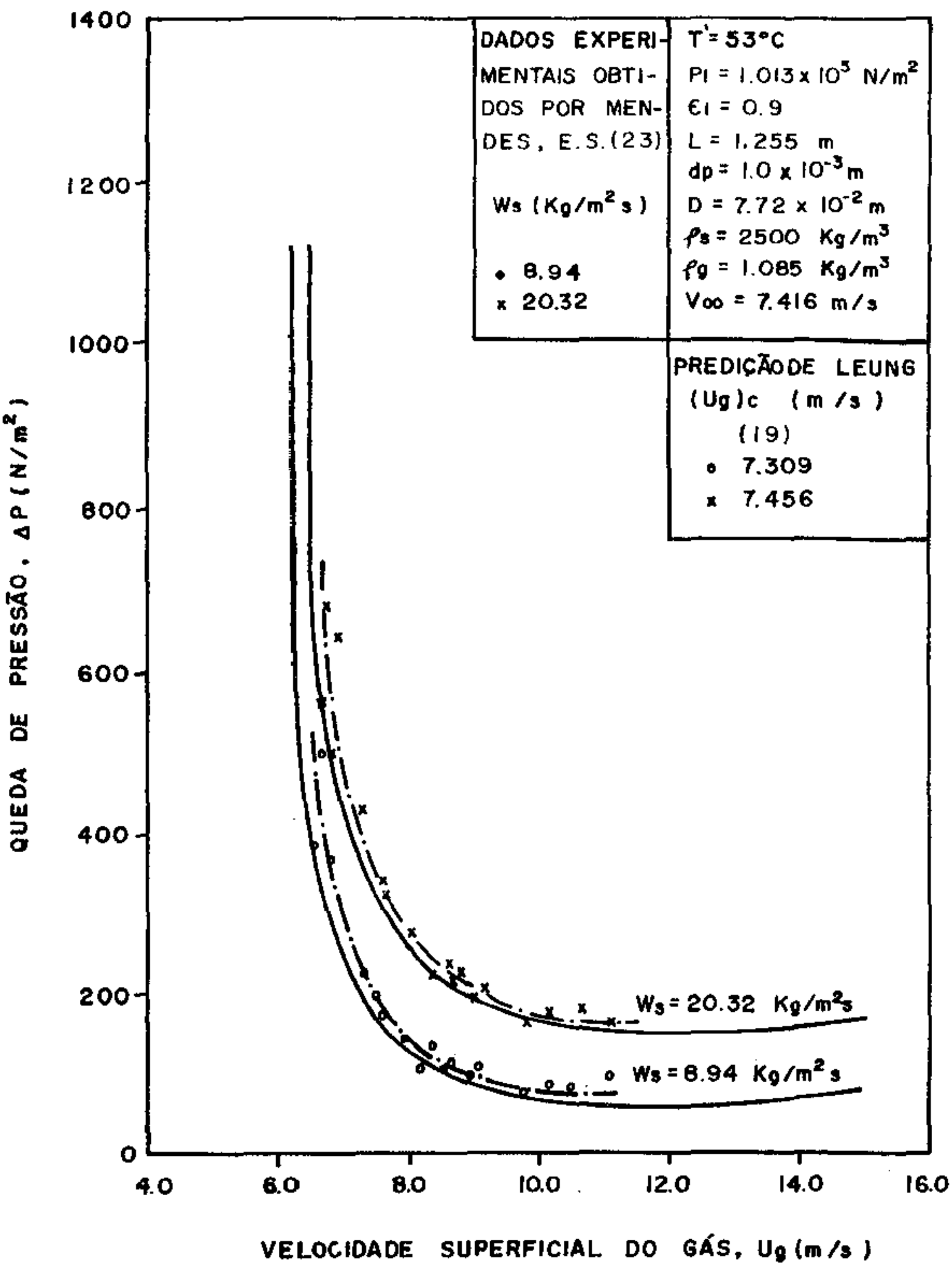

Figura IV.5 - Simulação do escoamento concorrente ascendente de esferas de vidro (d_p=1.00mm) e ar em um tubo vertical (L=1.255m e D=7.72cm), utilizando método integral, com dados experimentais de Mendes, E.S. (23)

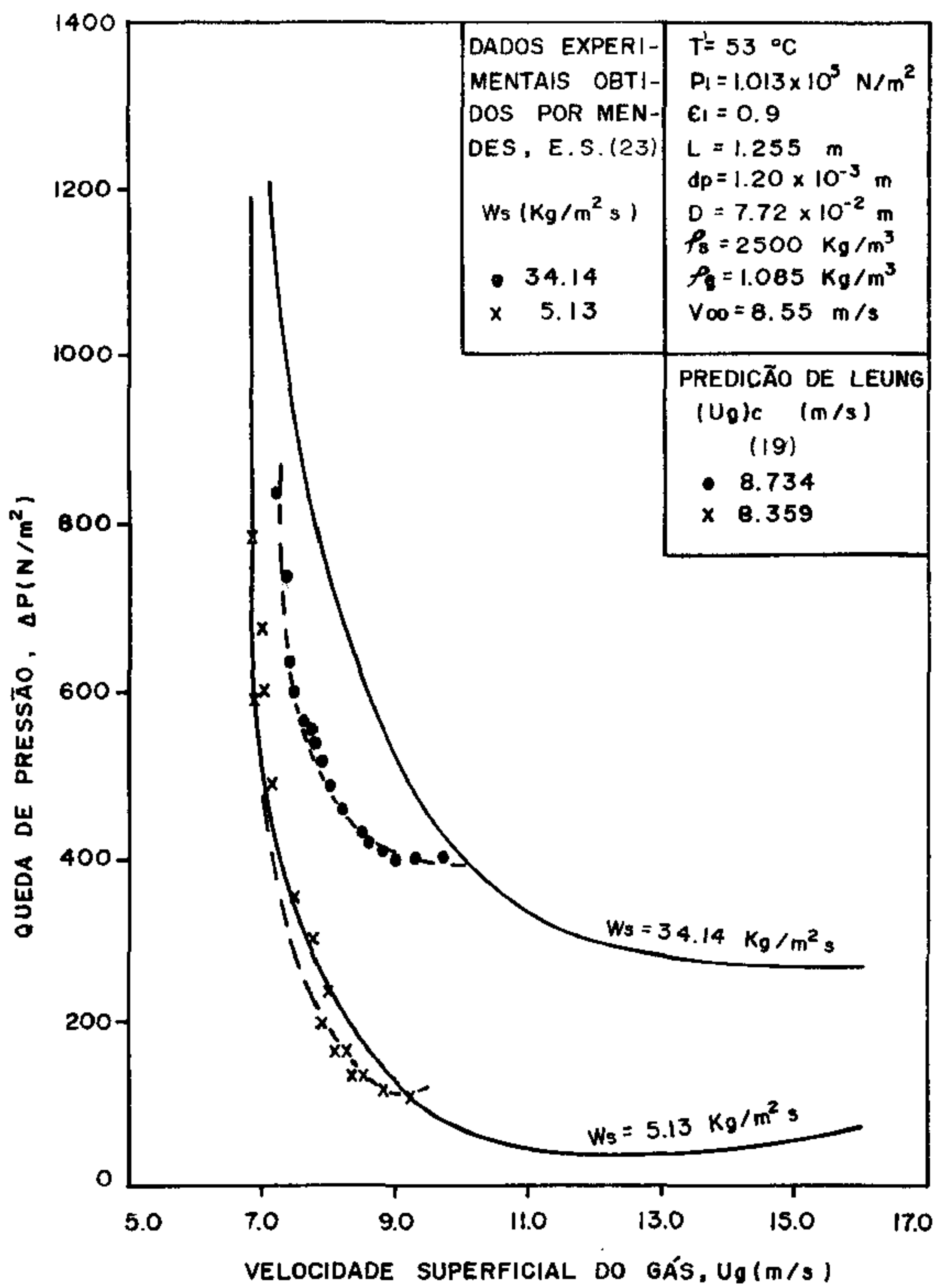

Figura IV.6 - Simulação do escoamento concorrente ascendente de esferas de vidro (d_p=1.20mm) e ar em um tubo vertical (L=1.255m e D=7.72cm), utilizando método integral, com dados experimentais de Mendes, E.S. (23)

cidades superficiais de ar obtidas experimentalmente por Mendes, E.S. (23).

Na Figura IV.6, o ponto de mínima queda de pressão, obtido pela simulação, ocorre para valores de velocidade superficial de ar maiores do que os obtidos experimentalmente por Mendes, E.S.. (23).

A Tabela IV.6 apresenta a predição da velocidade terminal das partículas sólidas, obtida pela correlação proposta por Yuan (7), bem como, da velocidade crítica do ar, obtida através da correlação proposta por Leung et al. (19), para o escoamento de esferas de vidro com diâmetro de 0.24, 0.40, 1.00 e 1.20 mm e ar em um tubo de 1.255 m de comprimento com diâmetro de 7.72 cm.

As Figuras IV.7 e IV.8 apresentam as curvas de queda de pressão em função da velocidade superficial, dadas as vazões mássicas de partículas sólidas, por unidade de área, para o escoamento concorrente de carvão com esfericidade média de 0.65 e diâmetro médio de 1.02 e 1.44 mm, respectivamente, e massa específica de 1750 kg/m^3, e ar em um tubo vertical de 1.255 m de comprimento, com diâmetro de 7.72 cm, utilizando o método integral. Além das curvas, as figuras apresentam os dados experimentais obtidos por Mendes, E.S. (23).

Todas as curvas dessas figuras mostram quantitativamente o comportamento dinâmico do sistema estudado. A medida que se aumenta a velocidade superficial de ar, ocorre uma diminuição na queda de pressão até que a mesma alcança um ponto de mínimo, na queda de pressão, para uma dada velocidade superficial de ar, que coincide com o valor de velocidade obtido experimentalmente por Mendes, E.S. (23), sendo o parâmetro das curvas, a vazão más-

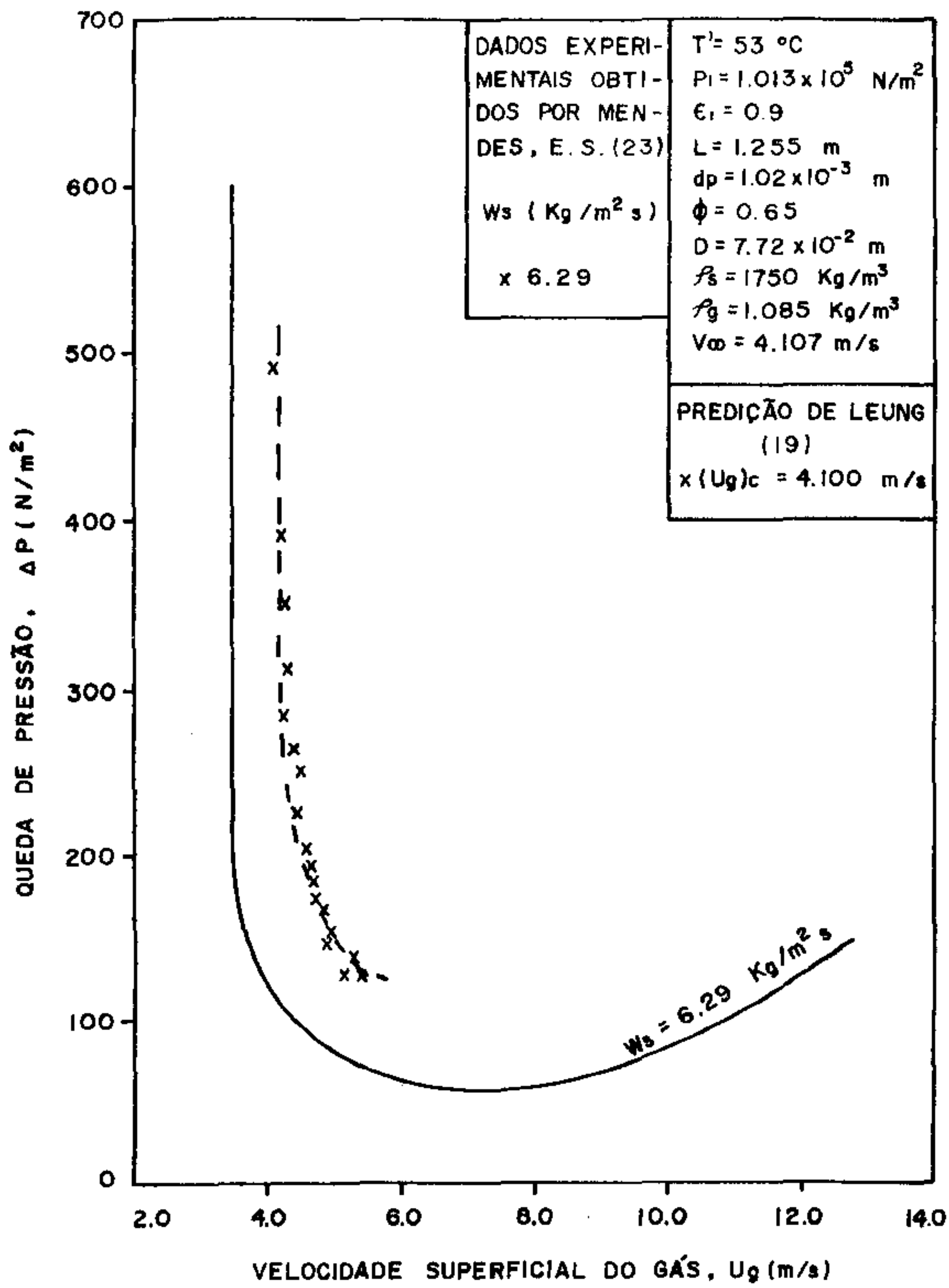

Figura IV.7 - Simulação do escoamento concorrente ascendente de carvão (d_p=1.02mm e Φ=0.65) e ar em um tubo vertical (L=1.255m e D=7.72cm), utilizando método integral, com dados experimentais de Mendes, E.S. (23)

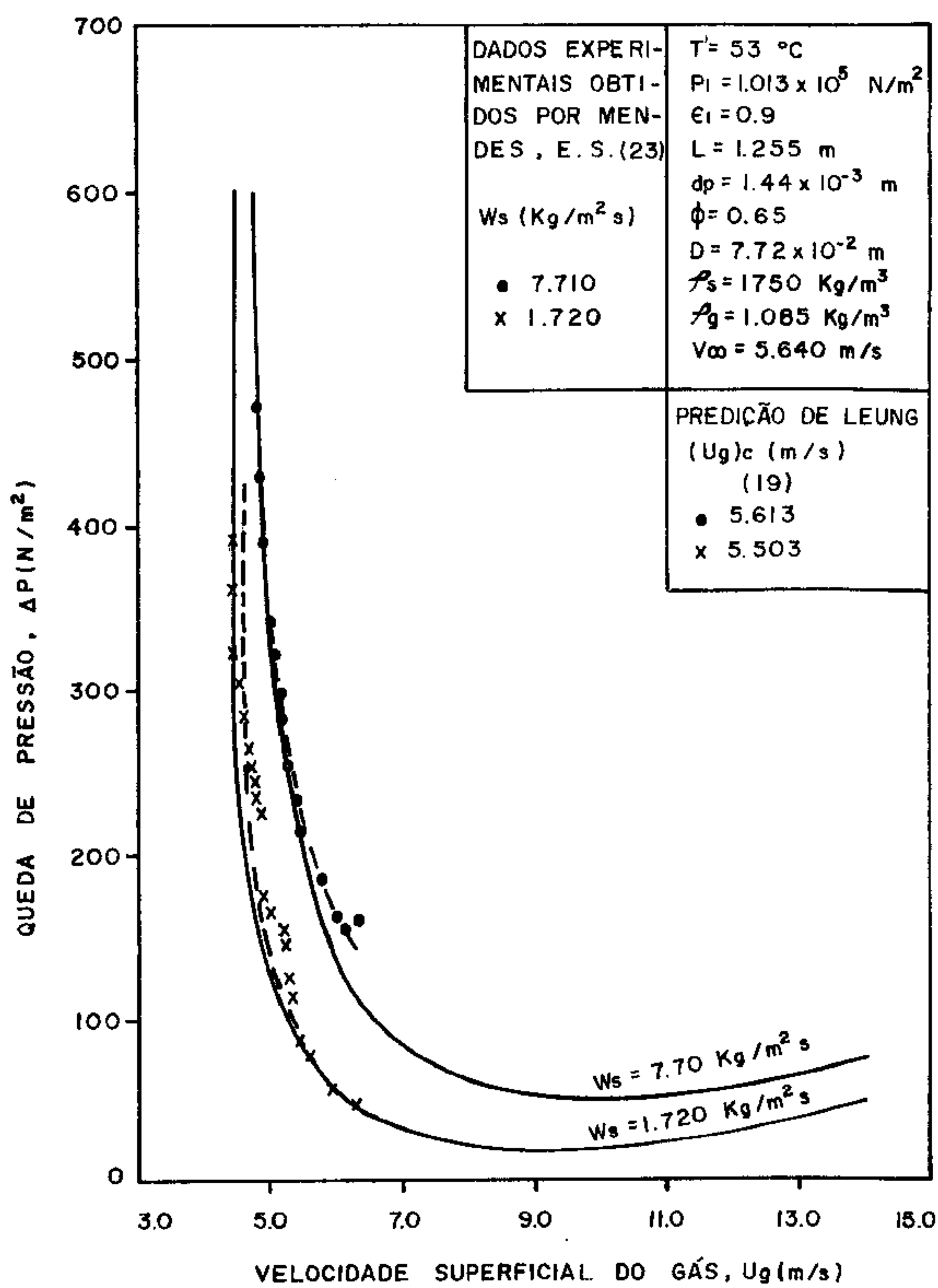

Figura IV.8 - Simulação do escoamento concorrente ascendente de carvão (d_p=1.44mm e Φ=0.65)e ar em um tubo vertical (L=1.255m e D=7.72cm),utilizando método integral,com dados experimentais de Mendes,E.S.(23)

Tabela IV.6 - Escoamento de esferas de vidro e ar em um tubo vertical de 1.255 m de comprimento e diâmetro de 7.72 cm

a) d_p = 0,24 mm : v_∞ Yuan = 1.684 m/s		
$W_s (kg/m^2 s)$	$(U_g)_c$ Leung (m/s)	$(U_g)_c$ modelo (m/s)
58.43	2.388	1.55
36.43	2.104	1.30
17.00	1.853	1.20
b) d_p = 0.40 mm : v_∞ Yuan = 3.094 m/s		
$W_s (kg/m^2 s)$	$(U_g)_c$ Leung (m/s)	$(U_g)_c$ modelo (m/s)
16.48	3.214	2.60
39.72	3.515	2.60
c) d_p = 1.00 mm : v_∞ Yuan = 7.416 m/s		
$W_s (kg/m^2 s)$	$(U_g)_c$ Leung (m/s)	$(U_g)_c$ modelo (m/s)
8.94	7.309	6.20
20.32	7.456	6.45
d) d_p = 1.20 mm : v_∞ Yuan = 8.55 m/s		
$W_s (kg/m^2 s)$	$(U_g)_c$ Leung (m/s)	$(U_g)_c$ modelo (m/s)
34.14	8.734	7.10
5.13	8.359	6.85

sica de partículas sólidas,por unidade de área.

Na Tabela IV.7 estão apresentadas as velocidades terminais das partículas sólidas e as velocidades críticas preditas pelas correlações de Yuan (7) e Leung et al. (19), respectivamente, para o escoamento de carvão com esfericidade 0.65 e diâmetro de 1.02 e 1.44 mm em um tubo de 1.255 m de comprimento e diâmetro de 7.72 cm.

Tabela IV. 7 - Escoamento de carvão (ϕ = 0.65) e ar em um tubo vertical de 1.255 m de comprimento e diâmetro de 7.72 cm.

a) d_p = 1.02 mm : v_∞ Yuan = 4.107 m/s		
W_s = 6.29 kg/m^2s : $(U_g)_c$ Leung = 4.100 m/s $(U_g)_c$ modelo = 3.50 m/s		
b) d_p = 1.44 mmm : v_∞ Yuan = 5.640 m/s		
W_s(kg/m^2s)	$(u_g)_c$ Leung (m/s)	$(U_g)_c$ modelo (m/s)
7.710	5.613	4.80
1.720	5.603	4.50

Nas Figuras IV.9 e IV.10 estão apresentadas as curvas de queda de pressão do sistema em função da velocidade superficial do ar, dadas várias vazões mássicas de partículas sólidas , para escoamento concorrente ascendente de esferas de vidro com diâmetro médio de 0.24 e 0.40 mm, respectivamente, e massa espe-

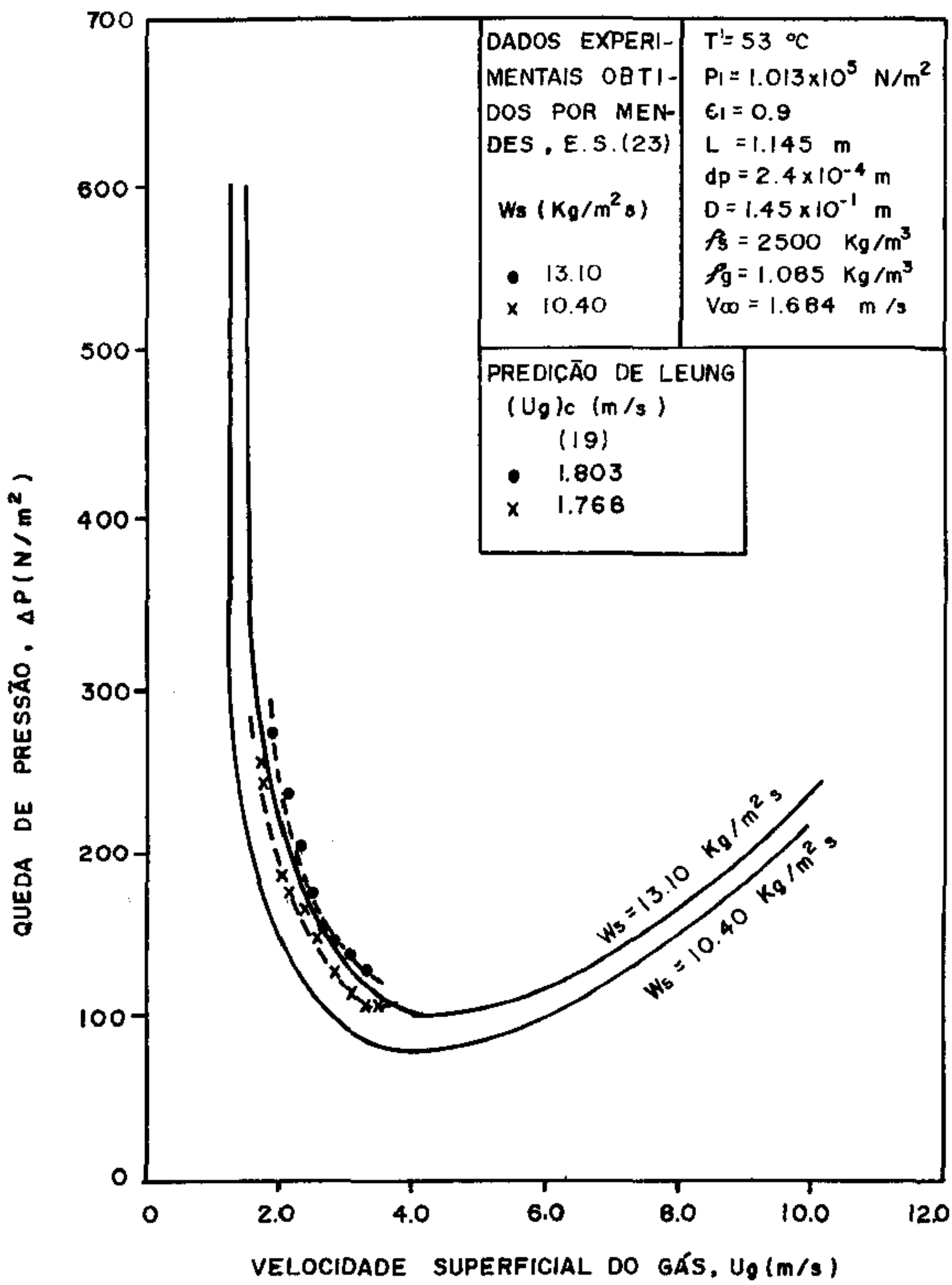

Figura IV.9 - Simulação do escoamento concorrente ascendente de esferas de vidro (d_p=0.24mm) e ar em um tubo vertical (L=1.145m e D=14.5cm), utilizando método integral, com dados experimentais de Mendes, E.S. (23)

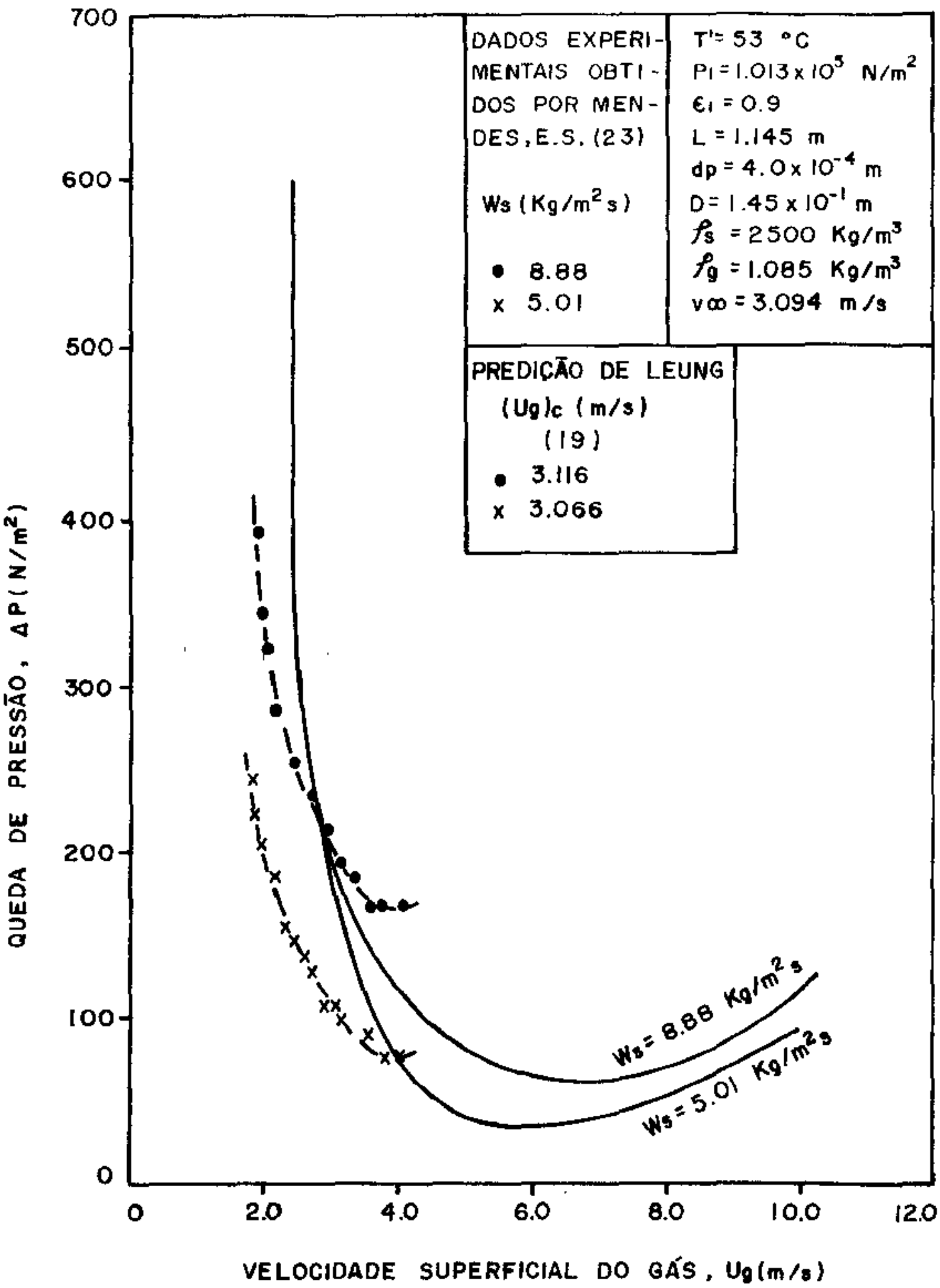

Figura IV.10 - Simulação do escoamento concorrente ascendente de esferas de vidro (d_p=0.40mm) e ar em um tubo vertical (L=1.145m e D=14.5cm), utilizando método integral, com dados experimentais de Mendes, E.S. (23)

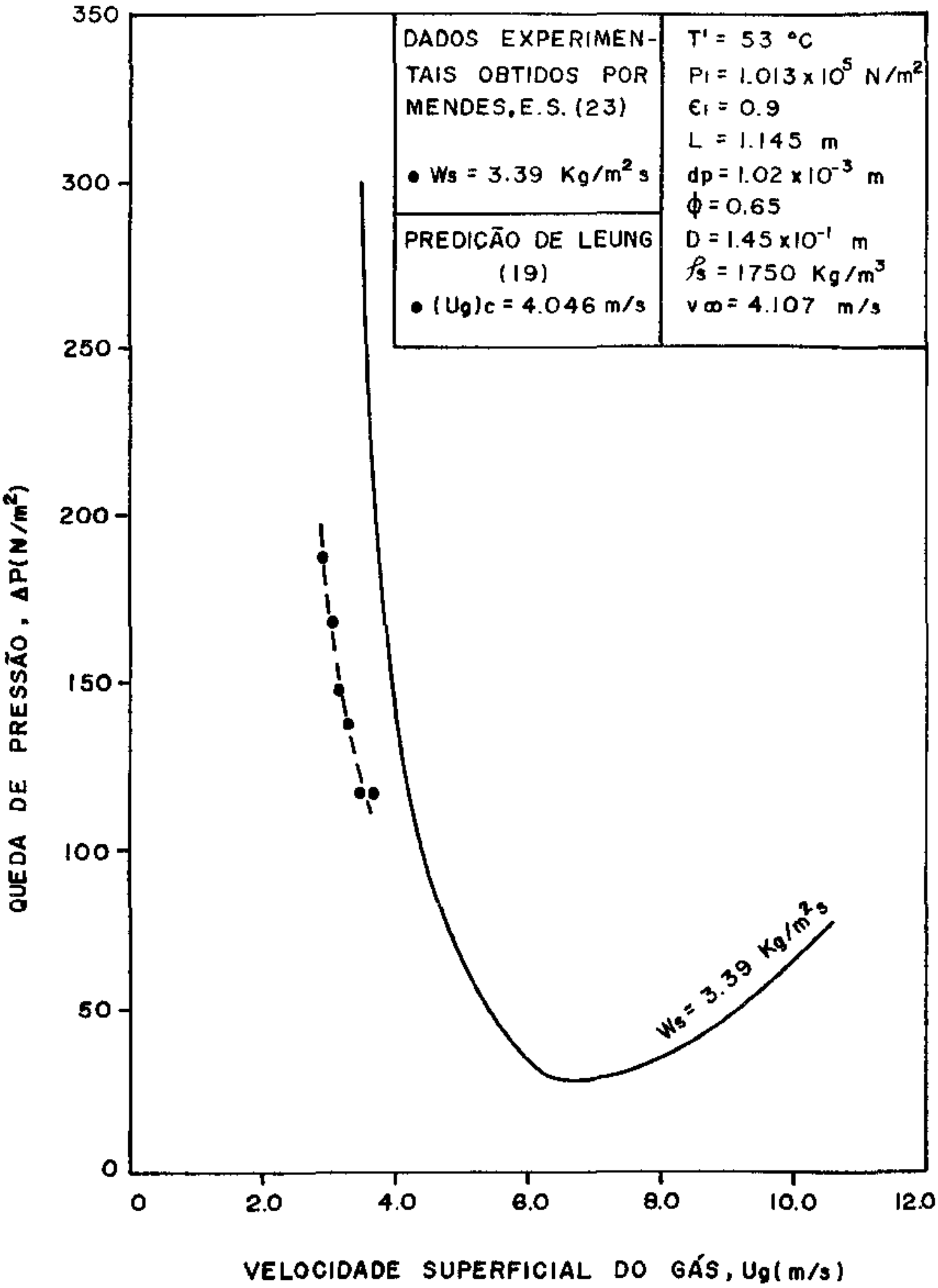

Figura IV.11 - Simulação do escoamento concorrente ascendente de carvão (d_p=1.02mm e Φ=0.65) e ar em um tubo vertical (L=1.145m e D=14.5cm), utilizando método integral, com dados experimentais de Mendes, E.S. (23)

cífica de 2500 kg/m^3, e ar em um tubo vertical de 1.145 cm de comprimento e 14.5 cm de diâmetro, além dos resultados experimentais obtidos por Mendes, E.S. (23).

Aumentando-se a velocidade superficial do ar, ocorre uma diminuição na queda de pressão até que a curva atinge um valor mínimo. Os pontos de mínimo obtidos nas curvas da Figura IV.9 coincidem com os obtidos experimentalmente, enquanto que aqueles apresentados nas curvas da Figura IV.10 são obtidos para velocidades superficiais de ar maiores que as determinadas experimentalmente por Mendes, E.S. (23).

Na Tabela (IV.8), estão representadas as velocidades terminais das partículas sólidas e as velocidades críticas obtidas pela utilização das correlações propostas por Yuan (7) e Leung et al. (19), respectivamente, para o escoamento concorrente ascendente de esferas de vidro com diâmetro médio de 0.24 e 0.40 mm e ar em um tubo vertical de 1.145 m de comprimento e 14.5 cm de diâmetro.

A Figura IV.11 apresenta a curva de queda de pressão do sistema em função da velocidade superficial do ar para a vazão mássica de partículas sólidas, por unidade de área, de 3.39 kg/m^2s, para um escoamento concorrente ascendente de carvão com esfericidade de 0.65, diâmetro médio de 1.02 mm e massa específica de 1750 kg/m^3 e ar em um tubo vertical de 1.145 m de comprimento e 14.5 cm de diâmetro, além dos resultados experimentais obtidos por Mendes, E.S. (23).

A curva apresentada nessa Figura mostra a condição de colapso.

A medida que se aumenta a velocidade superficial do ar, ocorre uma diminuição na queda de pressão, até que a mesma atinge um valor mínimo. Este valor mínimo atingido para uma dada velocidade superficial não pode ser comparado com o valor experimental pois a faixa de velocidade superficial de ar estudada por Mendes, E.S. (23) é muito baixa, não atingindo o valor mínimo.

A Tabela (IV.9) apresenta a velocidade terminal das partículas sólidas e a velocidade crítica calculadas através das correlações propostas por Yuan (7) e Leung et al. (19), respectivamente, para o escoamento concorrente ascendente de carvão, com esfericidade 0.65 e diâmetro médio de 1.02 mm e ar em um tubo vertical de 1.145 m de comprimento e 14.5 cm de diâmetro.

Tabela IV. 8 - Escoamento de esferas de vidro e ar em um tubo vertical de 1.145 m de comprimento e diâmetro de 14.5 cm

a) d_p = 0.24 mm : v_∞ Yuan = 1.684 m/s		
$W_s (kg/m^2 s)$	$(U_g)_c$ Leung (m/s)	$(U_g)_c$ modelo (m/s)
13.10	1.803	1.50
10.40	1.768	1.30
b) d_p = 0.40 mm : v_∞ Yuan = 3.094 m/s		
$W_s (k_g/m^2 s)$	$(U_g)_c$ Leung (m/s)	$(U_g)_c$ modelo (m/s)
8.88	3.116	2.50
5.01	3.066	2.50

Tabela IV.9 - Escoamento de carvão (ϕ = 0.65) e ar em um tubo vertical de 1.145 m de comprimento e diâmetro de 14.5 cm.

a) d_p = 1.02 mm	:	v_∞ Yuan = 4.107 m/s
W_s = 3.39 kg/m^2s	:	$(U_g)_c$ Leung = 4.046 m/s
		$(U_g)_c$ modelo = 4.50 m/s

Convém salientar que o programa, que utiliza o método diferencial, não convergiu para nenhum dos escoamentos simulados a partir dos resultados experimentais obtidos por Mendes, E.S. (23).

CAPÍTULO V

ESTUDO DA SENSIBILIDADE PARAMÉTRICA NO ESCOAMENTO GÁS-SÓLIDO VERTICAL

CAPÍTULO V

ESTUDO DA SENSIBILIDADE PARAMÉTRICA NO ESCOAMENTO GÁS-SÓLIDO VERTICAL

V.1 - INTRODUÇÃO

Visando um melhor entendimento da influência das variáveis dinâmicas do sistema, gerando assim informações fundamentais para ampliações e diminuições de escala no projeto de equipamentos que envolvem misturas gás-sólido, é de grande interesse o desenvolvimento de um estudo de sensibilidade paramétrica em relação ao conjunto de equações propostas.

Com o objetivo de efetuar comparações com resultados da literatura, o tubo vertical estudado aqui é o mesmo utilizado por Zenz(8) em seu estudo do escoamento gás-sólido concorrente. O diâmetro do tubo foi de 4.45×10^{-2} m e seu comprimento foi de 1.12m. Os experimentos foram realizados com ar e com partículas sólidas esféricas de diâmetro 1.67×10^{-3} m e massa específica 1098 kg/m^3. Nesse estudo experimental foram medidas as vazões mássicas do gás e das partículas sólidas, em adição à queda de pressão.

As mesmas características, do sistema experimental estudado por Zenz (8), foram utilizadas para simular também o escoamento gás-sólido contra-corrente. Nesse caso os sólidos entram no topo do tubo e o gás é introduzido na base do tubo vertical.

A corrente gasosa escoa em sentido contrário ao movimento descendente das partículas sólidas.

Para a solução do sistema das quatro equações diferenciais, torna-se necessário admitir valores iniciais das variáveis: porosidade, velocidade das partículas sólidas e do gás, pressão, pois nem sempre estes valores são possíveis de ser inferidos diretamente a partir dos dados básicos de projeto. No decorrer deste capítulo, serão apresentados resultados dos estudos das condições iniciais para que sejam verificados os efeitos e o significado de alterações dessas condições sobre a predição de outras propriedades do escoamento gás-sólido em um tubo vertical.

Foi estudada a influência das variáveis: velocidade superficial do gás, porosidade inicial, pressão inicial, vazão mássica de partículas sólidas, diâmetro e comprimento do tubo, sobre o escoamento gás-sólido em um tubo vertical.

V.2 - ESTUDO DA INFLUÊNCIA DA VELOCIDADE SUPERFICIAL DO GÁS

O efeito da velocidade superficial do gás foi determinado para a pressão inicial de 26.4×10^4 N/m^2, porosidade inicial de 0.9 e vazão mássica de partículas sólidas, por unidade de área, de 19.00 kg/m^{2}s.

Como foi observado experimentalmente por Zenz (1), a medida que aumenta a velocidade do gás em escoamento ascendente, ocorre uma diminuição na velocidade descendente das partículas sólidas. O modelo proposto prediz este comportamento que é mostrado na Figura V.1.

O aumento na velocidade do gás propicia um aumento gradual na queda de pressão até que a velocidade do gás atinge

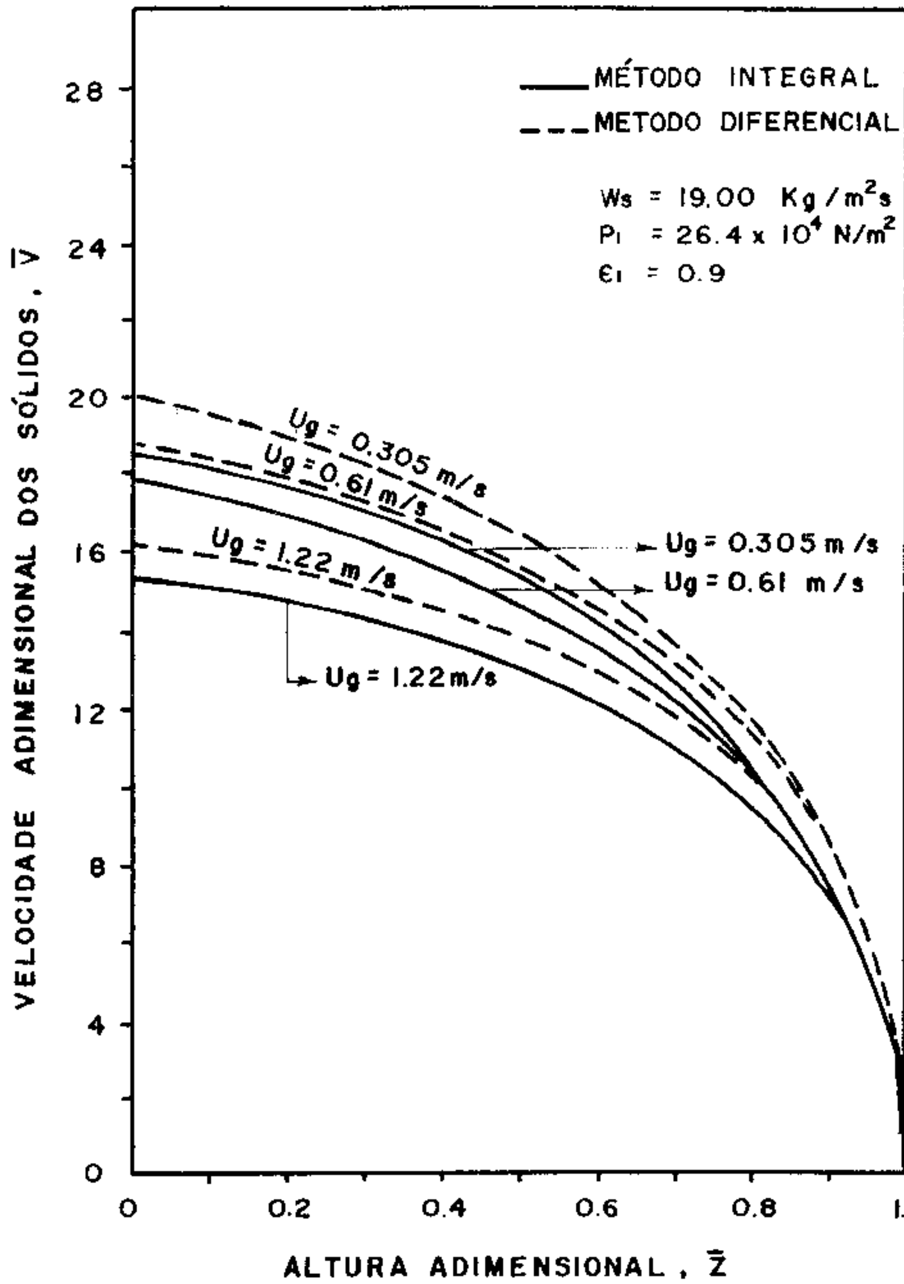

Figura V.1 - Efeito da velocidade superficial do gás sobre o comportamento da velocidade das partículas sólidas em um tubo vertical com escoamento gás-sólido em contra-corrente um valor alto suficiente para gerar uma força de arraste maior e superar o efeito da gravidade.

Este comportamento está associado ao fenômeno de colapso. A queda de pressão, para tal condição, cresce rapidamente e o sistema de duas fases,como um todo, torna-se instável.

V.3 - ESTUDO DA INFLUÊNCIA DA POROSIDADE INICIAL

O efeito da porosidade inicial foi analisado para a vazão mássica de partículas sólidas, por unidade de área, de 19.00 kg/m^2s, velocidade superficial de gás de 1.22 m/s e pressão inicial de 26.4 x 10^4 N/m^2.

A fração volumétrica de partículas sólidas diminui a medida que as mesmas escoam em um tubo vertical no sentido descendente, devido à aceleração das partículas. A diminuição na fração volumétrica das partículas sólidas é substancial no topo do tubo para misturas mais concentradas (por exemplo,ε_I = 0.9,na Figura V.2).

Para misturas mais diluídas de partículas sólidas(por exemplo, ε_I = 0.99,na Figura V.2), ou, em outras palavras, para maiores velocidades iniciais de partículas sólidas, a fração volumétrica de partículas sólidas não se altera consideravelmente através do tubo. Este comportamento é devido a maiores velocidades de partículas sólidas que geram maiores forças de arraste.Esta força de arraste é grande suficiente para contrabalançar a força gravitacional das partículas sólidas.

A Figura V.2 mostra o efeito da porosidade inicial sobre a concentração volumétrica de partículas sólidas, ao longo

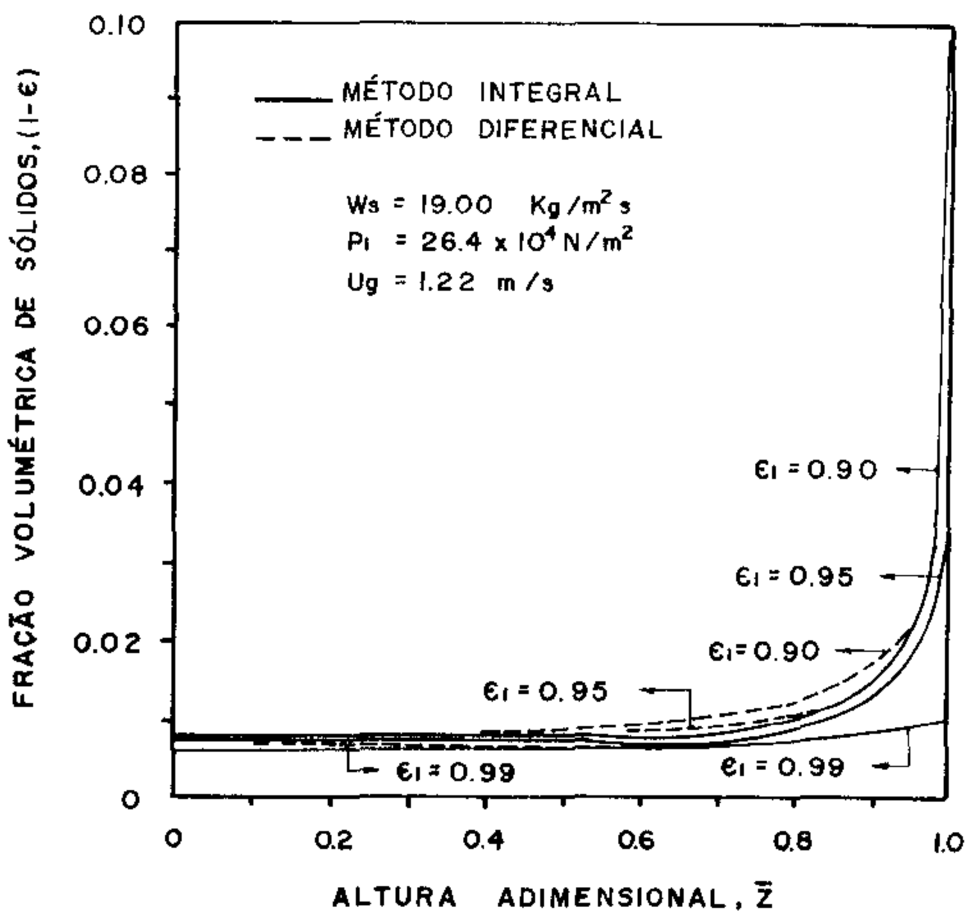

Figura V.2 - Variação da fração volumétrica de sólidos em um tubo vertical com escoamento gás-sólido em contra-corrente com diferentes porosidades iniciais do tubo.

A Figura V.3 mostra a variação da queda de pressão em função da velocidade superficial de gás para porosidades iniciais diferentes.

Para baixas porosidades, devido à maior concentração da fase sólida na linha, a carga estática aumenta e, portanto, gera maior queda de pressão. As partículas sólidas, em sistemas de maiores porosidades, escoam com velocidades maiores com uma menor variação na concentração e menor carga estática; a força de arraste contrabalança a gravidade e a queda de pressão diminui.

A porosidade inicial não somente afeta as propriedades do escoamento, como também altera a queda de pressão.

Devido à grande contribuição da porosidade inicial na predição de outras propriedades do escoamento gás-sólido vertical contra-corrente, torna-se necessária a determinação da concentração das fases em qualquer análise experimental, a qual tem sido negligenciada nos estudos experimentais do escoamento de duas fases.

V.4 - ESTUDO DA INFLUÊNCIA DA PRESSÃO INICIAL

O efeito da pressão inicial do gás foi avaliado utilizando o modelo proposto com velocidade superficial de gás de 1.22 m/s e porosidade inicial de $\varepsilon_1 = 0.9$.

Na faixa de pressão inicial de $26.4 \times 10^4 < P_1 < 137.8 \times 10^4$ N/m^2, foram obtidas mudanças consideráveis na queda de pressão, velocidade das partículas sólidas ao longo do tubo vertical.

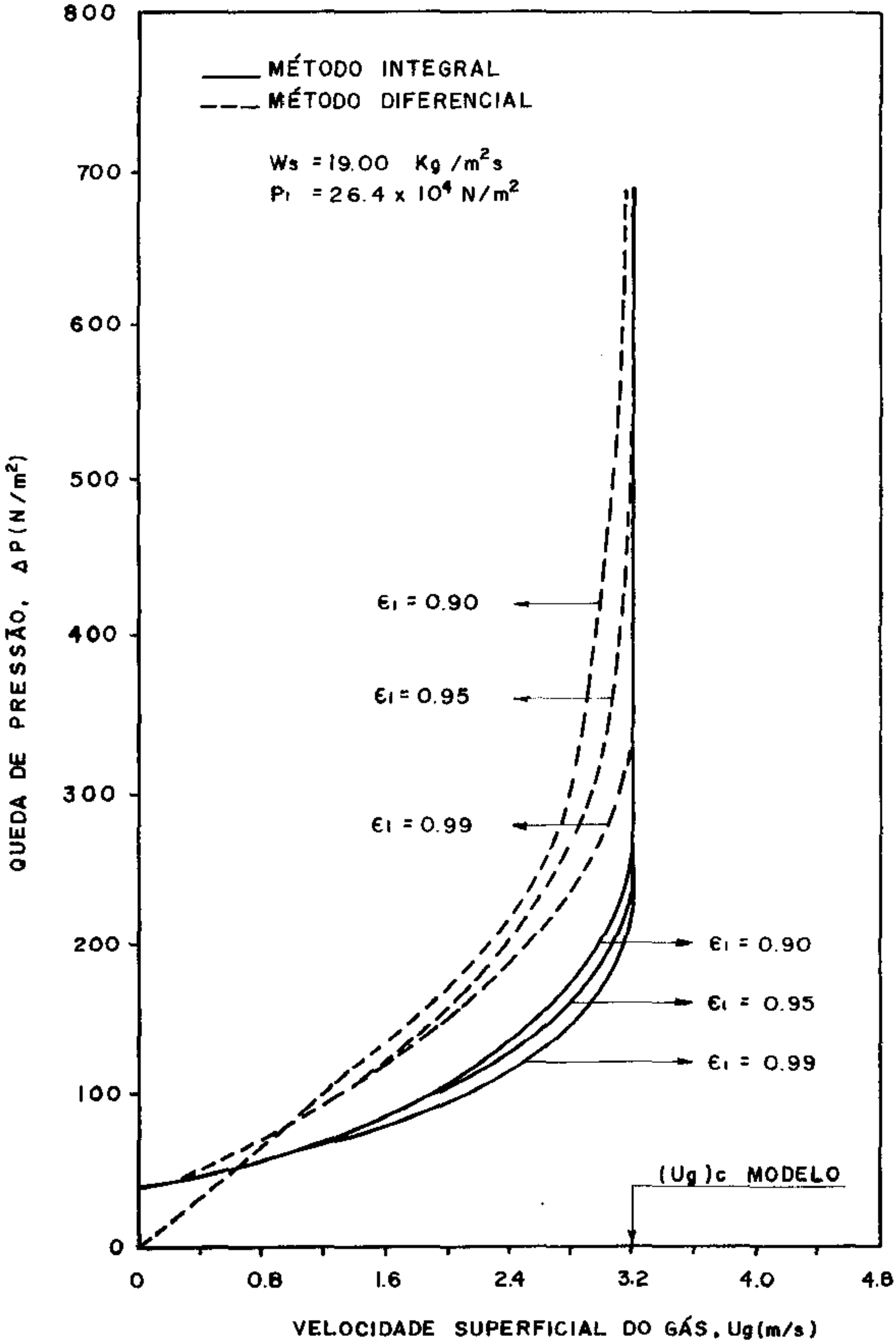

Figura V.3 - Efeito da porosidade inicial sobre o comportamento da queda de pressão em um tubo vertical com escoamento gás-sólido em contra-corrente

A pressão do sistema é um fator importante para a obtenção das propriedades do escoamento, e sua medida é recomendada em qualquer análise experimental de escoamento gás-sólido.

No escoamento gás-sólido concorrente, um aumento na pressão, que resulta em um aumento na massa específica do gás , fornece uma maior força de arraste, acelera as partículas sólidas e aumenta a velocidade das partículas ao longo do tubo, enquanto que, no escoamento contra-corrente, a maior força de arraste devido à maior pressão do gás, opõe-se ao movimento das partículas sólidas, desacelerando-as .

Para a pressão de 137.8×10^4 N/m^2, as partículas se movem no sentido descendente com velocidade quase constante (Figura V.4). Para pressões maiores do que este valor, as partículas se desaceleram e geram uma fase sólida concentrada na linha.

A Figura V.4 mostra claramente a velocidade adimensional das partículas sólidas para diferentes pressões do sistema ao longo do tubo vertical.

O modelo proposto fornece maiores valores para queda de pressão para altas pressões iniciais do sistema. Este comportamento pode ser visto na Figura V.5.

A fase sólida mais concentrada, gerada pela maior força de arraste que se opõe ao movimento das partículas sólidas devido à alta pressão, fornece uma maior carga estática e maior queda de pressão e o peso do gás aumenta devido a maior massa específica de gás que resulta num pequeno aumento na queda de pressão.

A pressão inicial do sistema não somente afeta as propriedades do escoamento e a queda de pressão, como também altera a velocidade de colapso. Maiores pressões iniciais fornecem maio

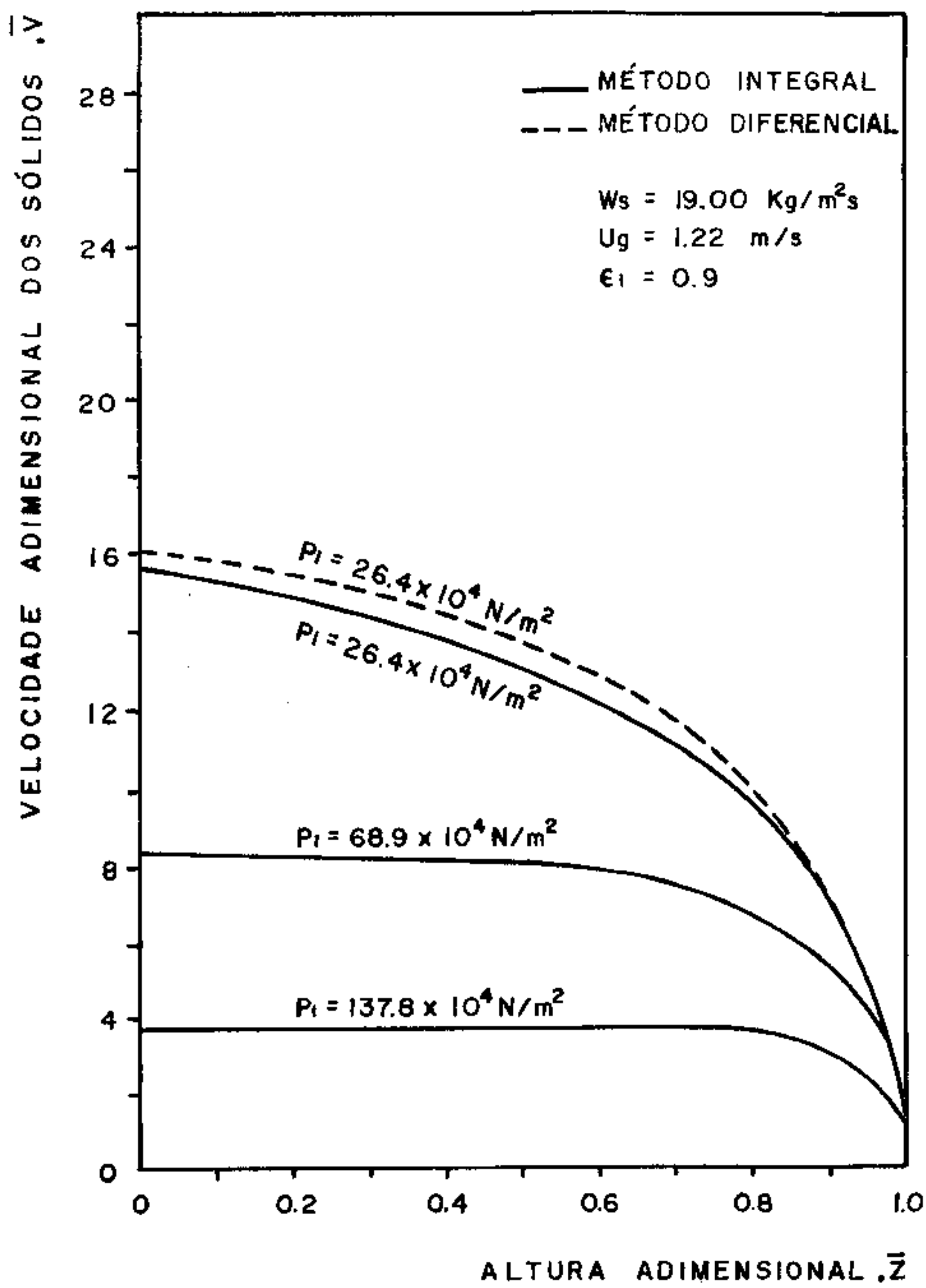

Figura V.4 - Efeito da pressão inicial sobre o comportamento da velocidade das partículas sólidas em um tubo vertical com escoamento gás-sólido em contra-corrente

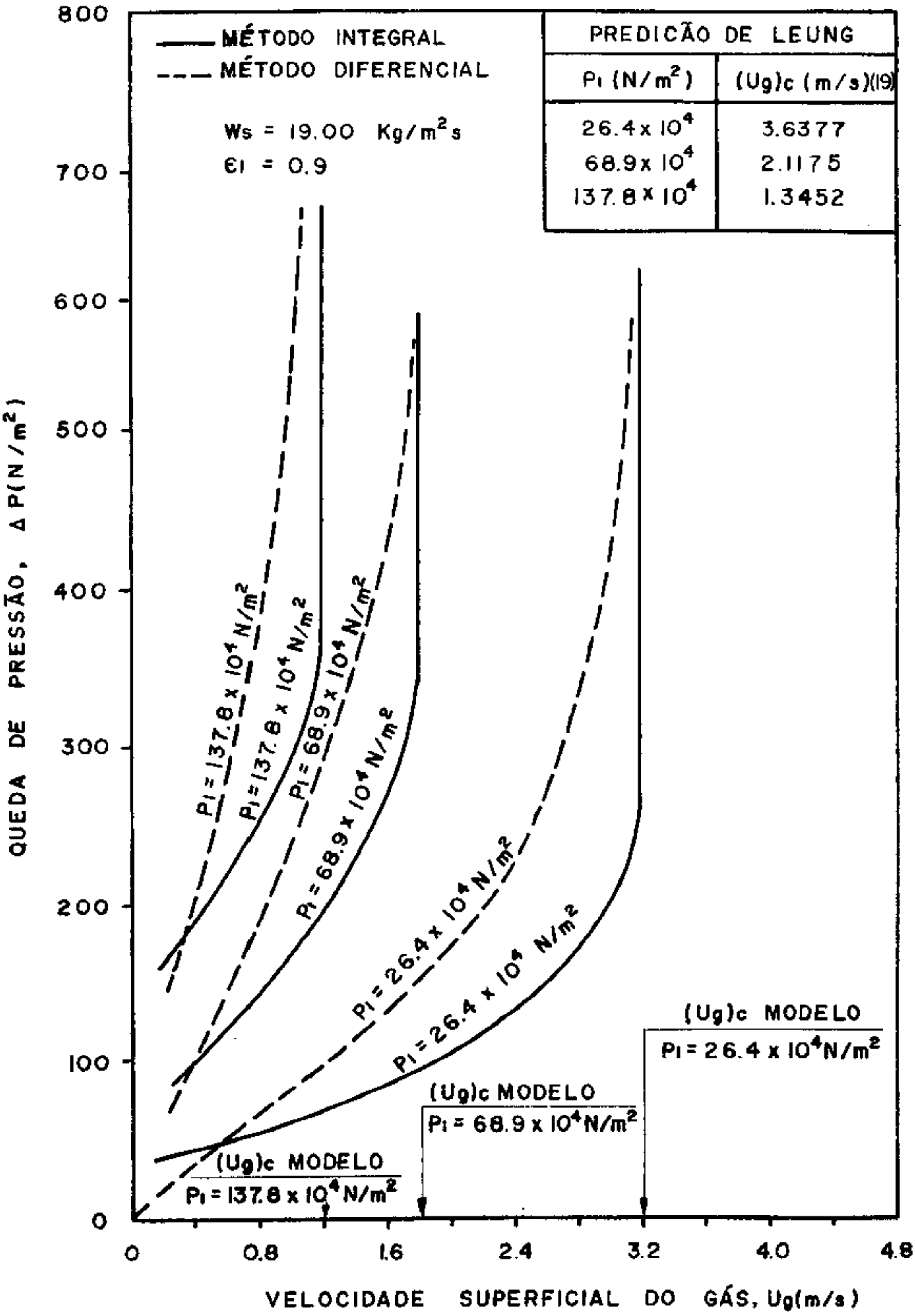

Figura V.5 - Efeito da pressão inicial sobre o comportamento da queda de pressão em um tubo vertical com escoamento gás-sólido em contra-corrente res quedas de pressão e menores velocidade de colapso, como pode ser visto na Figura V.5.

A Tabela V.1 apresenta os valores da velocidade crítica, obtidos através da simulação do modelo proposto e os obtidos através da utilização da correlação proposta por Leung et al. (19), para o escoamento contra-corrente gás-sólido, em um tubo vertical, para vazão mássica de partículas sólidas, por unidade de área, de 19.00 kg/m^2s e porosidade inicial de 0.9.

Tabela V.1 - Comparação entre valores da velocidade crítica obtidos pela simulação do modelo proposto e os obtidos pela correlação proposta por Leung et al. (19).

P_1 (N/m^2)	$(U_g)c$ modelo (m/s)	$(U_g)_c$ Leung (m/s)
26.4×10^4	3.2	3.6377
68.9×10^4	1.8	2.1175
137.8×10^4	1.2	1.3452

V.5 - ESTUDO DA INFLUÊNCIA DA VAZÃO MÁSSICA DE PARTÍCULAS SÓLIDAS

O efeito da vazão mássica de partículas sólidas sobre o comportamento da queda de pressão em um tubo vertical com escoamento gás-sólido contra-corrente e concorrente, para a pressão inicial do sistema de 26.4×10^4 N/m^2 e porosidade inicial de 0.9, pode ser verificado na Figura V.6.

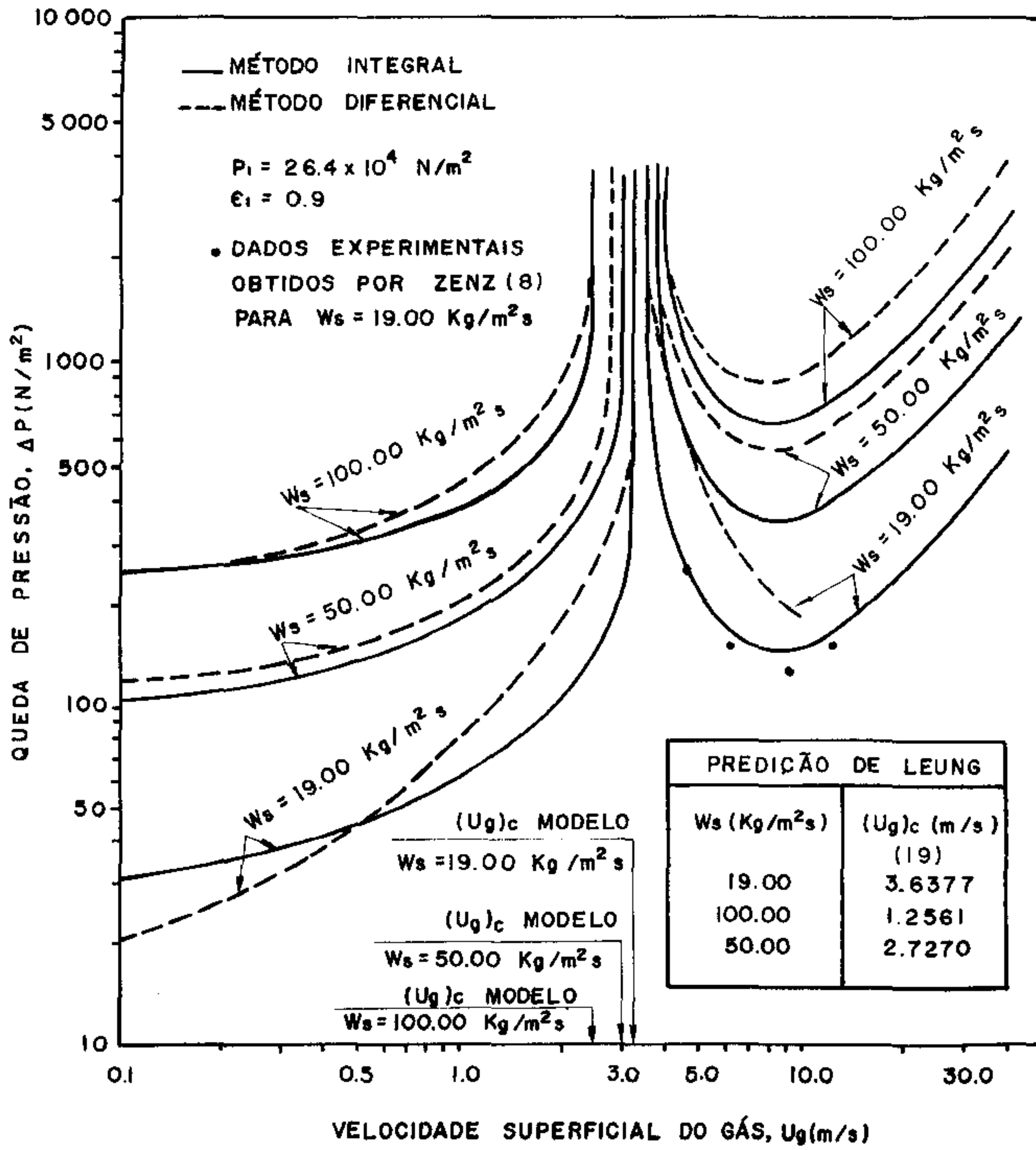

Figura V.6 - Efeito da vazão mássica de partículas sólidas sobre o comportamento da queda de pressão em um tubo vertical com escoamento gás-sólido contra-corrente e concorrente

Foi realizada a simulação do escoamento vertical gás-sólido para as vazões mássicas de partículas sólidas por unidade de área, de 19.00, 50.00 e 100.00 kg/m^2s.

Um aumento na vazão mássica de partículas sólidas fornece, para o escoamento contra-corrente, uma menor velocidade crítica, enquanto que, para o escoamento concorrente, fornece uma maior velocidade crítica (Figura V.6).

A Tabela V.2 apresenta uma comparação entre os valores de velocidade crítica obtidos pela simulação do modelo proposto e os obtidos pela correlação de Leung et al (19) para as diferentes vazões mássicas de partículas sólidas.

Tabela V.2 - Comparação entre os valores de velocidade crítica obtidos pela simulação do modelo e os obtidos pela correlação de Leung et al. (19).

$W_s(kg/m^2s)$	$(U_g)_c$ modelo (m/s)	$(U_g)c$ Leung (m/s)
19.00	3.2	3.6377
50.00	3.0	2.7270
100.00	2.3	1.2561

As Figuras V.7 e V.8 apresentam os perfis de fração volumétrica de partículas sólidas e das velocidades das fases, em um tubo vertical com escoamento gás-sólido em contra-corrente para vazão mássicas de partículas sólidas, por unidade de área, de 50.00 e 100.00 kg/m^2s, respectivamente.

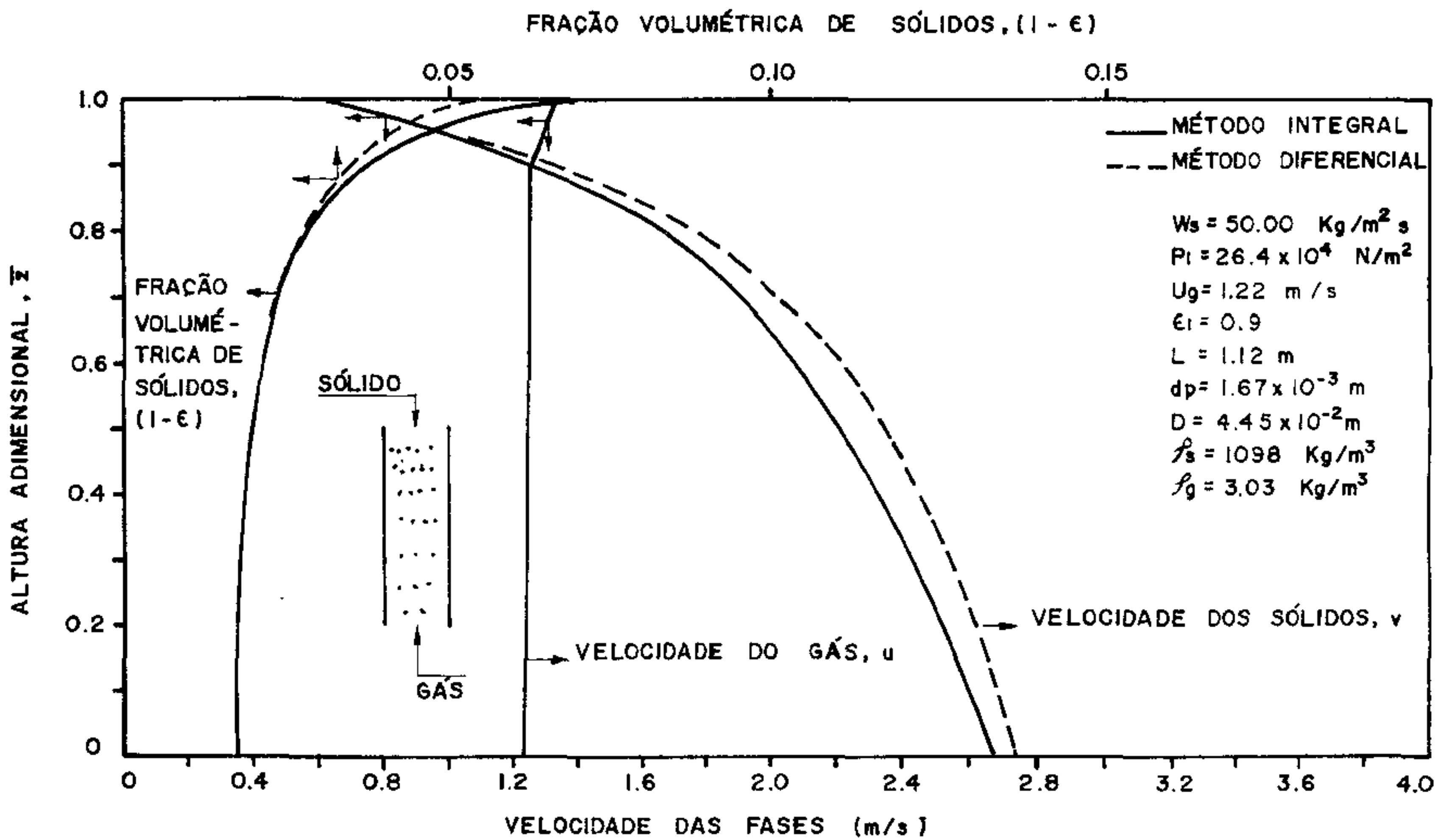

Figura V.7 - Perfis da fração volumétrica de partículas sólidas e das velocidades das fases em um tubo vertical com escoamento gás-sólido em contra-corrente, para W_s = 50.00 kg/m^{2}s

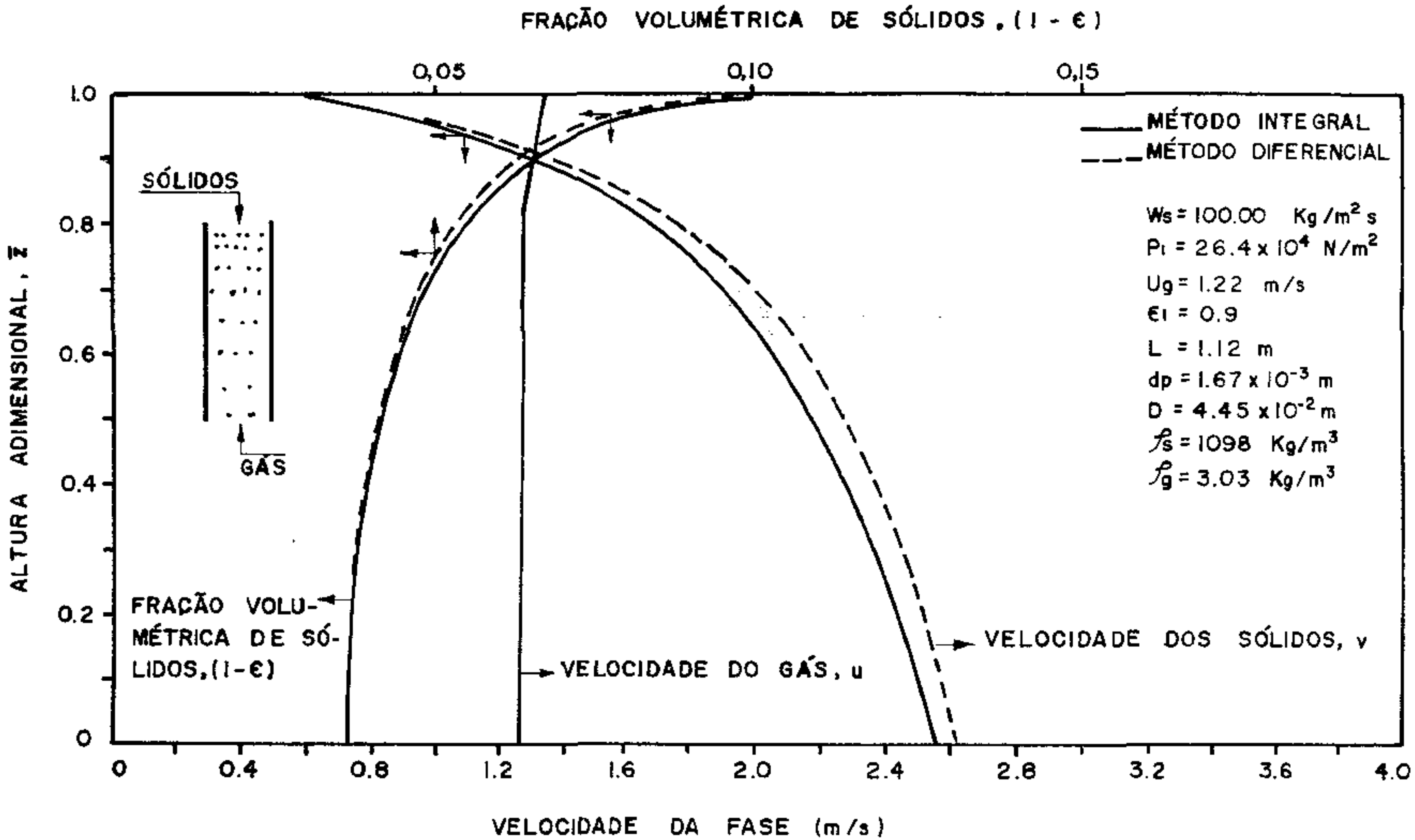

Figura V.8 - Perfis da fração volumétrica de partículas sólidas e das velocidades das fases em um tubo vertical com escoamento gás-sólido em contra-corrente, para W_s = 100.00 kg/m^{2}s

Como era de se esperar, maiores vazões mássicas de partículas sólidas fornecem menores velocidades e maior fração volumétrica de partículas sólidas, ao longo do tubo.

V.6 - ESTUDO DA INFLUÊNCIA DO DIÂMETRO DO TUBO

A Figura V.9 mostra o efeito do diâmetro do tubo sobre o comportamento da queda de pressão em um tubo vertical com escoamento gás-sólido contra-corrente, para a vazão mássica de partículas sólidas de 2.96×10^{-2} kg/s, pressão inicial do sistema de 26.4×10^{4} N/m^2 e porosidade inicial de 0.9.

A simulação do escoamento vertical gás-sólido foi realizada para os diâmetros de tubo de 0.0445,0.03 e 0.02 m.

Analisando-se a Figura V.9, verifica-se que quanto menor é o diâmetro do tubo, maior é a queda de pressão do sistema, para uma dada velocidade superficial de gás.

Uma diminuição no diâmetro do tubo fornece, para o escoamento contra-corrente, uma menor velocidade crítica, enquanto que, para o escoamento concorrente fornece uma maior velocidade crítica.

A Tabela V.3 apresenta uma comparação entre os valores de velocidade crítica obtidos através da simulação do modelo proposto e os calculados pela correlação de Leung et al. (19), para os diferentes diâmetros de tubo.

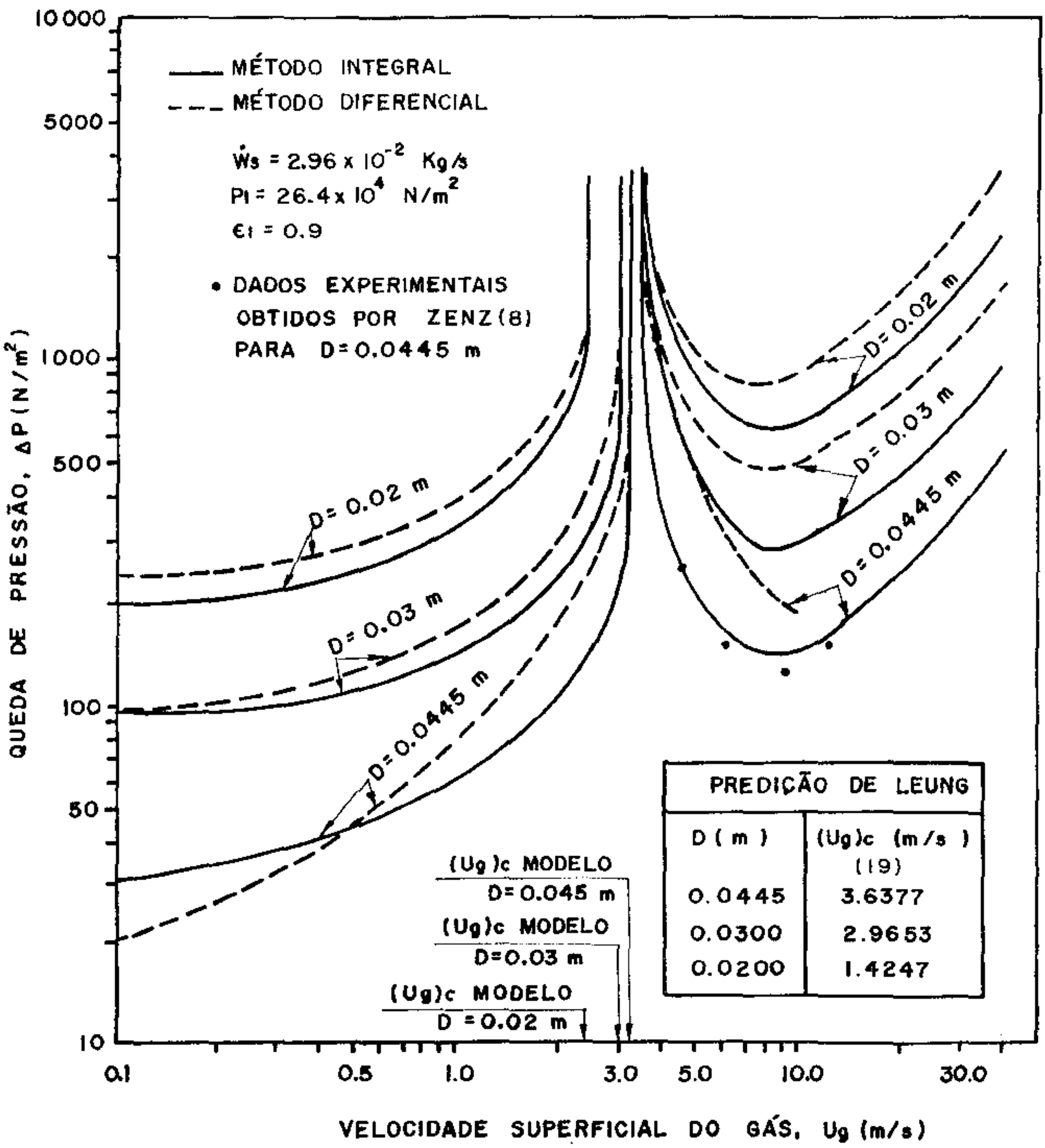

Figura V.9 - Efeito do diâmetro do tubo sobre o comportamento da queda de pressão em um tubo vertical com escoamento gás-sólido contra-corrente e concorrente

Tabela V.3 - Comparação entre os valores da velocidade crítica obtidos pela simulação do modelo proposto e os obtidos pela correlação de Leung et.al. (19).

D(m)	$(U_g)_c$ modelo (m/s)	$(U_g)_c$ Leung (m/s)
0.0445	3.2	3.6377
0.0300	3.0	2.9653
0.0200	2.2	1.4247

As Figuras V.10 e V.11 apresentam os perfis de fração volumétrica de partículas sólidas e das velocidades das fases em um tubo vertical com escoamento gás-sólido em contra-corrente para os diâmetros de tubo de 0.03 e 0.02 m, respectivamente.

Como se pode verificar, menores diâmetros de tubo fornecem menores velocidades e maiores frações volumétricas de partículas sólidas, ao longo do tubo.

V.7 - ESTUDO DA INFLUÊNCIA DO COMPRIMENTO DO TUBO

O efeito do comprimento do tubo sobre o comportamento da queda de pressão em um tubo vertical com escoamento gás-sólido contra-corrente e concorrente para a vazão mássica de partícula sólidas, por unidade de área, de 19.00 kg/m^2s, pressão inicial do sistema de 26.4×10^4 N/m^2 e porosidade inicial de 0.9 , está ilustrado na Figura V.12.

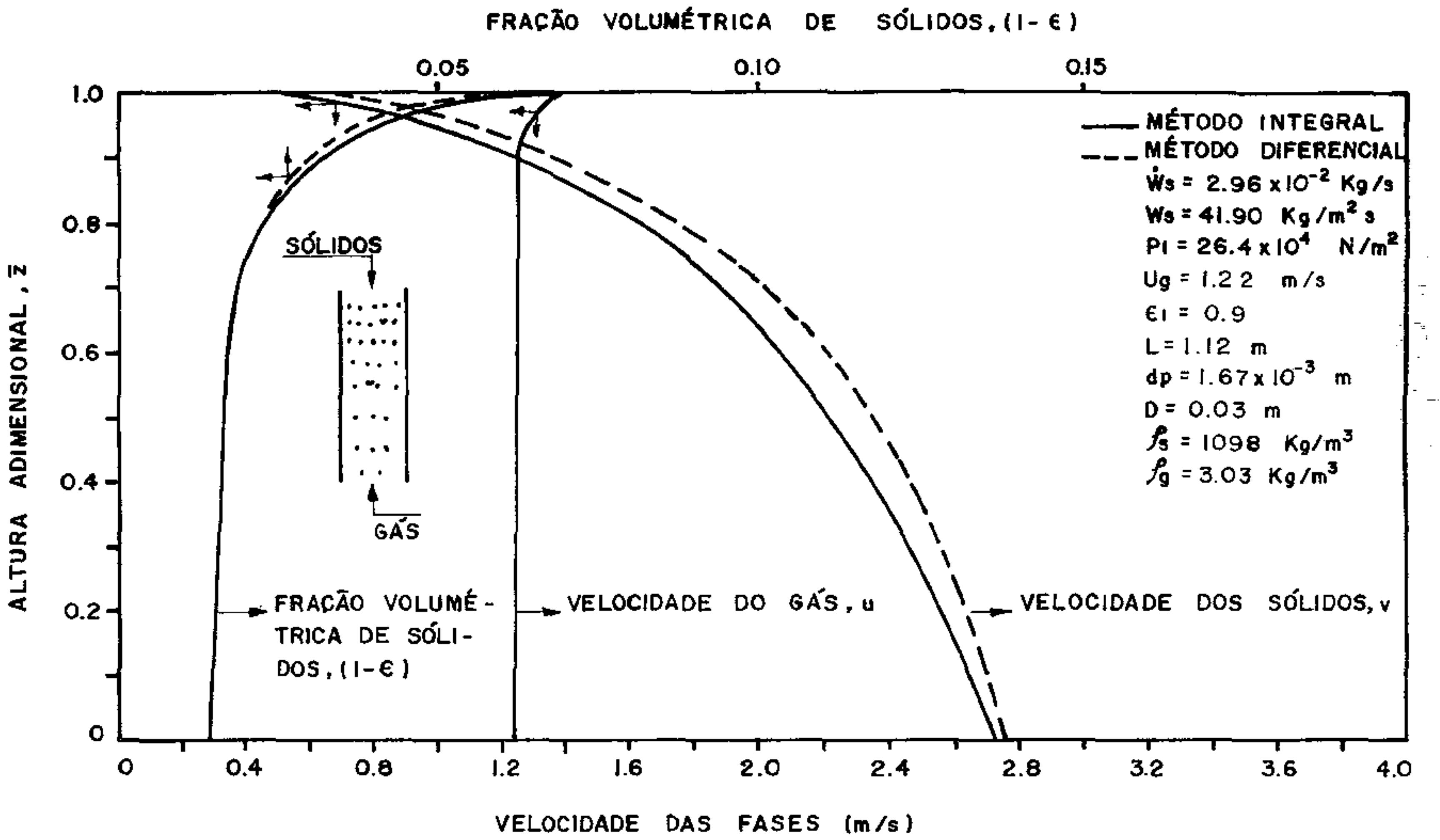

Figura V.10 - Perfis da fração volumétrica de partículas sólidas e das velocidades das fases em um tubo vertical com escoamento gás-sólido em contra-corrente para D = 0.03m

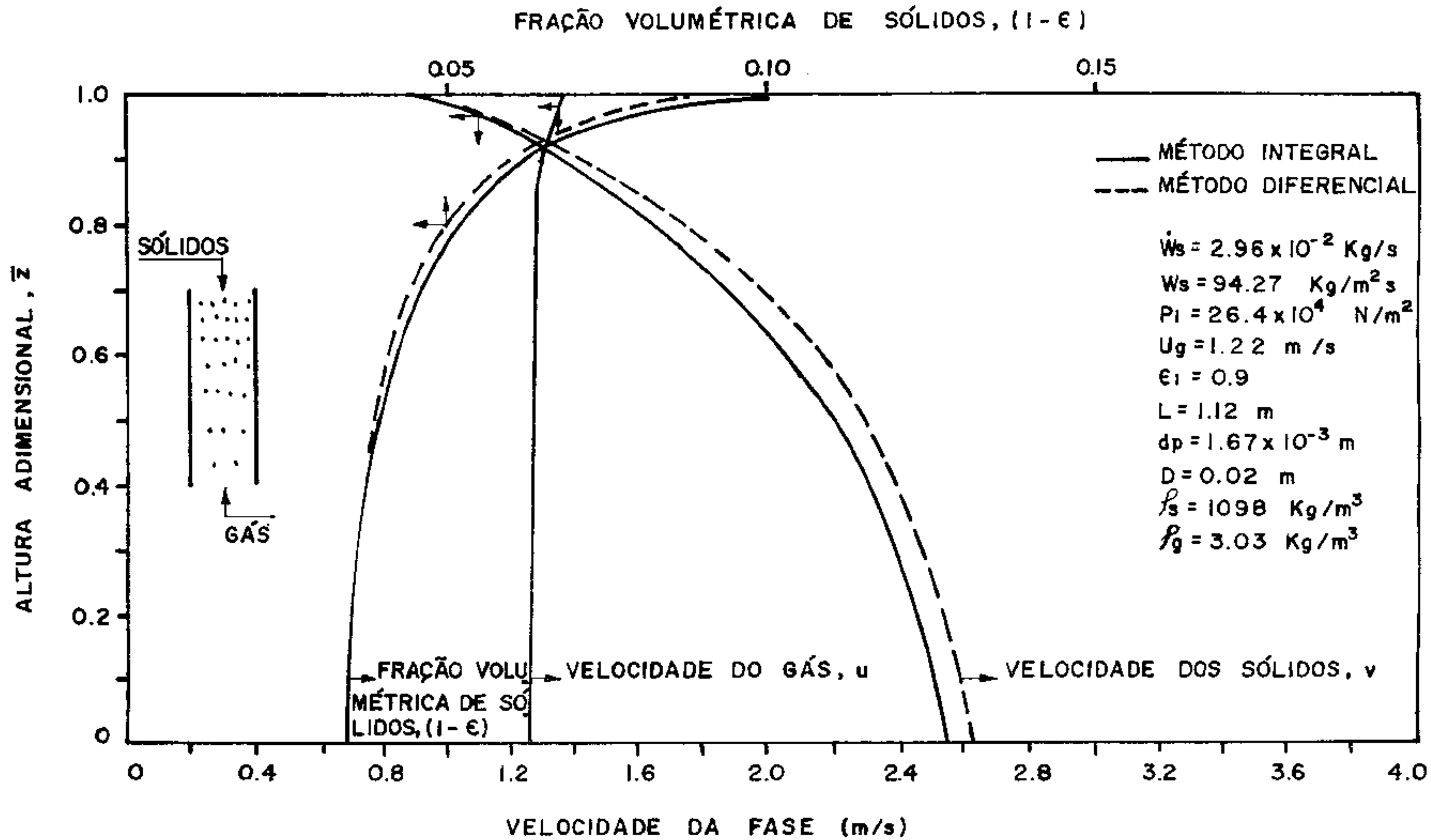

Figura V.11 - Perfis da fração volumétrica de partículas sólidas e das velocidades das fases em um tubo vertical com escoamento gás-sólido em contra-corrente para D = 0.02m

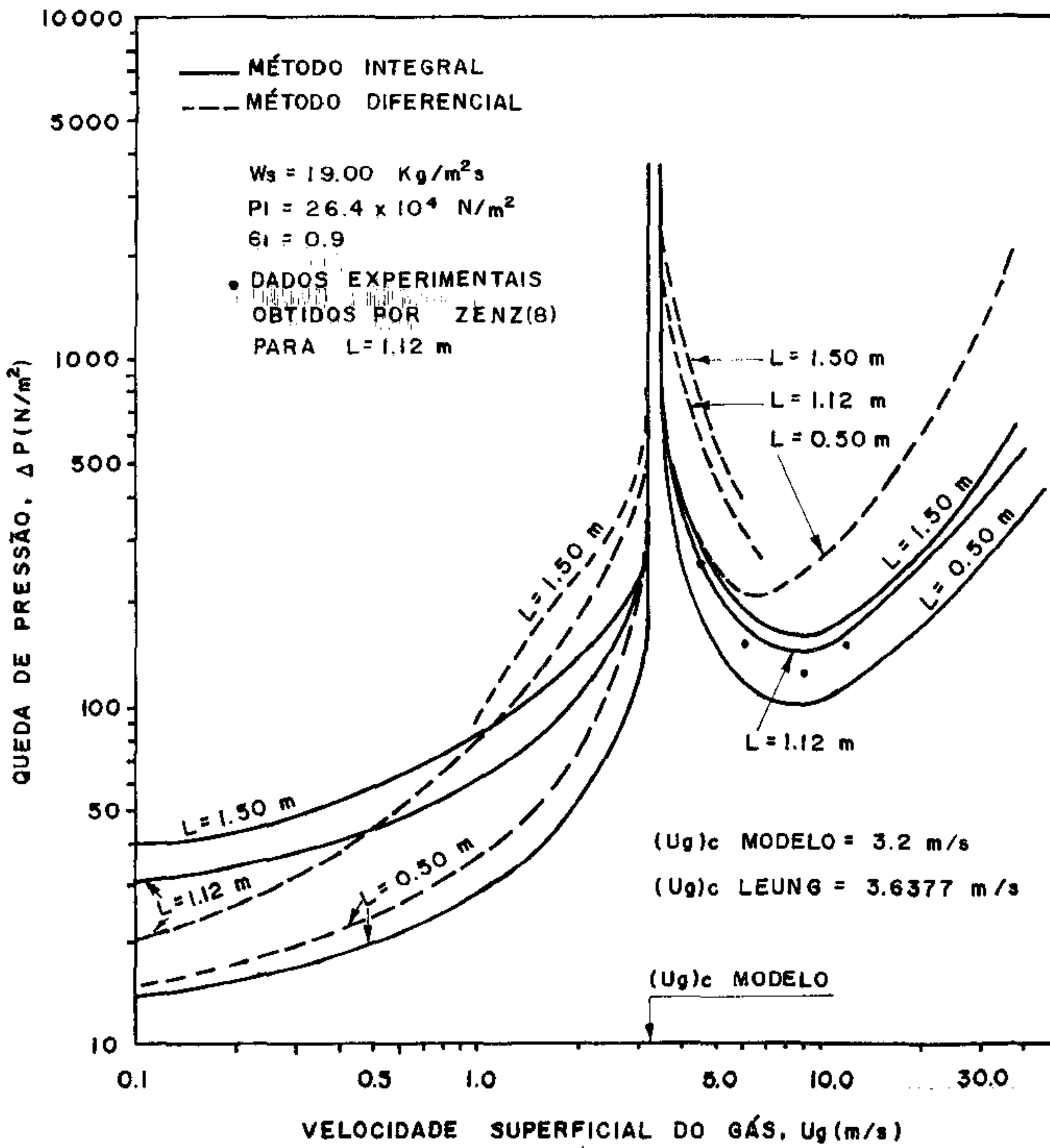

Figura V.12 - Efeito do comprimento do tubo sobre o comportamento da queda de pressão em um tubo vertical com escoamento gás-sólido contra-corrente e concorrente

A simulação do escoamento vertical gás-sólido foi realizada para os comprimentos de tubo de 1.12, 0.50 e 1.50 m.

A Figura V.12 mostra que quanto maior é o comprimento do tubo, maior é a queda de pressão do sistema, para uma dada velocidade superficial de gás.

Como se pode verificar, na Figura V.12, o comprimento do tubo não altera a velocidade crítica do sistema em tal escoamento.

As Figuras V.13 e V.14 apresentam os perfis de fração volumétrica de partículas sólidas e das velocidades das fases em um tubo vertical com escoamento gás-sólido em contra-corrente para os comprimentos de tubo de 0.50 e 1.50 m, respectivamente.

Convém salientar que para o escoamento concorrente, o método diferencial convergiu somente para o comprimento de tubo de 0.50 m, o que pode ser considerado como uma falha desse método na predição de resultados de sistemas concorrentes.

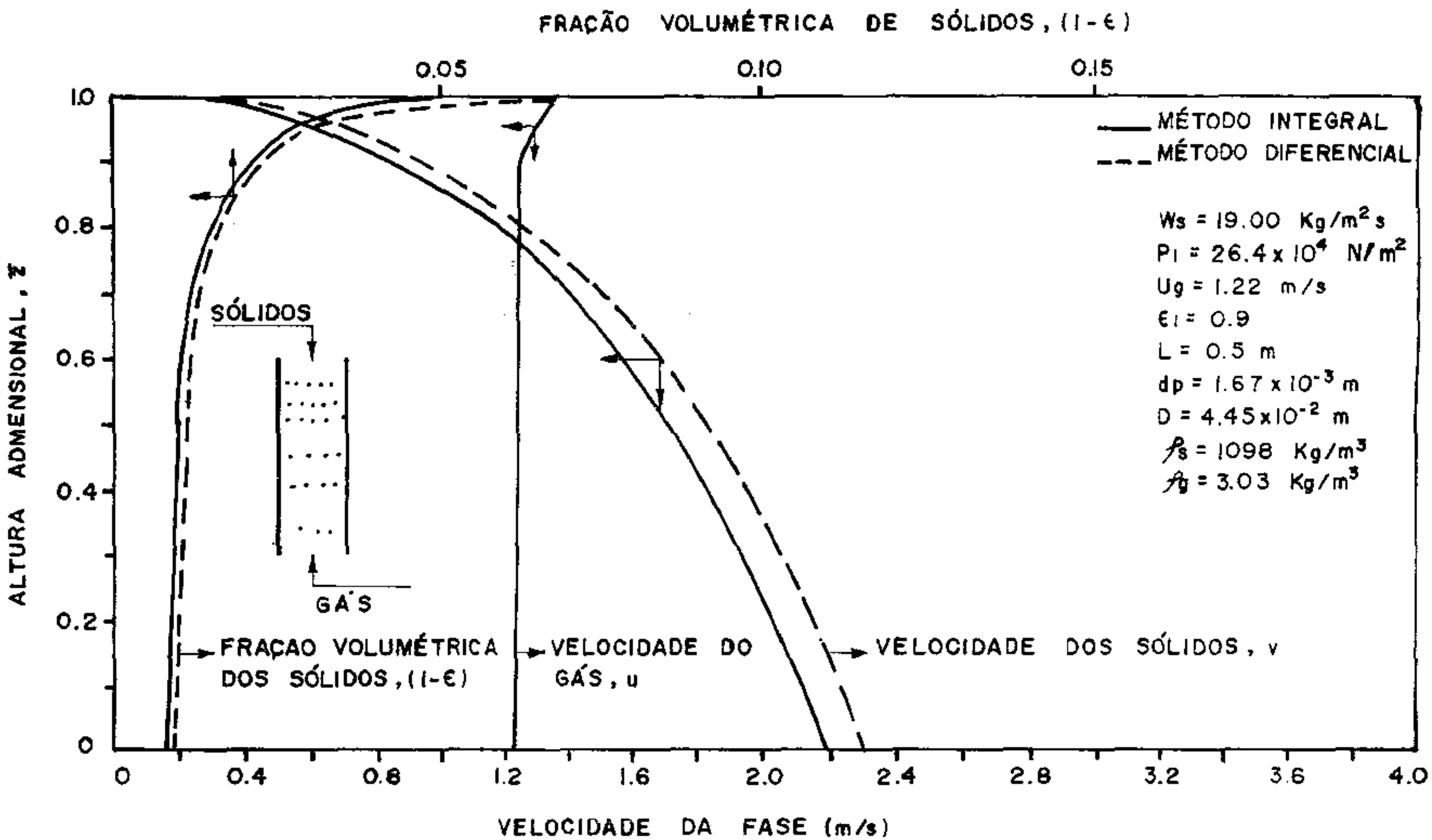

Figura V.13 - Perfis da fração volumétrica de partículas sólidas e das velocidades das fases em um tubo vertical com escoamento gás-sólido em contra-corrente para L = 0.50m.

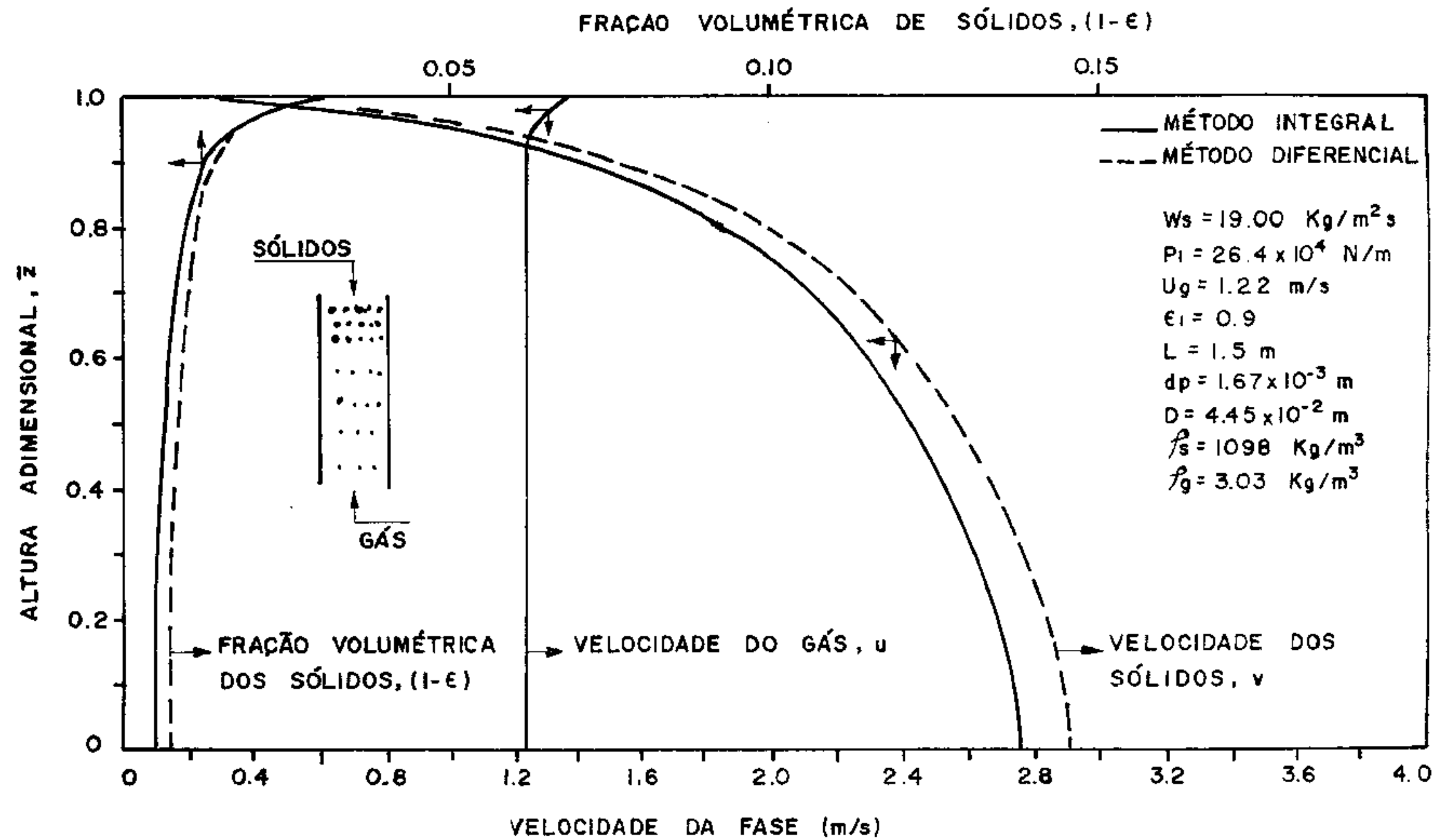

Figura V.14 - Perfis da fração volumétrica de partículas sólidas e das velocidades das fases em um tubo vertical com escoamento gás-sólido em contra-corrente para L = 1.50m.

CAPÍTULO VI

CONCLUSÕES E SUGESTÕES

CAPÍTULO VI

CONCLUSÕES E SUGESTÕES

VI.1 - CONCLUSÕES

O modelo aqui proposto, baseado em equações de conservação da massa e quantidade de movimento para o gás e para as partículas sólidas, permite obter os perfis longitudinais de porosidade, velocidade local do gás e das partículas sólidas e pressão, dos sistemas de contato gás-sólido vertical com aceleração. Essas variáveis, assim determinadas, constituem-se em informação básica no projeto de diversas concepções de equipamentos de contato gás-sólido.

A formulação aqui apresentada é válida para sistemas que apresentam a influência da aceleração, a qual é desprezada na maioria dos estudos da literatura do escoamento bifásico, embora haja a evidência de muitos casos onde o regime estabelecido é atingido apenas em situações particulares.

Essas situações onde o efeito da aceleração é importante, ocorrem, por exemplo, em equipamentos onde o tempo de contato é pequeno.

Através das equações fundamentais, que descrevem a dinâmica do escoamento gás-sólido vertical, foi possível a predição da velocidade crítica, até então obtida por correlações empíricas ou semi-empíricas.

A simulação dos sistemas gás-sólido foi realizada utilizando-se dois métodos para resolução do modelo proposto: método diferencial e método integral. Os resultados assim obtidos foram comparados com os dados experimentais obtidos por Zenz (8) e Mendes, E.S. (23), para o escoamento concorrente fornecendo resultados consistentes e com boa aproximação com relação aos resultados experimentais daqueles autores. Para o escoamento contra-corrente, não foi possível comparar os resultados obtidos com dados experimentais, devido à inexistência dos mesmos em situações que envolvam aceleração.

Foi realizado um estudo de sensibilidade paramétrica em relação ao conjunto de equações propostas, tornando possível um melhor entendimento da influência das variáveis dinâmicas do sistema. Desta forma, é possível obter as informações fundamentais para ampliações e diminuições de escala no projeto de equipamentos que envolvem misturas gás-sólido nos escoamentos estudados no presente trabalho.

VI.2 - SUGESTÕES

Com o objetivo de aprofundar os estudos realizados no presente trabalho, será de grande valia, em futuras pesquisas, a obtenção de dados experimentais para o escoamento gás-sólido, em um tubo vertical, com aceleração, tanto contra-corrente como concorrente. Deste modo, seria possível a comparação dos resultados obtidos pelo estudo de sensibilidade paramétrica com os resultados experimentais.

Métodos de integração mais elaborados que os utilizados nesse trabalho poderão aumentar a precisão e explicar algumas lacunas evidenciadas durante o estudo como por exemplo, a divergência do método diferencial para algumas simulaçoes de escoamento concorrente.

Uma extensão importante do presente trabalho envolve a introdução dos resultados da dinâmica aqui estabelecidos em processos que envolvam a transferência de calor e de massa.

APÊNDICES

APÊNDICES

APÊNDICE A

Método de Runge-Kutta Gill de 4ª ordem

Dada a equação diferencial expressa por :

$$y'(x) = F(x,y) \tag{A.1}$$

sua solução pode ser obtida pela seguinte equação:

$$y(x_{n+1}) = y(x_n) + \frac{1}{6}(k_1+k_4) + \frac{1}{3}(b\ k_2 + d\ k_3) \tag{A.2}$$

para $n = 0,1,2,...$

onde :

$$a = \frac{\sqrt{2} - 1}{2} \tag{A.3}$$

$$b = \frac{2 - \sqrt{2}}{2} \tag{A.4}$$

$$c = -\frac{\sqrt{2}}{2} \tag{A.5}$$

$$d = 1 + \frac{\sqrt{2}}{2} \tag{A.6}$$

$$h = \frac{x_n - x_o}{NDI} \tag{A.7}$$

$$k_1 = h\,F(x_n, y(x_n)) \tag{A.8}$$

$$k_2 = h\,F(x_n + \frac{1}{2}\,h,\ y(x_n) + \frac{1}{2}\,k_1) \tag{A.9}$$

$$k_3 = h\,F(x_n + \frac{1}{2}\,h,\ y(x_n) + a\,k_1 + b\,k_2) \tag{A.10}$$

$$k_4 = h\,F(x_n + h,\ y(x_n) + c\,k_2 + d\,k_3) \tag{A.11}$$

Sendo NDI o número de intervalos.

APÊNDICE B

Método de Integração de Simpson

A equação diferencial expressa por :

$$y'(x) = F(x,y) \tag{B.1}$$

pode ser resolvida pela seguinte equação:

$$y(x) = \int_{x_o}^{x_n} F(x,y)\, d\, x = \frac{h}{3}\left[F(x_o, y\ (x_o)) + 2M + 4N + F(x_n, y(x_n)) \right] \tag{B.2}$$

onde:

$$h = \frac{x_n - x_o}{NDI} \tag{B.3}$$

$$M = \Sigma\ F\ (x_n, y(x_n)),\ \text{para } n = 2,4,\ldots,n-2 \tag{B.4}$$

$$N = \Sigma\ F\ (x_n, y(x_n)),\ \text{para } n = 1,3,\ldots,n-1 \tag{B.5}$$

sendo NDI o número de intervalos.

APÊNDICE C

Listagem do Programa que utiliza método diferencial

```
100 REM
110 REM
120 REM          MÉTODO DIFERENCIAL     ***   RUNGE-KUTTA GILL   ***
130 REM
140 REM
150 REM SIMULAÇÃO DO ESCOAMENTO GÁS-SÓLIDO CONTRA-CORRENTE COM ACELERAÇÃO
160 REM SEGUNDO EQUAÇÕES PROPOSTAS POR KWAUK : ***   MÉTODO DIFERENCIAL   ***
170 REM
180 REM
190 LPRINT CHR$(30);"3";
200 LPRINT CHR$(14);
210 LPRINT "          MÉTODO DIFERENCIAL"
220 LPRINT:LPRINT:LPRINT
230 LPRINT CHR$(14);
240 LPRINT "          *** RUNGE-KUTTA GILL ***"
250 LPRINT:LPRINT:LPRINT:LPRINT:LPRINT
260 INPUT "NÚMERO MÁXIMO DE DADOS: ";ND
270 DIM C(4,10),X(10),F(10),Y(10),DADO(50)
280 FOR I = 1 TO ND
290 GET DADO(I)
300 PRINT DADO(I)
310 NEXT
320 DATA 3.03,1098,-19.0415,1.22,264000,0.9,0.00167,0.0000184
330 DATA 9.81,0.0445,0,1.12,4,40
340 REM NOMENCLATURA PARA LEITURA
350 ROG = DADO(1)
360 ROS = DADO(2)
370 WS = DADO(3)
380 UG = DADO(4)
390 P1 = DADO(5)
400 E1 = DADO(6)
410 DP = DADO(7)
420 VISG = DADO(8)
430 G = DADO(9)
440 D = DADO(10)
450 Z0 = DADO(11)
460 ZF = DADO(12)
470 N = DADO(13)
480 NDI = DADO(14)
490 ROG = 1.1453872*0.00001*P1
500 LPRINT "                  DADOS DE ENTRADA :":LPRINT:LPRINT:LPRINT
510 LPRINT
520 LPRINT "                  MASSA ESPECÍFICA DO GÁS,ROG =";ROG;"kg/(m**3)"
530 LPRINT
540 LPRINT "                  MASSA ESPECÍFICA DO SÓLIDO,ROS =";ROS;"kg/(m**3)"
550 LPRINT
560 LPRINT "                  VAZÃO MÁSSICA DO SÓLIDO,WS =";WS;"kg/(m**2)*s"
570 LPRINT
580 LPRINT "                  VELOCIDADE SUPERFICIAL DO GÁS,UG =";UG;"m/s"
590 LPRINT
600 LPRINT "                  PRESSÃO INICIAL DO SISTEMA,P1 =";P1;"N/(m**2)"
```

```
610 LPRINT
620 LPRINT "                    POROSIDADE INICIAL DO SISTEMA,E1 =";E1
630 LPRINT
640 LPRINT "                    DIÂMETRO DA PARTÍCULA,DP =";DP;"m"
650 LPRINT
660 LPRINT "                    VISCOSIDADE DO GÁS,VISG =";VISG;"kg/(m*s)"
670 LPRINT
680 LPRINT "                    ACELERAÇÃO DA GRAVIDADE,G =";G;"m/(s**2)"
690 LPRINT
700 LPRINT "                    DIÂMETRO DO TUBO,D =";D;"m"
710 LPRINT
720 LPRINT "                    ALTURA INICIAL ,Z0 =";Z0;"m"
730 LPRINT
740 LPRINT "                    ALTURA FINAL ,ZF =";ZF;"m"
750 LPRINT
760 LPRINT "                    NÚMERO DE INTERVALOS,NDI =";NDI
770 LPRINT:LPRINT:LPRINT:LPRINT
780 REM
790 REM CÁLCULO DAS CONDIÇÕES INICIAIS
800 REM
810 X(4) = P1
820 ROG = X(4)*1.1453872*0.00001
830 VG1 = UG/E1
840 VS1 = (WS-(ROG*UG))/(ROS*(1-E1))
850 X(1) = VS1
860 X(2) = VG1
870 X(3) = E1
880 REM
890 REM CÁLCULO DO PASSO
900 REM
910 PASSO = - (ZF-Z0)/NDI
920 LPRINT "          POROSI-    VELOCIDADE   ALTURA      VELOCIDADE   ALTURA";
930 LPRINT "       PRESSÃO,P"
940 LPRINT "           DADE,E     DO GÁS,VG      Z          SÓLIDO,VS    ADIM.,ZA"
950 LPRINT "                        (m/s)       (m)           (m/s)               ";
960 LPRINT "     (N/(m**2))"
970 LPRINT:LPRINT:LPRINT
980 LPRINT ("f16.6,f14.6,f10.4,f15.6,f12.6,f15.3") X(3);X(2);Z0;X(1);ZA;X(4)
990 J = 0
1000 GOSUB 1090 : REM SUB-ROTINA RUNGE-KUTTA GILL
1010 ZA = Z0/ZF
1020 LPRINT ("f16.6,f14.6,f10.4,f15.6,f12.6,f15.3") X(3);X(2);Z0;X(1);ZA;X(4)
1030 J = J + 1
1040 IF ( J ) NDI - 1 ) THEN GOTO 1060
1050 GOTO 1000
1060 END
1070 REM
1080 REM
1090 REM SUB-ROTINA RUNGE-KUTTA GILL
1100 REM
1110 REM
```

```
1120 FOR I = 1 TO N
1130 Y(I) = X(I)
1140 NEXT
1150 Z1 = Z0
1160 GOSUB 1420 : REM  SUB-ROTINA FUNÇÃO
1170 FOR I = 1 TO N
1180 C(1,I) = PASSO * F(I)
1190 X(I) = X(I) + C(1,I)/2
1200 NEXT
1210 Z0 = Z0 + PASSO/2
1220 GOSUB 1420 : REM  SUB-ROTINA FUNÇÃO
1230 FOR I = 1 TO N
1240 C(2,I) = PASSO * F(I)
1250 X(I) = Y(I) + ((2**0.5)-1)*C(1,I)/2+(2-(2**0.5))*C(2,I)/2
1260 NEXT
1270 GOSUB 1420 : REM  SUB-ROTINA FUNÇÃO
1280 FOR I = 1 TO N
1290 C(3,I) = PASSO * F(I)
1300 X(I) = Y(I) -(2**0.5)*C(2,I)/2+((2**0.5)/2+1)*C(3,I)
1310 NEXT
1320 Z0 = Z1 + PASSO
1330 GOSUB 1420 : REM  SUB-ROTINA FUNÇÃO
1340 FOR I = 1 TO N
1350 C(4,I) = PASSO * F(I)
1360 X(I) = Y(I) + (C(1,I)+C(4,I))/6+(2-(2**0.5))*C(2,I)/2
1370 X(I) = X(I) +((2**0.5)/2+1)*C(3,I)/3
1380 NEXT
1390 RETURN
1400 REM
1410 REM
1420 REM SUB-ROTINA FUNÇÃO - DEFINIÇÃO DAS EQUAÇÕES DIFERENCIAIS
1430 REM
1440 REM
1450 REM DEFINIÇÃO DAS DERIVADAS DAS VARIÁVEIS VS, VG, E , P
1460 REM
1470 ROG = X(4)*1.1453872*0.00001
1480 UV = X(2) - X(1)
1490 M1 = 1.68
1500 NK = 2.71
1510 VINF = 4.32768
1520 Q = UV/((X(3)**(NK-1))*VINF)
1530 FA1 = (ROS-ROG)*G
1540 FA2 = Q**M1
1550 FA3 = X(1)*X(1)/(1-X(3))
1560 FA4 = ROG*X(2)*X(2)/(ROS*X(3))
1570 F(3) = FA1*(FA2-1)/((FA3+FA4)*ROS)
1580 F(1) = X(1)*F(3)/(1-X(3))
1590 F(2) = -X(2)*F(3)/X(3)
1600 F(4) = ROG*X(1)*X(1)*F(3)/X(3)-(FA1*FA2*(1-X(3)))
1610 RETURN
```

APÊNDICE D

Listagem do programa que utiliza método integral

```
100 REM
110 REM
120 REM          MÉTODO INTEGRAL     ***   SIMPSON   ***
130 REM
140 REM
150 REM SIMULAÇÃO DO ESCOAMENTO GÁS-SÓLIDO CONTRA-CORRENTE COM ACELERAÇÃO
160 REM SEGUNDO EQUAÇÕES PROPOSTAS POR KWAUK : ***   MÉTODO INTEGRAL   ***
170 REM
180 REM
190 LPRINT CHR$(30);"3";
200 LPRINT CHR$(14);
210 LPRINT "     MÉTODO INTEGRAL   ***  SIMPSON  ***"
220 LPRINT:LPRINT:LPRINT:LPRINT:LPRINT
230 INPUT "NÚMERO MÁXIMO DE DADOS: ";ND
240 DIM DADO(50),QZ(100),QT(100),QQZ(100),Z(100),C(100),T(100),D(100)
250 DIM PZ(100),E(100),ZH(100),VP(100)
260 FOR I = 1 TO ND
270 GET DADO(I)
280 PRINT DADO(1)
290 NEXT
300 DATA 3.03,1098,-19.0415,1.22,264000,0.9,0.00167,0.0000184
310 DATA 9.81,0.0445,0,1.12,4,50,0.0025,1.68
320 REM NOMENCLATURA PARA LEITURA
330 ROG = DADO(1)
340 ROS = DADO(2)
350 WS = DADO(3)
360 UG = DADO(4)
370 P1 = DADO(5)
380 E1 = DADO(6)
390 DP = DADO(7)
400 VISG = DADO(8)
410 G = DADO(9)
420 D = DADO(10)
430 ZO = DADO(11)
440 ZF = DADO(12)
450 N = DADO(13)
460 NDI = DADO(14)
470 H = DADO(15)
480 M1 = DADO(16)
490 ROG = 1.1453872*0.00001*P1
500 LPRINT "                   DADOS DE ENTRADA :":LPRINT:LPRINT:LPRINT
510 LPRINT "                   MASSA ESPECÍFICA DO GÁS,ROG =";ROG;"kg/(m**3)"
520 LPRINT "                   MASSA ESPECÍFICA DO SÓLIDO,ROS =";ROS;"kg/(m**3)"
530 LPRINT "                   VAZÃO MÁSSICA DO SÓLIDO/ÁREA,WS =";WS;"kg/(m**2)*s"
540 LPRINT "                   VELOCIDADE SUPERFICIAL DO GÁS,UG =";UG;"m/s"
550 LPRINT "                   PRESSÃO INICIAL DO SISTEMA,P1 =";P1;"N/(m**2)"
```

```
560 LPRINT "                        POROSIDADE INICIAL DO SISTEMA,E1 =";E1
570 LPRINT "                        DIÂMETRO DA PARTÍCULA,DP =";DP;"m"
580 LPRINT "                        VISCOSIDADE DO GÁS,VISG =";VISG;"kg/(m*s)"
590 LPRINT "                        ACELERAÇÃO DA GRAVIDADE,G =";G;"m/(s**2)"
600 LPRINT "                        DIÂMETRO DO TUBO,D =";D;"m"
610 LPRINT "                        ALTURA INICIAL ,ZO =";ZO;"m"
620 LPRINT "                        ALTURA FINAL ,ZF =";ZF;"m"
630 LPRINT "                        NÚMERO DE INTERVALOS,NDI =";NDI
640 LPRINT "                        COMPRIMENTO DO INTERVALO,H =";H
650 LPRINT "                        EXPOENTE DO FATOR DE CARAC. REGIME KWAUK,M =";M1
660 LPRINT:LPRINT:LPRINT
670 REM CÁLCULO DA VELOCIDADE TERMINAL DA PARTÍCULA VINF
680 GAMA = SQR(4*G*DP**3*ROG*(ROS-ROG)/(3*VISG**2))
690 M2 = LOG(GAMA)
700 M3 = -1.38+1.94*M2-0.086*M2*M2-0.025*(M2**3)+0.000919*(M2**4)
710 M3 = M3 + 0.000535*(M2**5)
720 REINF = EXP(M3*2.303)
730 VINF = REINF*VISG/(ROG*DP)
740 VSA = WS/(ROS*VINF)
750 I = 1
760 IF (I > 20) THEN GOTO 1820
770 PORO = 0.90
780 VGA = UG/VINF
790 LPRINT "                        VELOCIDADE ADIMENSIONAL DO GÁS,VGA =";VGA
800 LPRINT "                        VELOCIDADE ADIMENSIONAL DO SÓLIDO,VSA =";VSA
810 LPRINT:LPRINT:LPRINT
820 LPRINT "           FATOR DE CARACTERIZAÇÃO";"          VELOCIDADE ADIMEN-";
830 LPRINT "           POROSIDADE,E"
840 LPRINT "           DE REGIME,Q          ";"          SIONAL DO GÁS,VGA"
850 LPRINT
860 LPRINT:LPRINT
870 J = 0
880 IF (J > 40) THEN GOTO 1000
890 XPORO = 1 - PORO
900 ROG = 1.1453872*0.00001*P1
910 NK = 2.71
920 Q = (VGA - (VSA*PORO/XPORO))/(PORO**NK)
930 LPRINT ("f24.6,f32.6,f22.3") Q;VGA;PORO
940 QZ(J) = 1/((XPORO**3)*((Q**M1)-1))
950 QT(J) = XPORO*QZ(J)
960 QQZ(J) = QT(J) + 1/(XPORO*XPORO)
970 PORO = PORO + H
980 J = J + 1 : GOTO 880
990 LPRINT:LPRINT:LPRINT
```

```
1000 REM
1010 REM
1020 REM CÀLCULO DAS INTEGRAIS
1030 REM
1040 REM
1050 REM CÁLCULO DAS INTEGRAIS PARA A OBTENÇÃO DOS PERFIS  Z , T , QZ ONDE
1060 REM Z=(ROS-ROG)*G*H/(ROS*((VSA*VINF)**2));T=(ROS-ROG)*G*t/(ROS*VSA*VINF)
1070 REM QZ=Z*$P/(H*(ROS-ROG))
1080 PORO = 0.90
1090 Z(0) = 0
1100 ZH(0) = 0
1110 T(0) = 0
1120 PZ(0) = 0
1130 VP(0) = 0
1140 ZHA = 0
1150 VG = VGA*VINF/PORO
1160 VS = VSA*VINF/(1 - PORO)
1170 LPRINT:LPRINT
1180 LPRINT "          POROSI-    VELOCIDADE   ALTURA      VELOCIDADE   ALTURA";
1190 LPRINT "       QUEDA DE"
1200 LPRINT "          DADE,E     DO GÁS,VG      Z         SóLIDO,VS    ADIM.,";
1210 LPRINT "ZA     PRESSÃO,VP"
1220 LPRINT "                      (m/s)        (m)          (m/s)              ";
1230 LPRINT "       (N/(m**2))"
1240 LPRINT:LPRINT:LPRINT
1250 LPRINT ("f16.6,f13.6,f13.6,f13.6,f12.6,f13.3") PORO;VG;ZH(0);VS;ZHA;VP(0)
1260 J = 1
1270 IF (J > 40) THEN GOTO 1800
1280 PORO = 0.90
1290 PORO = PORO + H*J
1300 Z0 = 0
1310 T0 = 0
1320 PZ0 = 0
1330 IF ( J/2 <> INT(J/2) ) THEN 1790
1340 N = 1
1350 B = J/2
1360 IF (N > B) THEN 1460
1370 A = 2*N -1
1380 Z1 = Z0 + QZ(A)*4
1390 Z0 = Z1
1400 T1 = T0 + QT(A)*4
1410 T0 = T1
1420 PZ1 = PZ0 + QQZ(A)*4
1430 PZ0 = PZ1
1440 N = N + 1
1450 GOTO 1360
```

```
1460 A1 = Z0
1470 A2 = T0
1480 A3 = PZ0
1490 Z0 = 0
1500 T0 = 0
1510 PZ0 = 0
1520 N = 1
1530 B = J/2
1540 IF (N )= B) THEN 1640
1550 A = 2*N
1560 Z2 = Z0 + QZ(A)*2
1570 Z0 = Z2
1580 T2 = T0 + QT(A)*2
1590 T0 = T2
1600 PZ2 = PZ0 + QQZ(A)*2
1610 PZ0 = PZ2
1620 N = N + 1
1630 GOTO 1540
1640 A4 = Z0
1650 A5 = T0
1660 A6 = PZ0
1670 C(J) = QZ(0) + A1 + A4 + QZ(J)
1680 Z(J) = H*C(J)/3
1690 ZH(J) = Z(J)*ROS*VSA*VSA*VINF*VINF/((ROS - ROG)*G)
1700 D(J) = QT(0) + A2 + A5 + QT(J)
1710 T(J) = H*D(J)/3
1720 E(J) = QQZ(0) + A3 + A6 + QQZ(J)
1730 PZ(J) = -H*E(J)/3
1740 VP(J) = PZ(J)*ROS*VSA*VSA*VINF*VINF
1750 VG = VGA*VINF/PORO
1760 VS = VSA*VINF/(1 - PORO)
1770 ZHA = ZH(J)/ZF
1780 LPRINT ("f16.6,f13.6,f13.6,f13.6,f12.6,f13.3") PORO;VG;ZH(J);VS;ZHA;VP(J)
1790 J = J + 1 : GOTO 1270
1800 VSA = VSA - 0.005
1810 I = I + 1 : GOTO 760
1820 END
```

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1 - Zenz, F.A., "Regimes of Fluidized Behaviour", edited by Davidson, J.F & Harrison, D, Academic Press, New York, pp. 1-23, (1971)

2 - U.S. Department of Energy Assistant Secretary for Fossil Energy Office of Coal Utilization, Advanced Conversion and Gasification, "Coal Conversion Systems", Technical Data Book, Section IV C, (1982)

3 - Richardson, J.F. e Zaki, W.N., "Sedimentation and Fluidisation : Part I", Trans. Instn.Chem. Engrs., vol. 32, pp. 35 a 53, (1954)

4 - Wilhelm, R.H. e Kwauk, M, "Fluidization of Solid Particles", Chemical Engineering Progress, nº 3, vol. 44, pp. 201 a 218, (1948)

5 - Kwauk, M, "Generalized Fluidization. I-Steady-State Motion", Scientia Sinica, Chemical Engineering, nº 4, vol. XII, pp.587 a 613, (1963)

6 - Wen, C.Y. e Yu, Y.H., A.I.Ch.E. Journal, vol.12, pp.610, (1966)

7 - Yuan, T., "Solid-Liquid Suspension Flow in Horizontal Pipes", Ph.D. Thesis, Syracuse University, (1972)

8 - Zenz, F.A., "Two-phase fluid-solid flow", Industrial and Engineering Chemistry, nº 12, vol.41, pp.2801 a 2806, (1949)

9 - Elgin, J.C. e Foust, IL. C., Ind. Eng. Chem., vol.42, pp.1127, (1950)

10 - Rhodes, H.B. e Mertes, T.S., "Liquid-particle behavior", Chemical Engineering Progress, Part.I: nº 9, vol.51, pp.429 a 432, (1955), Part.II: nº 11,vol.51,pp.517-522, (1955)

11 - Arastoopour,H. e Gidaspow, D., "Vertical Countercurrent solids gas flow", Chemical Engineering Science, vol. 34, pp. 1063-1066, (1979)

12 - Capes, C.E. e Nakamura, K., Can.J. Chem. Engng, vol. 51, pp.39, (1973)

13 - Soo, S.L. , "Fluid Dynamics of Multiphase Systems",Blaisdell Publishing Co., Waltham, Massachusetts, pp.279, (1967)

14 - Gidaspow, D., "Two-Phase Flow and Heat Transfer"(Edited by Kakac, S. e Mayinger, F.), vol.1, pp.11-36, Hemisphere Publishing Corporation, (1978)

15 - Deich,M.E., Danilin,V.S., Sleznev, L.I., Solomko, V.I., Taiklouri, G.V. e Shanon, V.K., "High Temperature", nº 12, pp.299, (1974) (Translation of Teplofizika Vysokikl Temperatur, nº2, vol.12,pp.344, (1974), by Consultants Bureau, New York).

16 - Arastoopour, H. e Gidaspow,D. ,"Vertical Pneumatic Conve ying Using Four Hydrodynamic Models", Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals, nº2, vol. 18. pp.123-130, (1979)

17 - Rowe, P.N. e Henwood, G.A., Trans. Inst. Chem. Engng,vol.39, pp.43, (1961)

18 - Punwani, D.V., Modi,M.V., e Tarman,P.B., "A generalised correlation for estimating choking velocity in vertical solids transport", Proc. Int. Powder and Bulk Solids Handling and Processing Conference, Powder Advisory Centre,

Chicago,(1976)

19 - Leung,L.S., Wiles, R.J. e Nicklin, D.J.,"Correlation for Predicting Choking Flowrates in Vertical Pneumatic Conve ying", Ind. Eng. Chem. Process Des. Develop., nº 2 , pp. 183 a 189, (1971)

20 - Yang, W.C., Ind. Eng. Chem. Fundamentals, vol.12, pp. 349, (1943)

21 - Kwauk, M., "Generalized Fluidization. II. Accelerative Motion with Steady Profiles", Scientia Sinica, Chemical Engineering, nº 9, vol. XIII, pp.1477-1492, (1964)

22 - Shook, C.A. e Masliyah, J.H., "Flow of a Slurry Through a Venturi Meter", The Canadian Journal of Chemical Engineering, vol. 52, pp.228 a 233, (1974)

23 - Mendes, E.S. - "Dinâmica do contato gás-sólido no escoamento concorrente ascendente vertical em sistemas com recirculação", Tese de Mestrado, UNICAMP/SP, (1985)

24 - Arastoopour, H., "Hydrodynamic Analysis of Solids Transport", Ph.D. Thesis, Illinois, (1978).