Velocidade de Sedimentação em Fluidos Não-Newtonianos: Efeito da Forma e da Concentração de Partículas

Este exemplar corresponde à redação final da Tese defendida por Moacyr Bartholomeu Lar[illegible] e aprovada pela Comissão Julgadora em 09/05[illegible]

César Santana

Maio de 1990
Campinas-SP-Brasil

Universidade Estadual de Campinas
Faculdade de Engenharia de Campinas
Área de Engenharia Química

Velocidade de Sedimentação em Fluidos Não-Newtonianos: Efeito da Forma e da Concentração de Partículas

Autor: **Moacyr Bartholomeu Laruccia**

Tese submetida à comissão de Pós-Graduação da Faculdade de Engenharia de Campinas-UNICAMP como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Engenharia Química.

Departamento de Termofluido Dinâmica

Aprovada por :

Prof. Dr. Giulio Massarani

Prof. Dr. Eric Edgar Maidla

Orientador: Prof. Dr. Cesar Costapinto Santana

Campinas-SP-Brasil
Maio-1990

Agradecimentos

Ao Prof. Cesar C. Santana pela orientação e auxilios prestados , pelo apoio na divulgação do trabalho e sobretudo , pela sua amizade.

Ao Prof. Eric E. Maidla , chefe do departamento de Engenharia de Petróleo , pelo apoio técnico e financeiro.

Ao aluno de Iniciação Científica Marcio Miskulin pela ajuda na montagem experimental.

A minha esposa , Carla , pelo seu apoio e incentivo.

A todos aqueles que indiretamente contribuiram para este trabalho.

Aos meus amigos.

Resumo

No presente trabalho é desenvolvida uma correlação para o cálculo do coeficiente de arraste de partículas não esféricas sedimentando em fluidos não-newtonianos independentes do tempo. A utilização da Análise Dimensional e de uma grande quantidade de dados experimentais que cobrem os regimes laminar , intermediário e turbulento conduziram a uma correlação generalizada para a determinação da velocidade de sedimentação de partículas numa faixa de esfericidade de 0.5 a 1.0.

Ao contrário de resultados publicados anteriormente por diversos autores , a correlação aqui desenvolvida não depende de um modelo reológico particular do fluido.

Um resumo dos resultados é dado por:

$$C_D = \left\{ \left[\frac{24\,\Omega\,(\varphi)}{Re_{gen}} \right]^m + [\chi\,(\varphi)]^m \right\}^{1/m}$$

sendo o Número de Reynolds Generalizado Re_{gen} definido por:

$$Re_{gen} = \frac{\rho\, V_t^2\, \Theta\,(\varphi)}{\tau\,(\dot{\gamma})}$$

Na equação acima , $\Theta\,(\varphi)$ é um fator de forma conhecido e $\tau\,(\dot{\gamma})$ é a tensão de cisalhamento correspondente a uma taxa de deformação $\dot{\gamma}$ relacionada com o diâmetro d_p da partícula esférica de mesmo volume e com a velocidade de sedimentação V_t por:

$$\dot{\gamma} = \frac{V_t}{d_p}\,\Theta\,(\varphi)$$

Na primeira equação , as funções $\Omega\,(\varphi)$ e $\chi\,(\varphi)$ são conhecidas a partir de experimentos que consideram os casos limites de escoamento laminar e

turbulento e o expoente m é determinado a partir do ajuste dos dados no modelo proposto usando o método das assíntotas de Churchill.

No presente trabalho tambem é analisada a influência da concentração de partículas sólidas na velocidade de queda de partículas não-esféricas em fluidos não-newtonianos independentes do tempo. Os resultados experimentais foram obtidos com a fluidização homogênea de partículas com diversas densidades e esfericidades utilizando-se soluções poliméricas de carboximetil celulose. A interpretação dos resultados através da correlação do tipo Richardson e Zaki conduziu ao relacionamento do expoente da porosidade i com um número de Reynolds generalizado baseado na velocidade de queda num fluido não-newtoniano infinito. Uma simulação do transporte hidráulico de cascalho com fluidos de perfuração foi realizada a partir dos resultados obtidos.

Abstract

This research is involved with the development of a drag-coefficient correlation for nonspherical particles settling in purely viscous non- Newtonian fluids. The dynamic interaction term between fluids and particles was studied using both the dimensional analysis and a large number of experimental data covering the laminar , transitional and turbulent flow regime to obtain a generalized correlation for the determination of the settling velocity valid for particles on a sphericity (φ) range from 0.5 to 1.

Unlike the previous published research in this area, this generalized correlation *does not depend* on a particular rheological model.

The developed correlation for the drag coefficient C_D assumes the form

$$C_D = \left\{ \left[\frac{24\,\Omega\,(\varphi)}{Re_{gen}} \right]^m + \left[\chi\,(\varphi) \right]^m \right\}^{1/m}$$

being the generalized Reynolds number Re_{gen} defined here as:

$$Re_{gen} = \frac{\rho\, V_t^2\, \Theta\,(\varphi)}{\tau\,(\dot{\gamma})}$$

On above equation , $\Theta(\varphi)$ is a known form factor and $\tau\,(\dot{\gamma})$ is the shear stress correspondent to a shear rate $\dot{\gamma}$ related to the particle diameter d_p and to the settling velocity V_t by equation:

$$\dot{\gamma} = \frac{V_t}{d_p}\, \Theta\,(\varphi)$$

In the first equation the functions $\Omega\,(\varphi)$ and $\chi\,(\varphi)$ are known from experiments considering the limit cases of laminar and fully turbulent flow and the exponent m is determined from the data reduction using the Churchill's asymptotic method and an extensive data file from the literature.

In this work is also made an analysis of the particle concentration effect on the non-spherical particle settling velocity in purely viscous non-Newtonian fluids. The experimental data were obtained with homogeneous fluidization of solid particles with variously density and sphericity using polimeric solutions of carboxymethyl cellulose. The explanation of the results through Richardson and Zaki correlation led to the relation between voidage exponent i and generalized Reynolds Number Re_{gen} based at the particle settling velocity in a infinite environment of purely viscous non-Newtonian fluids. A simulation of the hydraulic cutting transport with drilling muds has been done from experimental data obtained in this work.

Nomenclatura

A – área característica da partícula

A_a – área da seção anular de escoamento

b – intensidade do campo de forças que atua sobre o sistema

C_D – coeficiente de arraste

C_{D_0} – valor assintótico do coeficiente de arraste para baixos valores de número de Reynolds generalizado

C_{D_∞} – valor assintótico do coeficiente de arraste para altos valores de número de Reynolds generalizado

d – diâmetro da esfera

d_p – diâmetro da esfera de igual volume da partícula

D – diâmetro da seção circular de escoamento

D_b – diâmetro da broca ou do conjunto de brocas

D_c – diâmetro da coluna

$\vec{D}$ – contribuição cinética do vetor força resistiva exercida pelo fluido sobre a partícula sólida, por unidade de volume da partícula

$\mathcal{D}$ – tensor taxa de deformação

El – número de Ellis

El^* – número de Ellis modificado

f_s – fração volumétrica de sólidos

$\vec{f}$ – contribuição cinética do vetor força resistiva exercida pelo fluido sobre a superfície da partícula sólida

F – força de arraste exercida pelo fluido sobre a superfície de uma esfera rígida

F_D – coeficiente de correção do efeito de parede de Faxén para esferas e fluidos Newtonianos

$\vec{g}$ – vetor aceleração da gravidade

h_l – altura do leito fluidizado

H – altura manométrica no reômetro tubular *em linha*, e desnível do capilar no reômetro capilar tipo Frasco de Mariotte

i – parâmetro da correlação proposta para estudo do efeito da concentração (é função do número de Reynolds generalizado)

i, j – índices de coordenadas, assumem os componentes r, θ e ϕ em coordenadas esféricas

k – índice de consistência no modelo de fluido "Power-Law"

K_1, K_2, m – funções da esfericidade

L – comprimento efetivo do reômetro tubular *em linha*, e comprimento do capilar no reômetro tipo Frasco de Mariotte

L_e, L_s – comprimentos de entrada e saída do reômetro tubular *em linha*

m – parâmetro da correlação para C_D e V_t proposta neste trabalho, e parâmetro da correlação de Massarani

m_l – massa do leito de partículas

n – índice de comportamento do fluido no modelo de fluido "Power-Law"

n^* – medida de variação da viscosidade aparente em função da taxa de deformação, na região de comportamento não-Newtoniano no modelo de fluido de Carreau

p – pressão

P_1, P_2 – pressão nas seções 1 e 2

q_s – vazão volumétrica de sólidos

q_l – vazão volumétrica de lama

Q – vazão volumétrica de fluido

r – coordenada radial

R – raio da esfera rígida, e raio interno do tubo ou do capilar no balanço de forças dos reômetros

Re – número de Reynolds da partícula

Re_{gen} – número de Reynolds da partícula generalizado

Re_o – número de Reynolds baseado no valor limite η_0 da viscosidade aparente

Re_{PL} – número de Reynolds da partícula para fluidos "Power-Law"

Re'_{PL} – número de Reynolds para fluidos "Power-Law"

R_T – taxa de transporte de partículas

$\mathcal{S}$ – tensor tensão extra (tensão cisalhante)

t – variável tempo

TPB – taxa de penetração da broca (cm/s)

U – velocidade média do fluido em escoamentos monofásicos, e velocidade intersticial média do fluido em escoamentos bifásicos

U_r, U_θ – componentes radial e angular da velocidade do fluido

U_∞ – velocidade no seio do fluido

U_z – velocidade local do fluido na direção z (direção axial)

$U_{máx}$ – velocidade máxima do fluido em que se verifica o estabelecimento do regime de escoamento na entrada efetiva do reômetro tubular *em linha*

U_s – velocidade superficial média em escoamentos bifásicos

$\bar{U}_a$ – velocidade intersticial média de ascenção da lama no espaço anular

$\bar{U}_{a_s}$ – velocidade superficial média de ascenção da lama no espaço anular

$\vec{V}$ – vetor velocidade da partícula

V_{ol} – volume da partícula

V_t – velocidade terminal de sedimentação da partícula sólida

$\bar{V}_{trans}$ – velocidade média de transporte de cascalho

x_D – distância necessária na entrada do reômetro tubular para o estabelecimento do regime de escoamento

X – função modificadora que mede o desvio do coeficiente de arraste formulado por Stokes

X_i, X_s – limites inferior e superior da função X

Y, Z – adimensionais utilizados no ajuste do parâmetro m

Letras Gregas

α – parâmetro do modelo reológico de Ellis, e função da esfericidade na correlação proposta neste trabalho para V_t

γ_{CCl_4}, γ_{CMC}, γ_{Hg}, γ_{H_2O} – pesos específicos respectivamente do tetracloreto de carbono, do carboximetil-celulose, do mercúrio e da água

$\dot{\gamma}$ – taxa de deformação

$\dot{\gamma}_{ij}$ – componente do tensor taxa de deformação $\mathcal{D}$, onde $i, j = r, \theta, \phi$

ΔP – gradiente de pressão

ϵ – porosidade

$\eta -$ viscosidade aparente $(= \tau/\dot{\gamma})$

$\eta_0 -$ valor assintótico da viscosidade aparente para a região de baixas taxas de deformação

$\eta_\infty -$ valor assintótico da viscosidade aparente para a região de altas taxas de deformação

$\theta -$ coordenada angular

$\Theta -$ função da esfericidade

$\lambda -$ tempo característico do fluido no modelo reológico de Carreau

$\Lambda -$ parâmetro adimensional $(= \lambda V_t/R)$

$\mu -$ viscosidade dinâmica

$\mu_{H_2O} -$ viscosidade da água

$\mu_0 -$ viscosidade plástica no modelo de fluido de Bingham

$\rho -$ massa específica do fluido

$\rho_s -$ massa específica das partículas sólidas

$\tau -$ tensão de cisalhamento

$\tau_{ij} -$ componente do tensor extra $\mathcal{S}$, onde $i, j = r, \theta, \phi$

$\tau_w -$ tensão de cisalhamento nas paredes do tubo

$\tau_0 -$ tensão de cisalhamento residual no modelo de fluido de Bingham

$\tau_{1/2} -$ valor da tensão de cisalhamento quando $\eta = \eta_0/2$, no modelo de fluido de Ellis

$\phi -$ coordenada angular

$\varphi -$ esfericidade

$\chi -$ função da esfericidade

$\psi -$ função corrente

$\Omega -$ função da esfericidade

Conteúdo

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

Capítulo I

Introdução

O estudo do comportamento de uma única partícula esférica num meio fluido viscoso tem contribuido com valiosas informações as quais levam muitas vezes a compreensão de sistemas mais complexos cuja modelagem matemática é de dificil desenvolvimento. Deste modo, o movimento relativo de uma partícula num meio fluido infinito constitue na idealização de uma série de importantes processos como as diversas técnicas de separação sólido-líquido e processamento de sólidos nas Indústrias Químicas, de Alimentos e de Mineração.

O desenvolvimento nesta área iniciou com o célebre trabalho de Stokes em 1851 que considerou o movimento lento de partículas esféricas em meio puramente viscoso, do qual derivou sua famosa expressão para a força de arraste que atua sobre uma partícula esférica rígida caindo sob a influência da gravidade em um meio fluido infinito de características isotrópicas e comportamento Newtoniano. Desde então várias extensões e desenvolvimentos relacionados com o comportamento de partículas em meios fluidos de diversas naturezas vem sendo acumulados, enfatizando os efeitos inerciais, o efeito de rotação da partícula, o efeito de população, a geometria envolvida, a forma da partícula, a ação de campos magnéticos e elétricos, etc.

Variáveis referentes às partículas, tais como a forma e a concentração, são de difícil correlacionamento. No presente trabalho damos ênfase ao efeito dessas duas variaveis na determinação do coeficiente de arraste e da velocidade de queda das partículas em regime permanente, através de uma formulação baseada na Análise Dimensional, e que independe de um modelo reológico particular de fluido. Nos fluidos estudados são desprezadas as tensões normais e considera-se a tensão cisalhante como sendo a única função material do fluido relevante no processo de escoamento. São excluidas da presente apresentação as características elásticas onde o fluido exibe uma memória de sua configuração passada como é o caso por exemplo dos fluidos de Ericksen e Rivlin [1] estudados por Caswell [2]. O presente trabalho apresenta um enfoque dirigido para a interpretação e uso de resultados experimentais da dinâmica de partículas sólidas em fluidos não-Newtonianos do tipo definido por Bird, Armstrong e Hassager [3], denominados por aqueles autores como "Fluidos Newtonianos Generalizados". Dentro desse contexto o coeficiente de arraste e a velocidade terminal de sedimentação foram estudadas nos regimes laminar, intermediário e turbulento, e foi também realizado um estudo experimental do efeito da população das partículas. Damos destaque ainda, a análise dos resultados obtidos para aplicação nos processos de extração de petróleo, mais especificamente no carreamento de cascalho de poços de perfuração, onde se procura reduzir a potência requerida para a recirculação da lama de perfuração através da redução da velocidade da lama .

Capítulo II

Principais Desenvolvimentos da literatura para Sistemas Partícula-Fluido

II.1 Equações que Regem o Sistema

Uma das situações físicas mais comuns para a análise do escoamento de fluidos em torno de partículas é a de uma esfera rígida, de raio R, caindo na direção z, no sentido contrário ao eixo de coordenadas, com velocidade constante e sob a ação do campo gravitacional em um meio fluido estacionário de dimensões infinitas. As hipóteses adotadas para os resultados clássicos já obtidos na literatura [4] são:

- nenhuma das grandezas envolvidas sofre variação com a coordenada ϕ
- escoamento isotérmico
- fluido incompressivel

Sob estas condições, as equações que regem o sistema são:

Equação do Movimento

componente r

$$\rho\left(U_r\frac{\partial U_r}{\partial r}+\frac{U_\theta}{r}\frac{\partial U_r}{\partial \theta}-\frac{U_\theta{}^2}{r}\right)=-\frac{\partial p}{\partial r}-\left[\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2\tau_{rr})+\right.$$
$$\left.+\frac{1}{r\text{sen}\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}(\tau_{r\theta}\text{sen}\theta)-\frac{\tau_{\theta\theta}+\tau_{\phi\phi}}{r}\right] \qquad \text{(II.1)}$$

componente θ

$$\rho\left(U_r\frac{\partial U_\theta}{\partial r}+\frac{U_\theta}{r}\frac{\partial U_\theta}{\partial \theta}+\frac{U_rU_\theta}{r}\right)=-\frac{1}{r}\frac{\partial p}{\partial \theta}-\left[\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2\tau_{r\theta})+\right.$$
$$\left.+\frac{1}{r\text{sen}\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}(\tau_{\theta\theta}\text{sen}\theta)+\frac{\tau_{r\theta}-\tau_{\phi\phi}\cot\theta}{r}\right] \qquad \text{(II.2)}$$

Equação da Continuidade

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2U_r)+\frac{1}{r\text{sen}\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}(U_\theta\text{sen}\theta)=0 \qquad \text{(II.3)}$$

Introduzindo a função corrente ψ tem-se:

$$U_r=-\frac{1}{r^2\text{sen}\theta}\frac{\partial\psi}{\partial\theta} \qquad \text{(II.4)}$$

$$U_\theta=+\frac{1}{r\text{sen}\theta}\frac{\partial\psi}{\partial r} \qquad \text{(II.5)}$$

Na hipótese de não haver escorregamento tem-se:

CC1: $U_r=0$	e	$U_\theta=0$	quando	$r=R$
CC2: $U_r=-U\cos\theta$	e	$U_\theta=U\text{sen}\theta$	quando	$r\rightarrow\infty$

Para uma dada equação constitutiva do comportamento do fluido as equações de II.1 a II.5 podem ser manipuladas juntamente com as condições de contorno para obter expressões para ψ, U_θ, U_r, p, $\tau_{r\theta}$, τ_{rr}, ... etc., as quais, permitirão a integração da expressão da força resistiva [1] dada por:

[1] A expressão II.6 é válida para qualquer tipo de fluido. Mais adiante será dado um enfoque do desenvolvimento desta expressão para fluidos com comportamento Newtoniano.

$$F = \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}(-p|_{r=R}\cos\theta)R^2\text{sen}\theta d\theta d\phi + \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}(\tau_{r\theta}|_{r=R}\text{sen}\theta)R^2\text{sen}\theta d\theta d\phi \tag{II.6}$$

Em cada ponto da superfície esférica existe uma pressão sobre o sólido que atua perpendicularmente a superfície. A componente z desta pressão é $-p\cos\theta$. Esta pressão local multiplicada pela área da superfície $R^2\text{sen}\theta d\theta d\phi$ sobre a qual ela atua, e integrada em toda superfície esférica resulta na componente z da força resultante de resistência ao movimento devida aos esforços normais. O segundo termo do lado direito da equação II.6 corresponde a integração sobre cada ponto da superfície esférica do componente $-\tau_{r\theta}$ do tensor tensão extra do qual se obtem a expressão da força resultante devida aos esforços tangenciais na direção z. A soma dessas duas resultantes leva a expressão II.6 da força resistiva F.

II.1.1 Coeficiente de Arraste

Considere ainda o mesmo sistema definido na seção II.1. A equação do movimento da partícula será:

$$\rho_s\frac{d\vec{V}}{dt} = (\rho_s - \rho)\vec{g} + \frac{\vec{f}}{V_{ol}} \tag{II.7}$$

onde:

$\vec{V}$ = vetor velocidade da partícula
V_{ol} = volume da partícula

A expressão para coeficiente de arraste é definida por:

$$\vec{f} = \frac{1}{2}\,\rho\,\|\vec{U}-\vec{V}\|^2\,A\,C_D\,\frac{(\vec{U}-\vec{V})}{\|\vec{U}-\vec{V}\|} \tag{II.8}$$

Atingido o regime permanente de escoamento as equações II.7 e II.8, em concordância com a 2ª Lei de Newton, resultam na seguinte expressão para o coeficiente de arraste:

$$C_D = \frac{4}{3}\, g\, \frac{d_p\,(\rho_s - \rho)}{\left(\vec{U} - \vec{V}\right)^2 \rho} \tag{II.9}$$

onde:
d_p = diâmetro da esfera de mesmo volume da partícula

A equação II.9 é comumente extendida para partículas não esféricas de geometrias isométricas.

Isolando $(\vec{U} - \vec{V})$ na equação II.9 obtem-se:

$$\|\vec{U} - \vec{V}\| = \sqrt{\frac{4}{3}\, g\, \frac{d_p\,(\rho_s - \rho)}{C_D\, \rho}} \tag{II.10}$$

onde:

$$C_D = \mathcal{F}(Re\,,\varphi)$$

e

$$Re = \frac{\rho\, \|\vec{U} - \vec{V}\|\, d_p}{\mu}$$

Conhecendo a expressão para C_D é possivel através da equação II.10 predizer o valor de V_t.

II.2 Fluidos Newtonianos

Os fluidos Newtonianos possuem o mais simples comportamento reológico conhecido, por isso seu estudo tem merecido muita atenção. Para esse tipo de fluido, já são conhecidos os resultados da integração dos perfis de velocidade do fluido na superfície da esfera para escoamento axissimétrico permanente e a baixos números de Reynolds [4]. Retomando o sistema definido na seção II.1, as equações constitutivas do comportamento dos fluidos Newtonianos podem ser expressas em termos da função corrente utilizando as equações II.4 e II.5. As equações resultantes são substituidas nas equações do movimento II.1 e II.2, resultando:

$$\begin{aligned} E^4\psi = & \left[\frac{1}{r^2 \mathrm{sen}\theta}\left(\frac{\partial\psi}{\partial r}\frac{\partial E^2\psi}{\partial\theta} - \frac{\partial\psi}{\partial\theta}\frac{\partial E^2\psi}{\partial r}\right) - \right. \\ & \left. \frac{2E^2\psi}{r^2\mathrm{sen}^2\theta}\left(\frac{\partial\psi}{\partial r}\cos\theta - \frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial\theta}\mathrm{sen}\theta\right)\right]\frac{\rho}{\mu} \end{aligned} \tag{II.11}$$

onde:

$$E^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{\mathrm{sen}\theta}{r^2}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\frac{1}{\mathrm{sen}\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\right)$$

O termo do lado direito da equação II.11 é fortemente não linear, o que torna sua solução exata muito dificil de se obter. Porém, no regime laminar de escoamento as forças inerciais são negligenciáveis, então o termo da direita pode ser desprezado. Portanto podemos escrever:

$$E^4\psi = 0 \tag{II.12}$$

Esta equação foi resolvida por Stokes a 140 anos atrás, resultando em expressões de U_θ, U_r, p e $\tau_{r\theta}$ que substituidas na expressão II.6 da força resistiva tornam possível a integração da mesma, chegando então na seguinte expressão:

$$F = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho g + 6\pi\mu R U_\infty \tag{II.13}$$

onde, o termo $6\pi\mu R U_\infty$ representa a conhecida equação de Stokes [5].

Uma outra maneira de se obter a equação de Stokes é integrando o termo de dissipação de energia, da equação da energia mecânica, em todo o volume do fluido [2]:

$$U_\infty f = -\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\int_R^{\infty}(\tau{:}\nabla\vec{U})r^2 dr\mathrm{sen}\theta d\theta d\phi \tag{II.14}$$

onde:

$$(\tau{:}\nabla\vec{U}) = \sum_i\sum_j \tau_{ij}\frac{\partial}{\partial x_j}U_i$$

e

$$i, j, x_j = r, \theta, \phi$$

Introduzindo a equação obtida por Stokes na equação II.8 obtem-se uma forma mais conhecida, dada por:

$$C_D = \frac{24}{Re} \tag{II.15}$$

[2]Método utilizado por Slattery em 1962 [20]

e substituindo a equação II.15 na equação II.10, tem-se:

$$U = \frac{g d_p^2 (\rho_s - \rho)}{18\mu} \qquad \text{(II.16)}$$

Foi constatado experimentalmente, que a equação II.15, para $Re > 0,1$, apresenta um desvio em relação aos pontos experimentais, que cresce a medida que aumenta o número de Reynolds.

A grande dificuldade de obtenção de soluções exatas para a equação II.11 com $Re > 1$, onde os efeitos inerciais adquirem consideravel importância, tem levado pesquisadores ao estudo de soluções aproximadas, como obteve Jenson [9], empregando o método de Diferenças Finitas. Porém, como constatado por Chhabra [10], para $Re > 400$ os resultados são essencialmente empíricos. Uma coletânia de correlações para C_D, existentes na literatura, foi realizada por Clift et al. [11].

II.2.1 Correlações Empíricas e Semi-empíricas

Partículas Esféricas e Fluidos Newtonianos

Em 1927, Oseen [6] estendeu a faixa de aplicação da solução de Stoke para a condição onde ja existe algum efeito de natureza inercial atuando sobre a partícula, além das forças viscosas, chegando a:

$$C_D = \frac{24}{Re}\left[1 + \frac{3}{16} Re\right]$$

válida para $Re < 2$.

Esta correlação apresenta erro de até $\pm$ 1 %, quando $Re \leq 1$.

A partir de então, varias soluções empíricas foram apresentadas para explicar o fenômeno na coexistência dos efeitos viscosos e inerciais.Por exemplo:

Allen [7]	$C_D = \frac{30}{Re^{0,625}}$	$(1 < Re < 10^3)$
Bird et al. [4]	$C_D = \frac{18,5}{Re^{0,6}}$	$(2 < Re < 500)$

E na predominância de efeitos inerciais o coeficiente de arraste é aproximadamente constante: $C_D \approx 0,44$ na faixa de $5 \times 10^2 < Re < 2 \times 10^5$, que é a região da "Lei de Newton do Movimento".Nesta região, a força de resistência que atua sobre a esfera é aproximadamente proporcional ao quadrado da velocidade do fluido que escoa ao redor da esfera.

Partículas Não Esféricas e Fluidos Newtonianos

Em 1948 Pettyjohn e Christiansen [8] estenderam o resultado obtido por Stokes para partículas isométricas de várias formas, obtendo:

$$V_t = \frac{K_1 b(\rho_s - \rho) d_p^2}{18\mu} \tag{II.17}$$

válida para $Re < 0,1$.

E na predominância de efeitos inerciais:

$$V_t = \left[\frac{4b(\rho_s - \rho) d_p}{3\rho K_2}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{II.18}$$

válida para $Re > 10^3$.

Sendo que, K_1 e K_2 são funções empíricas da esfericidade φ, dada por:

$$\varphi = \frac{\pi d_p^2}{\text{Área superficial da partícula}}$$

e

$$K_1 = 0,843 \log \frac{\varphi}{0,065}$$

$$K_2 = 5,31 - 4,88\varphi$$

A Comparação das expressões II.17 e II.18 respectivamente com as expressões II.16 e II.9, mostra que as expressões II.17 e II.18 podem ser escritas da seguinte forma:

$$C_D = \frac{24}{K_1 Re} \qquad \text{para } Re < 0,1$$

$$C_D = K_2 \qquad \text{para } Re > 10^3$$

Outros resultados para partículas de várias formas são apresentados por Clift et al. [11]. Nos casos específicos de esferóides de formas oblata e prolata com eixos $2a$ e $2b$, esses autores apresentam diversas expressões para o cálculo da força de arraste em função da relação de aspecto $E = b/a$.

Em 1986 Massarani [12], utilizando os resultados experimentais obtidos por Pettyjohn e Christiansen e o método proposto por Churchill [13], para correlacionar dados experimentais, obteve uma correlação válida em todos os regimes de escoamento (figuras II.1, II.2 e II.3) dada por:

$$C_D = \left[\left(\frac{24}{K_1 Re} \right)^m + K_2^m \right]^{\frac{1}{m}} \tag{II.19}$$

onde, K_1 e K_2 são funções da esfericidade obtidas por Pettyjohn e Christiansen, e m que também é função de φ, foi ajustado com partículas na faixa de $0,5 \leq \varphi \leq 1$.

Como mostra as figuras II.1, II.2 e II.3 a seguir, a correlação obtida por Massarani apresenta boa concordância com os dados experimentais de Pettyjohn e Christiansen [8] para sedimentação de partículas de várias formas em fluidos Newtonianos.

II.3 Fluidos Não-Newtonianos

As equações do movimento II.1 e II.2, em função das tensões de cisalhamento, podem ser utilizadas para descrever o fluido não-Newtoniano, para tanto é necessário conhecer as relações entre os componentes do tensor tensão extra e os distintos gradientes de velocidade. Por conseguinte, esta seção foi dedicada ao desenvolvimento dos modelos reológicos mais comuns para fluidos não-Newtonianos e também para descrever o arraste de fluidos não-Newtonianos nas vizinhanças de esferas rígidas.

II.3.1 Fluidos Inelásticos com Viscosidade Aparente Decrescente com a Deformação

Consideremos o estudo de fluidos incompressiveis [3] cuja relação entre o tensor tensão extra $\mathcal{S}$ e o tensor taxa de deformação $\mathcal{D}$ é dado por:

$$\mathcal{S} = \eta(\dot{\gamma})\mathcal{D} \tag{II.20}$$

$$\mathcal{D} = -[\nabla\vec{U} + \nabla\vec{U}^T] \tag{II.21}$$

[3] pela conservação da massa $\nabla\vec{U} = 0$

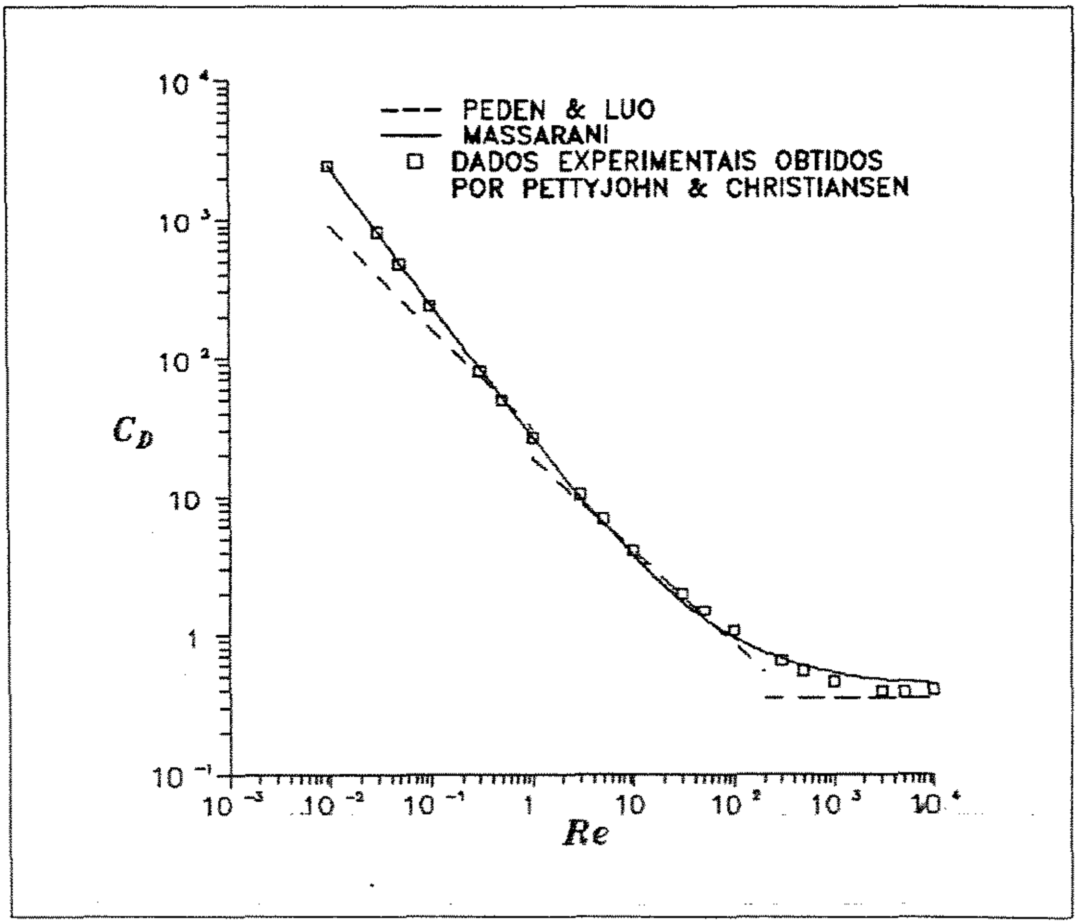

Figura II.1: Correlações para C_D de partículas esféricas em fluidos Newtonianos

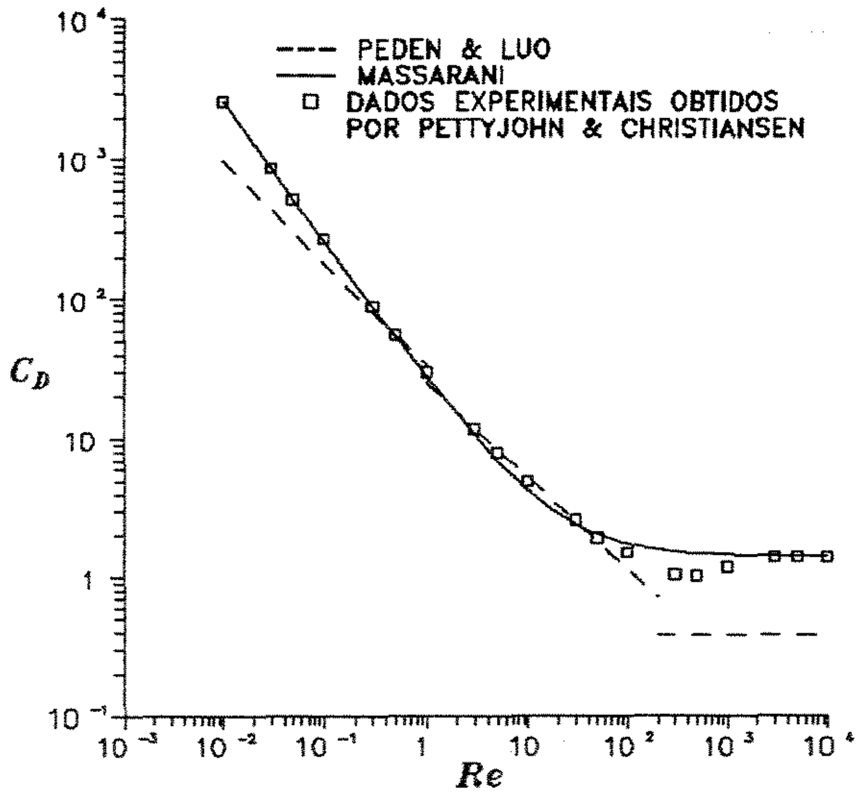

Figura II.2: Correlações para C_D de partículas com $\varphi = 0,8$ em fluidos Newtonianos

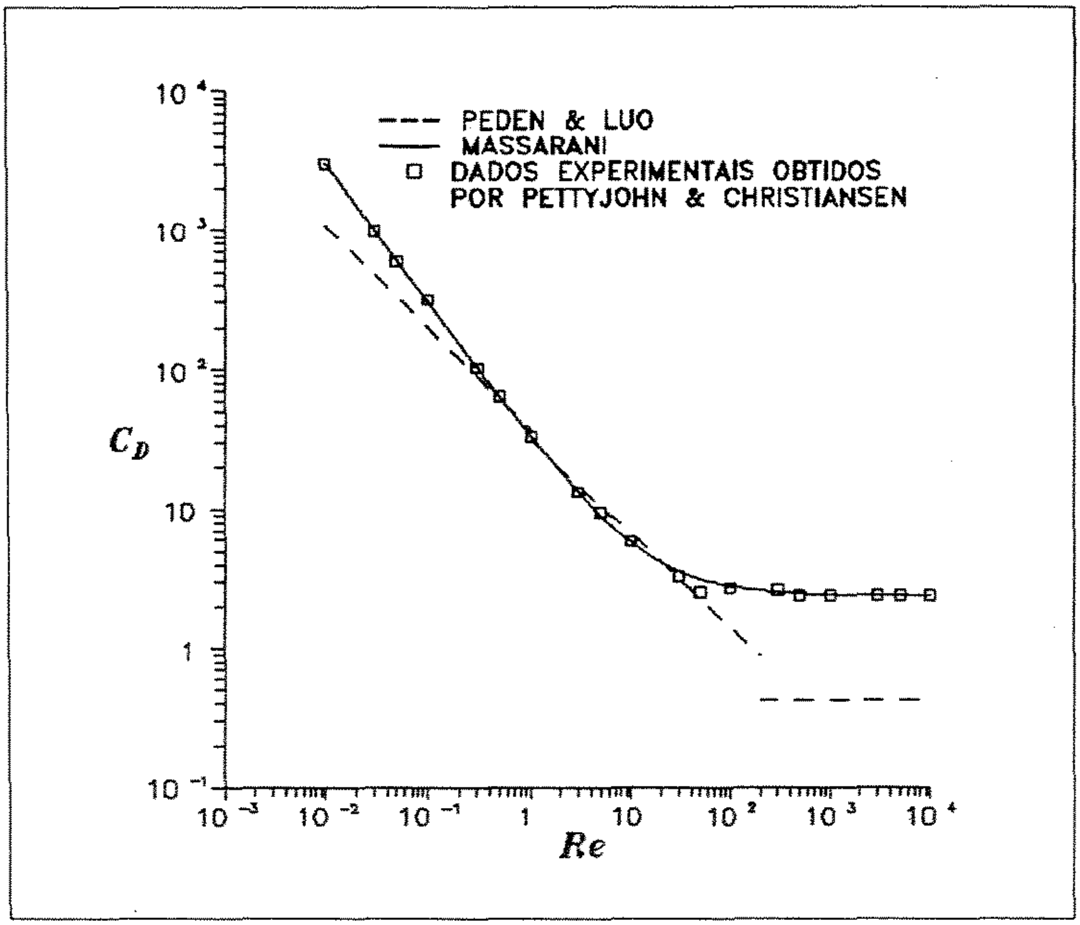

Figura II.3: Correlações para C_D de partículas com $\varphi = 0{,}6$ em fluidos Newtonianos

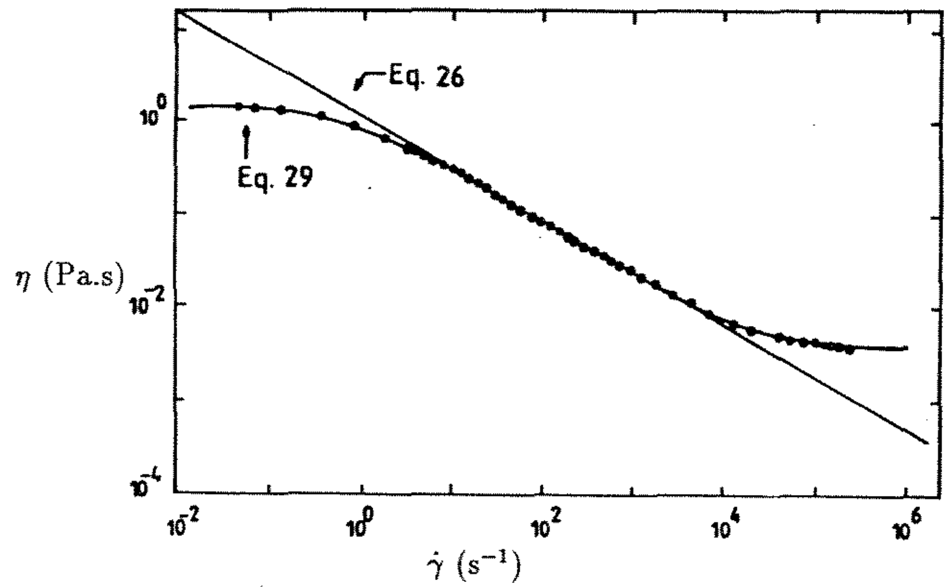

Figura II.4: Viscosidade aparente em função da taxa de deformação para solução aquosa de poliacrilamida com dados experimentais de Boger [15]

Essa é uma classe importante de fluidos para os quais o coeficiente η é uma função escalar do tensor $\mathcal{D}$ (ou uma função do tensor $\mathcal{S}$) a uma temperatura definida. No entanto para que η seja uma função escalar do tensor $\mathcal{D}$, é preciso que dependa somente dos invariantes de $\mathcal{D}$. Os invariantes, são as combinações especiais dos componentes de $\mathcal{D}$ que se transformam em escalares com uma rotação do sistema de coordenadas.

Esses fluidos possuem características inelásticas e não podem descrever os fenômenos que são explicados pela existência de tensões normais [4], nem também fenômenos dependentes do tempo, associados geralmente com a viscoelasticidade. Apesar dessas limitações os fluidos descritos pelas equações II.20 e II.21 ocorrem em diversos processos industriais incluindo vários tipos de suspensões, resinas, tintas e dispersões. O comportamento não-Newtoniano mais comum é o pseudoplástico, caracterizado pelo decréscimo

[4] por exemplo, o efeito Weissenberg

da viscosidade aparente com o aumento da taxa de deformação, também chamado de "shear thinning". Para estes fluidos, a viscosidade aparente η é constante para taxas de deformação muito pequenas ou muito grandes, enquanto que numa faixa intermediária de deformação, a viscosidade aparente decresce com o aumento da taxa, mostrando assim comportamento assintótico nos dois extremos da função, como indicado na figura II.4, para solução aquosa de poliacrilamida a $0,4\%$.

Portanto, podemos escrever:

$$\lim_{\dot{\gamma}\to 0}\left[\frac{\tau}{\dot{\gamma}}\right] = \eta_0 \qquad \text{(II.22)}$$

$$\lim_{\dot{\gamma}\to \infty}\left[\frac{\tau}{\dot{\gamma}}\right] = \eta_\infty \qquad \text{(II.23)}$$

com a viscosidade aparente definida por:

$$\eta = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} \qquad \text{(II.24)}$$

Nestes limites o fluido pseudoplástico apresenta comportamento Newtoniano.

Modelos Reológicos

A seguir, serão apresentados alguns dos principais modelos empíricos para descrever a viscosidade aparente η.

1. **Modelo de Ostwald-de Waele** (Modelo Power Law)

$$\eta(\dot{\gamma}) = K\,(\dot{\gamma})^{\,n-1} \qquad \text{(II.25)}$$

   Esse modelo não explica as tendências assintóticas (figura II.4) características de fluidos pseudoplásticos. Quando $n > 1$, o fluido é denominado dilatante, e no caso particular em que $n = 1$, o fluido é Newtoniano com viscosidade K.

   De modo a tornar possível a descrição do fluido em geometrias mais complexas, a equação II.25 é escrita da seguinte forma:

$$\eta = K\left(\sqrt{\frac{1}{2}(\mathcal{D}:\mathcal{D})}\right)^{n-1} \qquad \text{(II.26)}$$

que, substituida na equação II.20 resulta:

$$\mathcal{S} = K \left(\sqrt{\frac{1}{2}(\mathcal{D} : \mathcal{D})} \right)^{n-1} \mathcal{D} \tag{II.27}$$

2. **Modelo de Carreau** [14]
   Constitui num modelo de quatro parâmetros, representados por: η_0, η_∞, λ e n^*.

$$\frac{\eta - \eta_\infty}{\eta_0 - \eta_\infty} = \left[1 + (\lambda\dot{\gamma})^2\right]^{\frac{n^*-1}{2}} \tag{II.28}$$

   onde, λ é um tempo característico do fluido, e n^* é uma medida da variação da viscosidade aparente com a taxa de deformação na região "shear-thinning".
   Para geometrias mais complexas:

$$\mathcal{S} = \left\{ (\eta_0 - \eta_\infty) \left[1 + \frac{1}{2}\lambda^2(\mathcal{D} : \mathcal{D})\right]^{\frac{n^*-1}{2}} + \eta_\infty \right\} \mathcal{D} \tag{II.29}$$

3. **Modelo de Ellis** (ver Skelland [16])
   Constitui num modelo de três parâmetros onde η é função de τ na forma:

$$\frac{\eta_0}{\eta} = 1 + \left(\frac{\tau}{\tau_{1/2}} \right)^{\alpha-1} \tag{II.30}$$

   onde, $\tau_{1/2}$ é o valor da tensão de cisalhamento quando $\eta = \frac{\eta_0}{2}$, e $(\alpha - 1)$ é o coeficiente angular do gráfico de $\left(\frac{\eta_0}{\eta} - 1\right)$ versus $\left(\frac{\tau}{\tau_{1/2}}\right)$ em coordenadas bi-logarítmicas.
   Para geometrias mais complexas:

$$\mathcal{S} = \frac{\eta_0}{1 + \left(\frac{\frac{1}{2}(\mathcal{S}:\mathcal{S})}{\tau_{1/2}^2} \right)^{\frac{\alpha-1}{2}}} \mathcal{D} \tag{II.31}$$

4. **Modelo de Bingham**
   É um modelo clássico de dois parâmetros definido por:

$$\begin{aligned} \eta &= \mu_0 + \tfrac{\tau_0}{\dot{\gamma}} && \text{para } \tau > \tau_0 \\ \eta &\rightarrow \infty && \text{para } \tau \leq \tau_0 \end{aligned} \tag{II.32}$$

Para geometrias mais complexas:

$$\mathcal{S} = \left\{ \mu_0 + \frac{\tau_0}{\pm\sqrt{\frac{1}{2}(\mathcal{D}:\mathcal{D})}} \right\} \mathcal{D} \quad \text{para } 1/2\,(\mathcal{S}:\mathcal{S}) > \tau_0^2 \qquad \text{(II.33)}$$
$$\mathcal{D} = 0 \qquad \text{para } 1/2\,(\mathcal{S}:\mathcal{S}) \leq \tau_0^2$$

Esse modelo é muito utilizado para descrever o escoamento de pastas e suspensões, pois possue uma forma relativamente simples. Não consegue, no entanto, descrever a não-linearidade que ocorre a altas taxas de deformação.

Formulações Aproximadas para Coeficiente de Arraste de Esferas em Fluidos Não-Newtonianos

No caso de fluidos do tipo "Power-Law", a não linearidade da relação entre o tensor tensão de cisalhamento e o tensor taxa de deformação, faz com que não seja possível obter uma solução exata da equação do movimento II.1,II.2 e da equação da continuidade II.3, mesmo quando se negligencia os termos não-lineares devidos aos efeitos inerciais.

Em síntese, para fluidos não-Newtonianos a integração da equação II.14, formulada primeiramente por Slattery [20], é dificilmente realizada por métodos analíticos ou numéricos por envolver termos não-lineares em coordenadas curvilíneas. Soluções aproximadas foram então desenvolvidas, baseando-se nos *Princípios Variacionais*, originalmente desenvolvidos por Johnson [17,18], os quais tem sido extensivamente utilizados por vários pesquisadores.

Wasserman e Slattery [19,20], dentre outros, ajustaram os limites superior e inferior para o coeficiente de arraste definido pela equação II.8, para alguns modelos reológicos específicos. Detalhes sobre a descrição e utilização dos *Princípios Variacionais* foram descritos também por Slattery [21].

A utilização combinada da equação II.14 com os "Princípios dos Valores Extremos da Velocidade e da Tensão" [21], conduz a um desenvolvimento de limites para uma função modificadora X, que mede o desvio do coeficiente de arraste formulado por Stokes da seguinte forma:

$$C_D = \frac{24}{Re_{gen}} X \qquad \text{(II.34)}$$

onde Re_{gen} é um adimensional que depende da massa específica do fluido, dos parâmetros reológicos do fluido além das características geométricas e dinâmicas da partícula.

Para o caso de fluidos tipo "Power-Law", Re_{gen} é definido por:

$$Re_{PL} = \frac{\rho\, V_t^{2-n}\, d_p^n}{K} \tag{II.35}$$

Nesse modelo de fluido, a função X depende do índice de comportamento do fluido, n, e foi apresentada por Wasserman e Slattery [19,20] como uma série de potências, a partir da qual são estimados os limites superior e inferior da função X.

Meyer [22], utilizou o limite superior da função X obtida por Wasserman e Slattery na seguinte forma:

$$X_s = 1 + 0,8(1-n)^{0,7} \tag{II.36}$$

válida para $n > 0,2$.

Para o limite inferior da função X, Meyer [22] obteve a seguinte expressão analítica:

$$X_i = 3^{\,n-1} \left(\frac{n+2}{3n}\right)^n \tag{II.37}$$

onde $X_i < 1$ para $n < 1$,
obtida através de analogia com fluidos Newtonianos. Um resultado importante obtido por Meyer [22] é a extenção empírica desses resultados para os regimes de escoamento em que os efeitos inerciais estão presentes. A expressão obtida é a seguinte:

$$C_D = \left[\frac{24}{Re_{PL}^{1,1}}\left(\frac{24}{Re_{PL}^{0,9}}X^2 + 7,5\right)\right]^{\frac{1}{2}} \tag{II.38}$$

A equação II.38 é válida para $Re_{PL} < 500$, e através de uma análise detalhada da mesma Meyer verificou que os limites de X são sentidos somente a baixos números de Reynolds ($Re_{PL} < 100$).

Chhabra [23], comparou a solução de Slattery e várias outras soluções analíticas com resultados experimentais, e constatou que a utilização do modelo "Power-Law" apresenta diversas restrições, destacando-se a incapacidade de predizer η_0 (zero shear viscosity), ou seja, incapaz de predizer η, a valores bem pequenos da taxa de deformação.

Em 1970, Hopke e Slattery [24] adotaram os princípios variacionais de Hill e Power [25,26] para calcular os limites aproximados de C_d de uma esfera caindo através de um fluido de Ellis. Neste caso, os limites superior e inferior do coeficiente de arraste são funções, de α (parâmetro do modelo de Ellis) e dos adimensionais El e Re_o, definidos por:

$$El = \frac{\sqrt{2}\,\eta_0\,V_t}{\tau_{1/2}\,d} \tag{II.39}$$

$$Re_o = \frac{\rho\,V_t\,d}{\eta_0} \tag{II.40}$$

No trabalho acima referido, Hopke e Slattery cobriram apenas uma estreita faixa dada por: $1 \leq \alpha \leq 3$ e $El < 10$, que foi extendida para valores mais altos de El (150, e eventualmente até 300) por Dolecek et al. [28].

Chhabra et al.[27], utilizando resultados experimentais próprios, apresentou uma correlação empírica, na forma:

$$C_D = \frac{24}{Re_o}\left[1 + 0,5El^{1,65}(\alpha - 1)^{0,38}\right]^{-0,35} \tag{II.41}$$

Com desvio máximo de 36%. E teve, sua faixa de aplicação extendida pelo trabalho independente de Dolecek et al. [28], chegando as seguintes faixas de aplicação:

$$\begin{array}{llll} 0,1 & \leq El \leq & 100 & \\ 0,85 & \leq \eta_0 \leq & 10,25 & \text{Pa.s} \\ 1,32 & \leq \tau_{1/2} \leq & 111 & \text{Pa} \\ 1,65 & \leq \alpha \leq & 3,22 & \end{array}$$

Um resultado análogo, e válido para fluidos de Ellis, foi apresentado por Turian [29], e leva em conta o efeito de parede na queda de esferas de diâmetro d, em tubos cilíndricos de diâmetro D, com a introdução de um coeficiente F_D, do tipo de Faxén [30]. Apresentando desvio máximo de 4% para valores de $El^* < 0,3$.

$$C_D = \frac{24}{F_D\,Re_o}\left[1 - 0,528Re_o^{0,112}El^{*0,417}(\alpha - 1)^{0,571}\right] \tag{II.42}$$

onde:

$$El^* = \frac{\eta_0\,V_t}{\tau_{1/2}\,d}$$

$$F_D = 1 - 2,104\left(\frac{d}{D}\right) + 0,209\left(\frac{d}{D}\right)^3 - 0,95\left(\frac{d}{D}\right)^5 \tag{II.43}$$

O modelo reológico de Carreau, é capaz de descrever o comportamento pseudo-plástico de uma grande gama de materiais [31,32], sob qualquer taxa de deformação, mesmo nas regiões assintóticas. Carreau et al. [32], demonstrou que esse modelo, na maioria dos casos, prevê uma melhor representação dos dados experimentais, do que o modelo de Ellis.

Em 1980, Chhabra e Uhlherr [33] empregaram os princípios variacionais, como formulado por Astarita [34], para obter uma aproximação do coeficiente de arraste resultante do movimento de uma esfera rígida em um fluido de Carreau, no regime laminar de escoamento. Visando considerar os efeitos inerciais, Chhabra e Uhlherr [35], modificaram a expressão de Schiller e Naumann [36], extendendo sua aplicação para fluidos de Carreau. A seguinte expressão foi obtida:

$$C_D = \frac{24}{Re_o}\left[1 + 0,15 Re_o^{0,687}\right]\left[1 + 0,65(n-1)\Lambda^{0,20}\right] \tag{II.44}$$

onde, $\Lambda = 2\frac{\lambda V_t}{d}$.

Válida nas seguintes condições:

$$\begin{array}{lcl} 0,032 & \leq \Lambda \leq & 630 \\ 0,032 & \leq Re_o \leq & 400 \\ 0,52 & \leq n \leq & 1,0 \end{array}$$

com desvio máximo de 14%, na predição de dados experimentais.

Partículas Não-Esféricas e Fluidos Não-Newtonianos

Em 1987, Peden e Luo [37], com base em dados experimentais obtidos com a sedimentação de partículas de várias formas em soluções poliméricas, estabeleceram uma correlação empírica para o coeficiente de arraste, válida para fluidos"Power-Law", nos regimes laminar e de transição. A correlação obtida tem a seguinte forma:

$$C_D = \frac{F_s\, a}{Re_{PL}^{e}} \tag{II.45}$$

onde, F_s é um fator de forma empírico, $F_s = f(\varphi)$,

"a" e "e" são funções empíricas do índice de comportamento do fluido, n.

Eles demonstraram, através de observações experimentais que, para $Re_{PL} < 10$, o coeficiente de arraste de partículas, com fluidos de Ostwald-de Walle, é muito próximo dos valores encontrados com fluidos Newtonianos. Entretanto, quando $Re_{PL} > 10$, nota-se uma redução no coeficiente de arraste, que é mais intensa à valores pequenos de n. Quanto a orientação, na sedimentação de partículas em forma de disco, Peden e Luo, verificaram, por meio de resultados experimentais, e análise das forças envolvidas, que as partículas tendem a sedimentar na orientação que oferece maior resistência ao seu movimento. Quando $Re_{PL} > 10$, as partículas sedimentam com a face circular normal a direção do movimento, devido a predominância das forças resistivas causadas pela pressão. Quando $Re_{PL} < 1$, as partículas sedimentam com a face circular paralela a direção do movimento, devido agora a predominância das forças viscosas, que atuam sobre as partículas. E, na faixa de $1 \leq Re_{PL} \leq 10$, foi verificado uma instabilidade na orientação de queda das partículas.

As correlações obtidas por Peden e Luo foram analisadas, neste trabalho, com dados experimentais obtidos por Pettyjohn e Christiansen, em 1948, para fluidos Newtonianos, e são apresentadas nas figuras II.1, II.2 e II.3 , mostrando bons resultados nos regimes laminar e de transição, porém com descontinuidade das funções.

Várias outras correlações para C_D foram propostas, com o intuito de estudar o transporte de partículas de várias formas, em espaços anulares de poços de perfuração, com fluidos que são basicamente suspensões argilosas. Dentre estas correlações, a mais recente é a de Peden e Luo citada. Ainda com esse fim, Sample e Bourgoyne [38] compararam as correlações de Moore, Chien e Walker & Mayes, e constataram resultados muito dissimilares entre as mesmas.

Capítulo III

Desenvolvimento de uma Correlação Generalizada para Coeficiente de Arraste e Velocidade Terminal de Sedimentação

Os comentários realizados na subseção II.3.1, na página 34, a respeito da integração da equação II.14, evidenciaram, mesmo para o caso de esferas, as dificuldades matemáticas decorrentes da utilização da função corrente em coordenadas curvilíneas, com fluidos não-Newtonianos, dificultando a obtenção e resolução das equações diferenciais não-lineares que representam o fenômeno. Desse modo, o relacionamento entre a força de arraste e a velocidade de queda de partículas não-esféricas, em fluidos não-Newtonianos é geralmente analisado por enfoques de natureza experimental. Nos próximos parágrafos, faremos uso desse tipo de tratamento para estudar o efeito da forma das partículas, e assim estabelecer resultados, que sirvam para a determinação da dinâmica de sedimentação das partículas. A análise semi-empírica, será realizada para um fluido genérico que atenda a equação reológica II.24, particularizando posteriormente, para alguns modelos reológicos específicos, de modo a podermos comparar a correlação obtida com resultados experimentais da literatura.

III.1 Estudo Experimental do Efeito de Forma no Escoamento Lento

De modo a obter um número de Reynolds generalizado, podemos utilizar o enfoque proposto por Massarani e Telles [39]. Considerando inicialmente o movimento de uma partícula em um meio infinito, onde a tensão de cisalhamento τ é a única função material relevante para o fluido, e sendo a dimensão e a forma das partículas caracterizadas por d_p e φ, resulta para a força resistiva $\vec{D}$ que:

$$\vec{D} = \Psi_1 \left[\tau(\dot{\gamma}),\, \rho,\, d_p,\, \varphi,\, \| \vec{U} - \vec{V} \| \right] (\vec{U} - \vec{V}) \tag{III.1}$$

onde

$$\vec{D} = \frac{\vec{f}}{V_{ol}} \tag{III.2}$$

Sendo a taxa de deformação $\dot{\gamma}$ uma variável cinemática, podemos supor uma dependência apenas da geometria e da velocidade relativa $(\vec{U} - \vec{V})$:

$$\dot{\gamma} = \Gamma\,(d_p,\, \varphi,\, \| \vec{U} - \vec{V} \|) \tag{III.3}$$

A partir do teorema fundamental da análise dimensional, resulta das equações III.1 e III.3 que:

$$\vec{D} = \frac{\tau\,(\dot{\gamma})}{d_P \, \| \vec{U} - \vec{V} \|} \left\{ \Psi_2 \left(\frac{\rho \, \| \vec{U} - \vec{V} \|^2}{\tau\,(\dot{\gamma})},\, \varphi \right) \right\} (\vec{U} - \vec{V}) \tag{III.4}$$

$$\dot{\gamma} = \frac{\| \vec{U} - \vec{V} \|}{d_p}\, \Theta\,(\varphi) \tag{III.5}$$

Para o caso do escoamento lento tomamos o primeiro termo da expansão em série de Taylor, referente a função Ψ_2, e normalizamos de modo a obter no caso limite a solução de Stokes, resultando:

$$\vec{D} = \frac{18\,\tau\,(\dot{\gamma})}{d_p \, \| \vec{U} - \vec{V} \|}\, \frac{\Omega\,(\varphi)}{\Theta\,(\varphi)}\, (\vec{U} - \vec{V}) \tag{III.6}$$

onde

$$\Omega\,(1) \,=\, 1$$

Efetuando medidas da velocidade terminal V_t das partículas, é possível obter as funções da esfericidade Ω e Θ . Assim é que, por exemplo para fluidos Newtonianos temos das equações III.5, III.6 e da equação do movimento II.7 que:

$$\Omega(\varphi) = \frac{(\rho_s - \rho)\, g\, d_p^2}{18\, \mu\, V_t} \tag{III.7}$$

E para fluidos não-Newtonianos temos das equações III.6 e II.7 que :

$$(\rho_s - \rho)\, g = \frac{18\, \Omega(\varphi)\, \tau(\dot{\gamma})}{d_p\, \Theta(\varphi)} \tag{III.8}$$

onde

$$\dot{\gamma} = \frac{V_t\, \Theta(\varphi)}{d_p} \tag{III.9}$$

Conhecida a função Ω (φ),obtida através da equação III.7 e medidas de V_t com fluidos Newtonianos, é possivel obter $\Theta(\varphi)$, através das equações III.8 e III.9, e medidas de V_t com fluidos não-Newtonianos de reologia conhecida $\tau(\dot{\gamma})$.

Nas figuras III.1, III.2, III.3 e III.4 são mostrados as curvas resultantes para $\Omega(\varphi)$ e $\Theta(\varphi)$. A função $\Theta(\varphi)$ foi obtida com experimentos utilizando as partículas e os fluidos, cujas características são mostradas nas tabelas A.1 e A.2. Os ajustes numéricos para $\Omega(\varphi)$ e $\Theta(\varphi)$, válidos para φ na faixa de 0.5 a 1, são respectivamente:

$$\Omega(\varphi) = 1.65 - 0.65\, \varphi \tag{III.10}$$

$$\Theta(\varphi) = -3.45\, \varphi^2 + 5.25\, \varphi - 1.41 \tag{III.11}$$

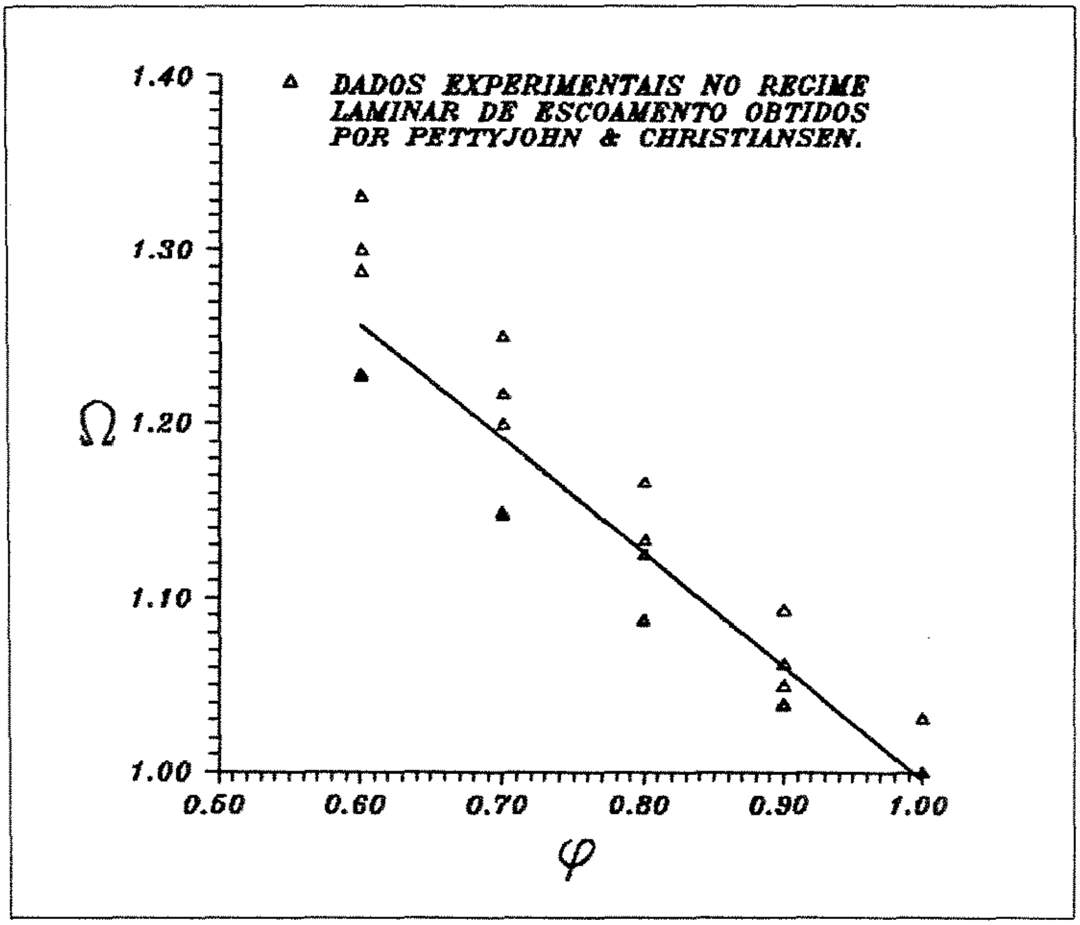

Figura III.1: Ajuste para a função $\Omega(\varphi)$

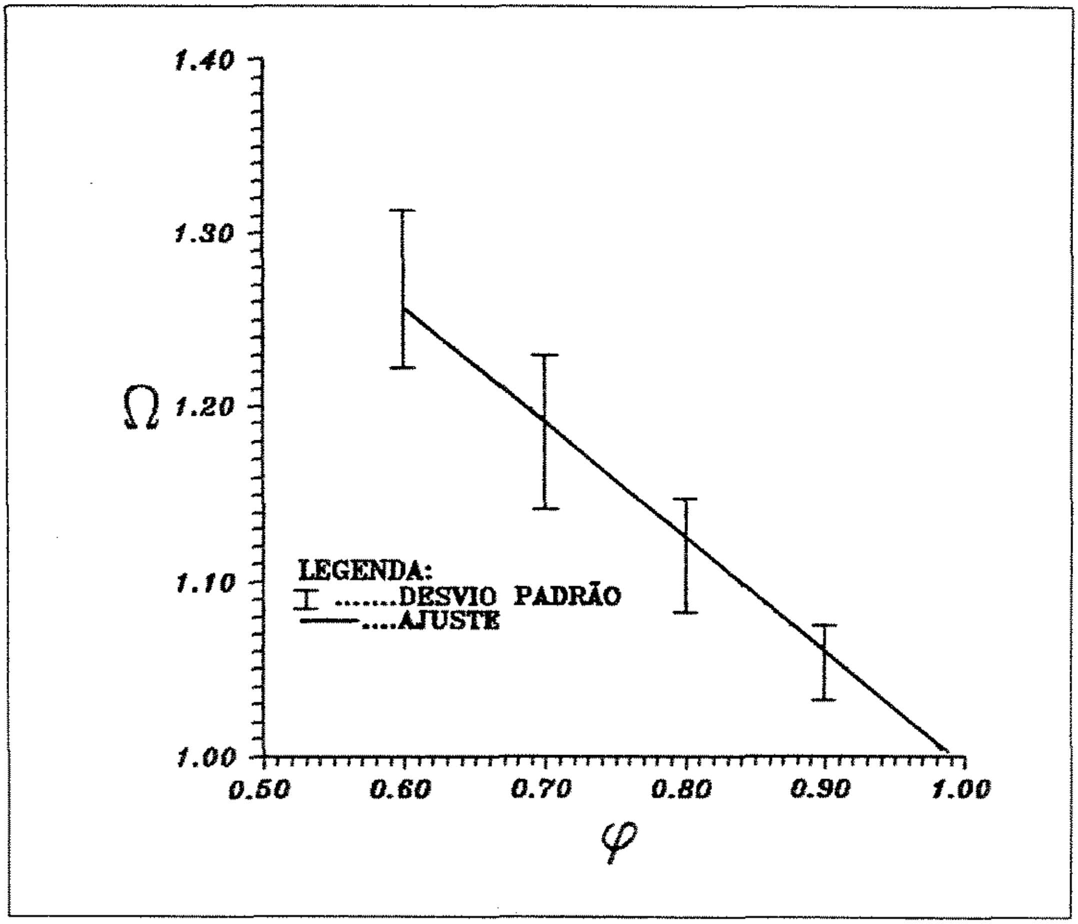

Figura III.2: Desvio padrão no ajuste da função $\Omega(\varphi)$

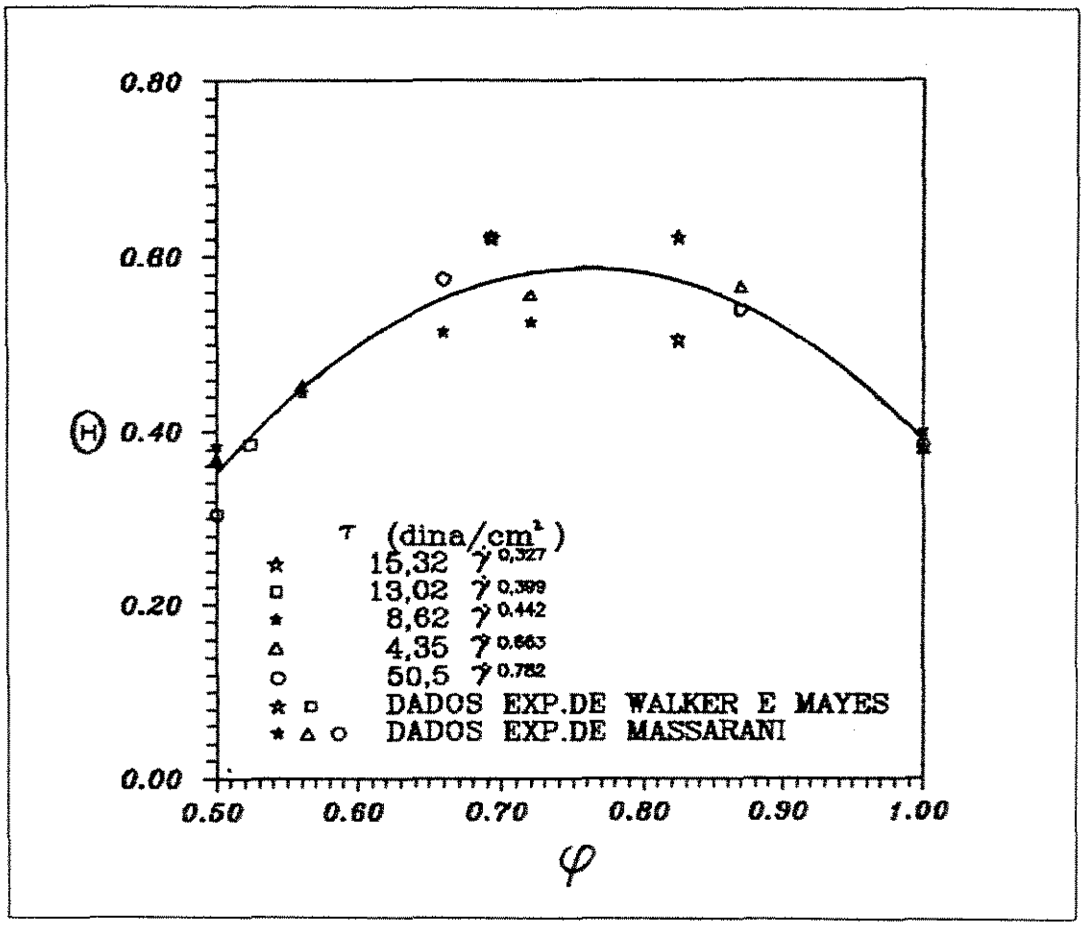

Figura III.3: Ajuste para a função $\Theta(\varphi)$

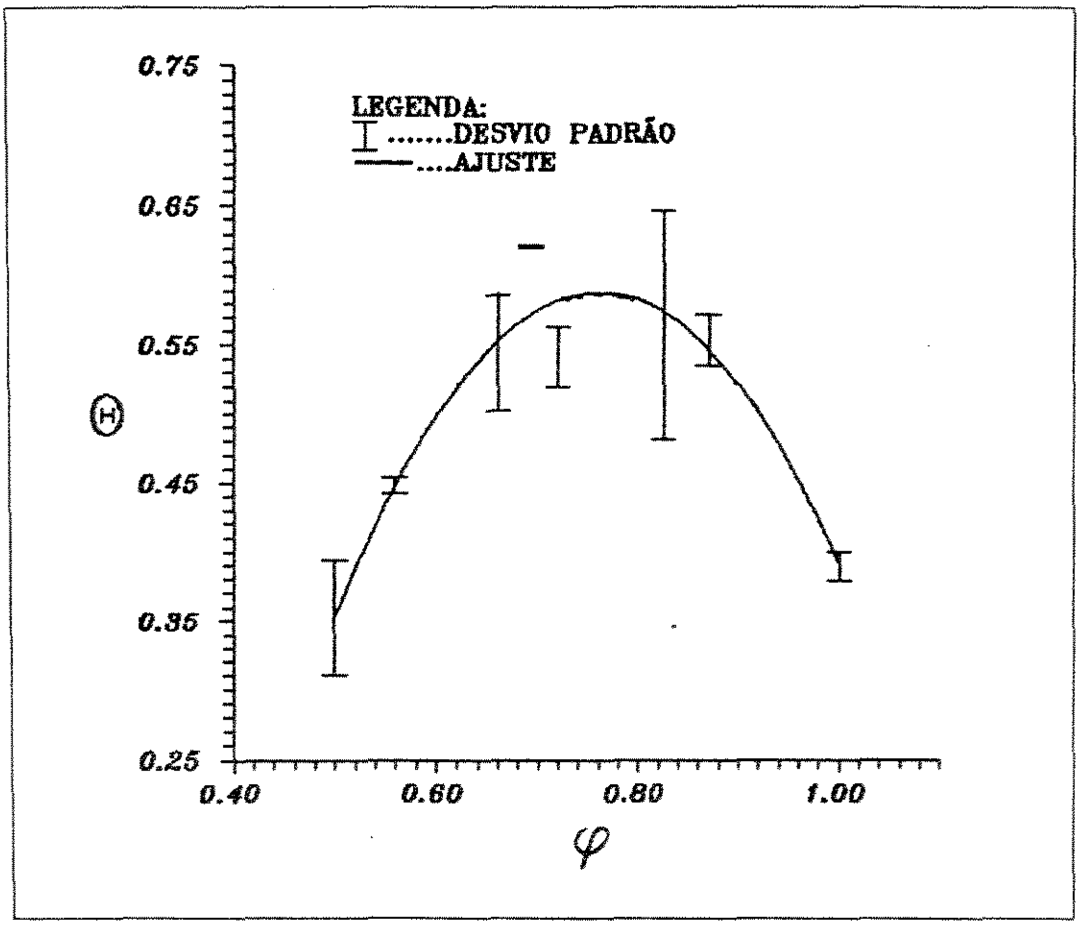

Figura III.4: Desvio padrão no ajuste da função $\Theta(\varphi)$

Substituindo as equações III.2 e II.8 na equação III.6, e isolando C_D chega-se a:

$$C_D = \frac{24}{\frac{\rho \| \vec{U} - \vec{V} \|^2}{\tau(\dot{\gamma})} \Theta(\varphi)} \Omega(\varphi) \tag{III.12}$$

onde

$$Re_{gen} = \frac{\rho \ \| \ \vec{U} - \vec{V} \ \|^2}{\tau(\dot{\gamma})} \Theta(\varphi) \tag{III.13}$$

Portanto podemos escrever que:

$$C_D = \frac{24}{Re_{gen}} \Omega(\varphi) \tag{III.14}$$

Esses resultados são válidos até valores de Re_{gen} da ordem de *1*.

Na figura III.5 comparamos nossos resultados, para partículas esféricas, com as previsões de Wasserman e Slattery [19] e Meyer [22] válidas para este tipo de partícula e fluido de Ostwald-de Waele. A função X, citada na subseção II.3.1 nas páginas 34 e 35, e a função Θ, estão interrelacionadas da seguinte forma:

$$X = \Theta^{n-1} \tag{III.15}$$

A figura III.5 mostra, que os resultados obtidos neste trabalho para a função X estão contidos nos limites previstos por Wasserman e Slattery [19,20], e Meyer [22], na faixa: $0,6 \leq n \leq 1$. Portanto, se os limites propostos por esses autores estão corretos, os resultados obtidos neste trabalho para a função X (ou Θ), na faixa mencionada, são satisfatórios .

Massarani e Telles [39] em 1977, utilizando dados experimentais próprios para o ajuste da função $\Omega(\varphi)$, obteve resultados que impõem a Ω valores maiores do que os considerados neste trabalho. Quanto a função $\Theta(\varphi)$ procurou-se neste trabalho obter uma maior abrangência da função inicialmente obtida por Massarani e Telles, utilizando dados experimentais de Massarani e Telles, e de Walker e Mayes [40].

Em resumo, verificou-se perante um extenso banco de dados da literatura, que os resultados obtidos para as funções $\Omega(\varphi)$ e $\Theta(\varphi)$ apresentaram resultados concisos e abrangentes, como será mostrado na seção III.3.

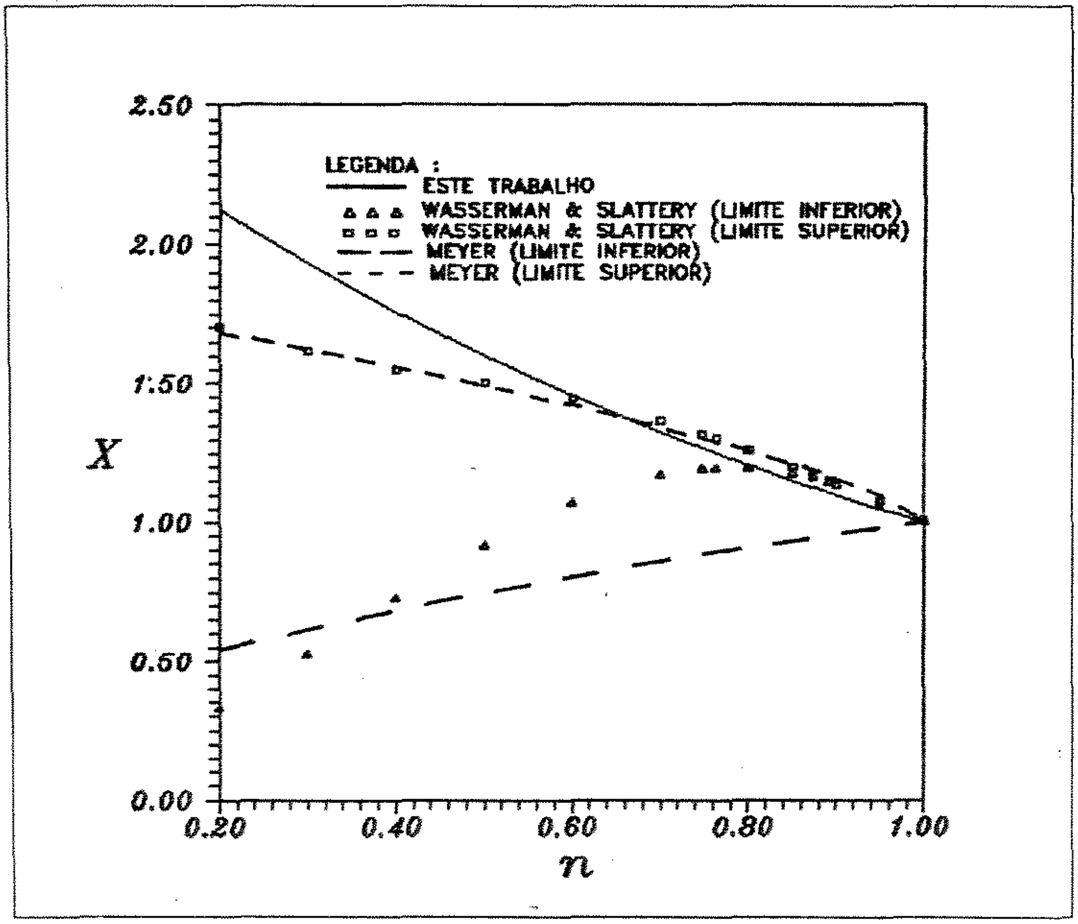

Figura III.5: Fator de correção X, para C_D de esferas e fluidos "Power-Law" no regime laminar de escoamento

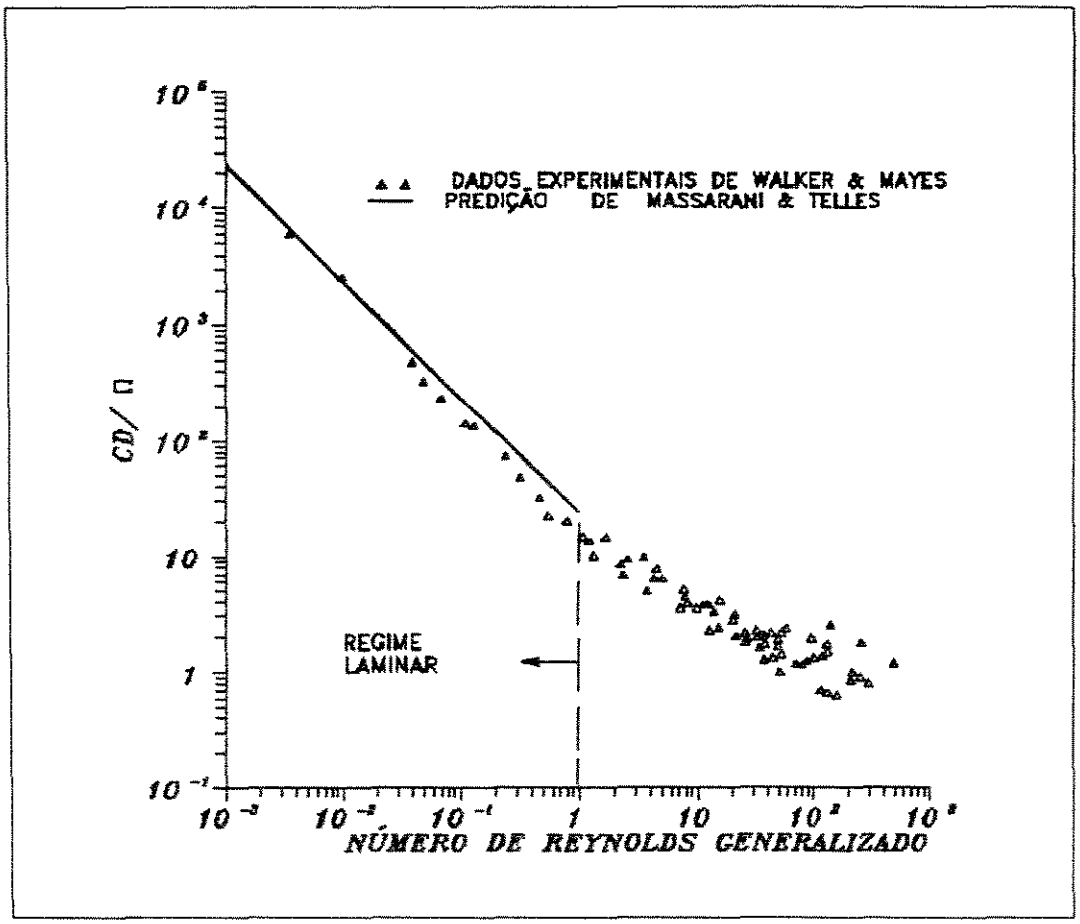

Figura III.6: Verificação da correlaçào de Massarani no regime laminar de escoamento

A figura III.6 mostra a aplicação dos resultados obtidos por Massarani, para as funções $\Omega(\varphi)$ e $\Theta(\varphi)$, na predição dos dados experimentais de Walker e Mayes (1975), para partículas isométricas no regime laminar de escoamento.

III.2 Extensão para os Regimes Intermediário e Turbulento

Uma extensão para valores de números de Reynolds superiores a 1 pode ser realizada através do uso de um conjunto de resultados experimentais, que abrangem Reynolds elevados, e do método proposto por Churchill [13] que utiliza as tendências assintóticas da função C_D.

III.2.1 Ajuste da Correlação

Expressão canônica apresentada por Churchill e Usagi em 1972 para uso generalizado:

$$y^m\{x\} = y_0^m\{x\} + y_\infty^m\{x\} \tag{III.16}$$

onde

$$\begin{aligned} y_0\{x\} &= \text{assíntota para } x \rightarrow 0 \\ y_\infty\{x\} &= \text{assíntota para } x \rightarrow \infty \\ m &= \text{expoente arbitrário} \end{aligned}$$

Para o nosso caso específico temos:

$$y\{x\} = C_D\{Re_{gen}\} \tag{III.17}$$

$$y_0\{x\} = C_{D0}\{Re_{gen}\} = \frac{24}{Re_{gen}}\,\Omega(\varphi) \tag{III.18}$$

$$y_\infty\{x\} = C_{D\infty}\{Re_{gen}\} = \chi(\varphi) \tag{III.19}$$

Substituindo as expressões III.17, III.18 e III.19 na expressão III.16 obtem-se:

$$C_D = \left\{\left[\frac{24}{Re_{gen}}\,\Omega(\varphi)\right]^m + \chi^m(\varphi)\right\}^{\frac{1}{m}} \tag{III.20}$$

onde $\chi(\varphi)$ corresponde aos casos limites de C_D no escoamento a altos números de Reynolds, ajustado através de um extenso banco de dados [41,42,43,44], como mostrado na figura III.7, resultando no seguinte ajuste:

$$\chi(\varphi) = 108,7\, e^{-5,53\,\varphi} \tag{III.21}$$

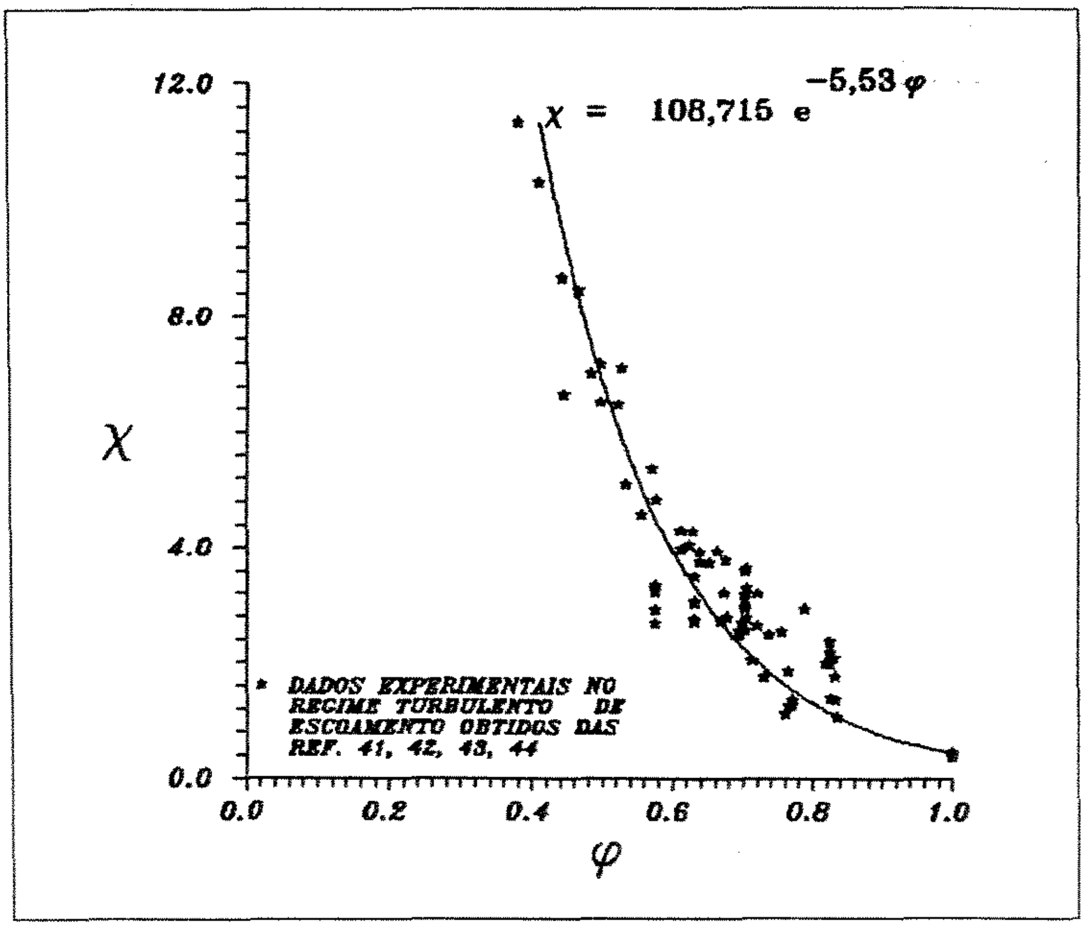

Figura III.7: Ajuste da função $\chi(\varphi)$, com fluidos Newtonianos e não-Newtonianos, e partículas de várias formas

Para o cálculo do parâmetro m, a expressão III.16 é modificada para:

$$\underbrace{\left(\frac{y\{x\}}{y_\infty\{x\}}\right)^m}_{Y^m} = \underbrace{\left(\frac{y_0\{x\}}{y_\infty\{x\}}\right)^m}_{Z^m} + 1 \qquad \text{(III.22)}$$

$$Y^m = Z^m + 1 \qquad \text{(III.23)}$$

onde a equação III.23 é utilizada no ajuste do parâmetro m.

Aplicando as equações II.9 e III.13 nas equações III.17, III.18, III.19 e III.22 chega-se a:

$$Y = \frac{C_D}{\chi(\varphi)} = \frac{4}{3}\,\frac{g\,d_p\,(\rho_s - \rho)}{V_t^{\,2}\,\rho\,\chi(\varphi)} \qquad \text{(III.24)}$$

$$Z = \frac{24\,\Omega(\varphi)}{\chi(\varphi)\,Re_{gen}} = \frac{24\,\tau(\dot{\gamma})}{\rho\,V_t^{\,2}}\,\frac{\Omega(\varphi)}{\chi(\varphi)\,\Theta(\varphi)} \qquad \text{(III.25)}$$

Em resumo o método não-linear de Marquadt [45] dos mínimos quadrados acoplado ao método de Churchill e um extenso banco de dados [40,41,42] conduziram ao parâmetro m, dependente da esfericidade, da seguinte forma:

$$m(\varphi) = 2{,}288 - 0{,}827\,\varphi \qquad \text{(III.26)}$$

A verificação do ajuste do parâmetro m e a correlação desenvolvida para C_D (equação III.20) são mostrados nas figuras III.8 e III.9.

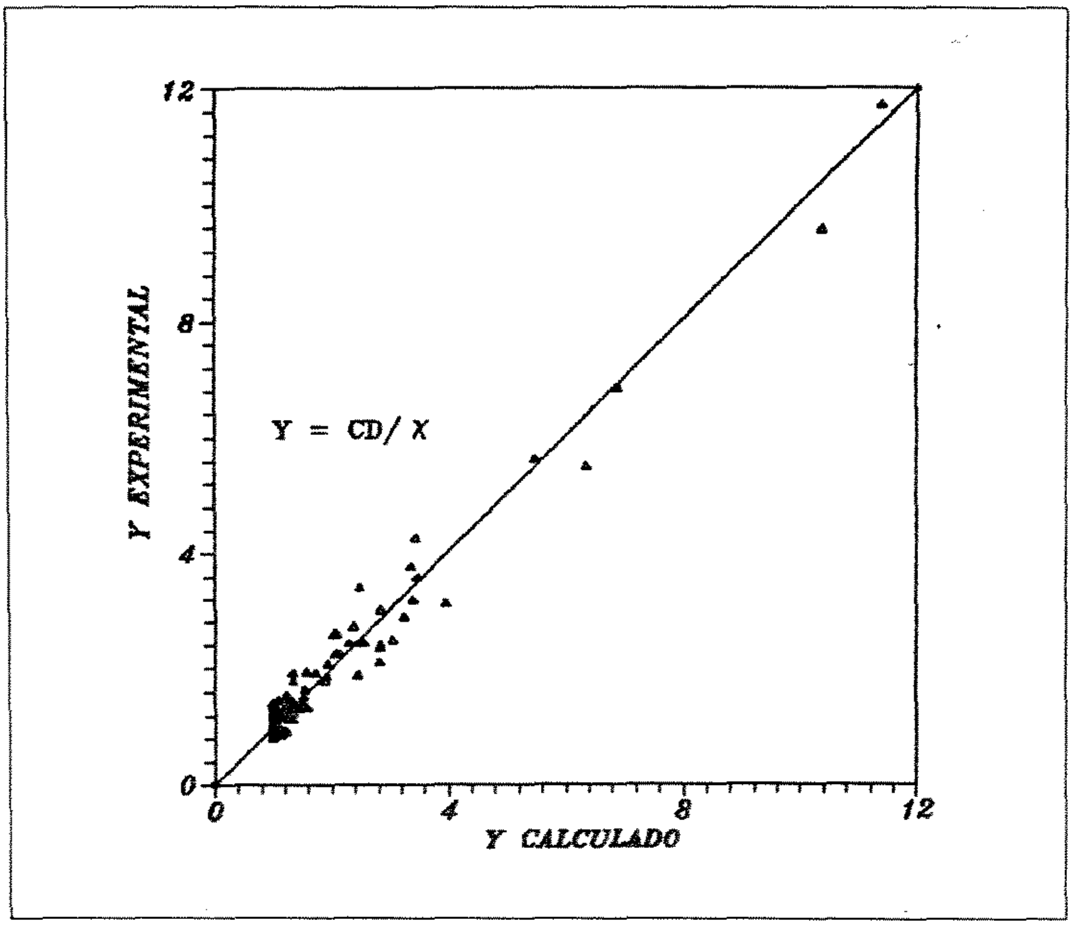

Figura III.8: Verificação da precisão obtida no ajuste do parâmetro m

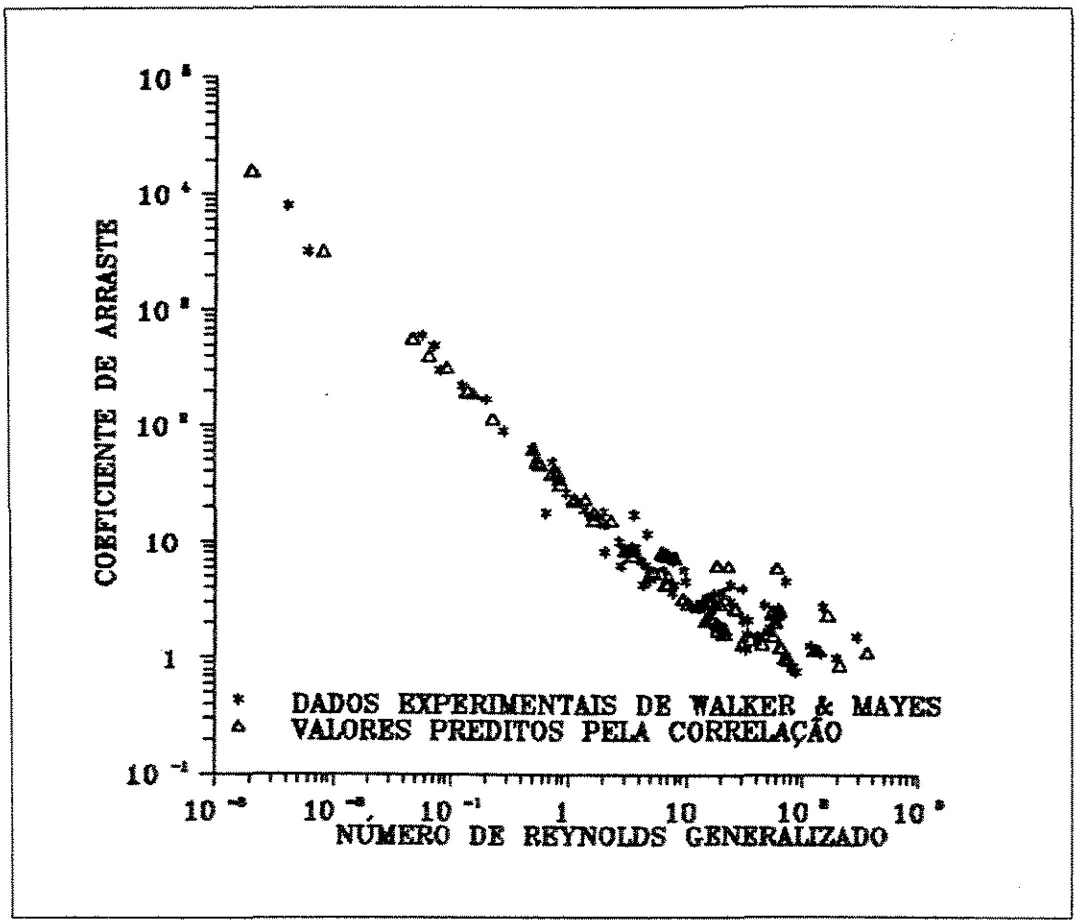

Figura III.9: C_D para partículas de várias formas e fluidos não-Newtonianos

III.3 Verificação da Correlação Proposta para Velocidade de Queda

Uma forma mais útil para a determinação de V_t pode ser obtida pela combinação das equações II.9, III.13 e III.20, resultando:

$$V_t = \left\{ \left(\frac{4}{3} \frac{g\, d_p\, (\rho_s - \rho)}{\rho\, \chi(\varphi)} \right)^m - \left(\frac{24\, \tau(\dot{\gamma})}{\rho}\, \alpha(\varphi) \right)^m \right\}^{1/2m} \tag{III.27}$$

onde

$$\dot{\gamma} = \frac{V_t}{d_p}\, \Theta(\varphi)$$

e

$$\alpha(\varphi) = \frac{(0,656\,\varphi - 1,65)\, e^{5,53\varphi}}{(3,45\,\varphi^2 - 5,25\,\varphi + 1,41)\; 108,7} \tag{III.28}$$

que são utilizadas nos regimes de transição e turbulento.

No regime laminar de escoamento a combinação das equações II.9 e III.12 é utilizada nas predições de V_t na seguinte forma:

$$\tau(\dot{\gamma}) = \frac{g\, d_p\, (\rho_s - \rho)}{18}\, \frac{\Theta(\varphi)}{\Omega(\varphi)} \tag{III.29}$$

III.3.1 Aplicação para Queda de Partículas em Fluidos de Bingham

O modelo reológico de Bingham representado nas equações II.24 e II.32 é introduzido nas equações propostas III.27 e III.29, que cobrem juntas todos os regimes de escoamento. As equações obtidas são então, com a ajuda de um método numérico, utilizadas para predizer valores de V_t de partículas de várias formas em fluidos de Bingham.

A correlação, assim normalizada, foi testada com dados de Hall et al. [41] e de Hopkin [42], com partículas e fluidos descritos nas tabelas A.3, A.4, A.5 e A.6. Os resultados da predição estão reproduzidos nas figuras III.10, III.11, III.12 e III.13.

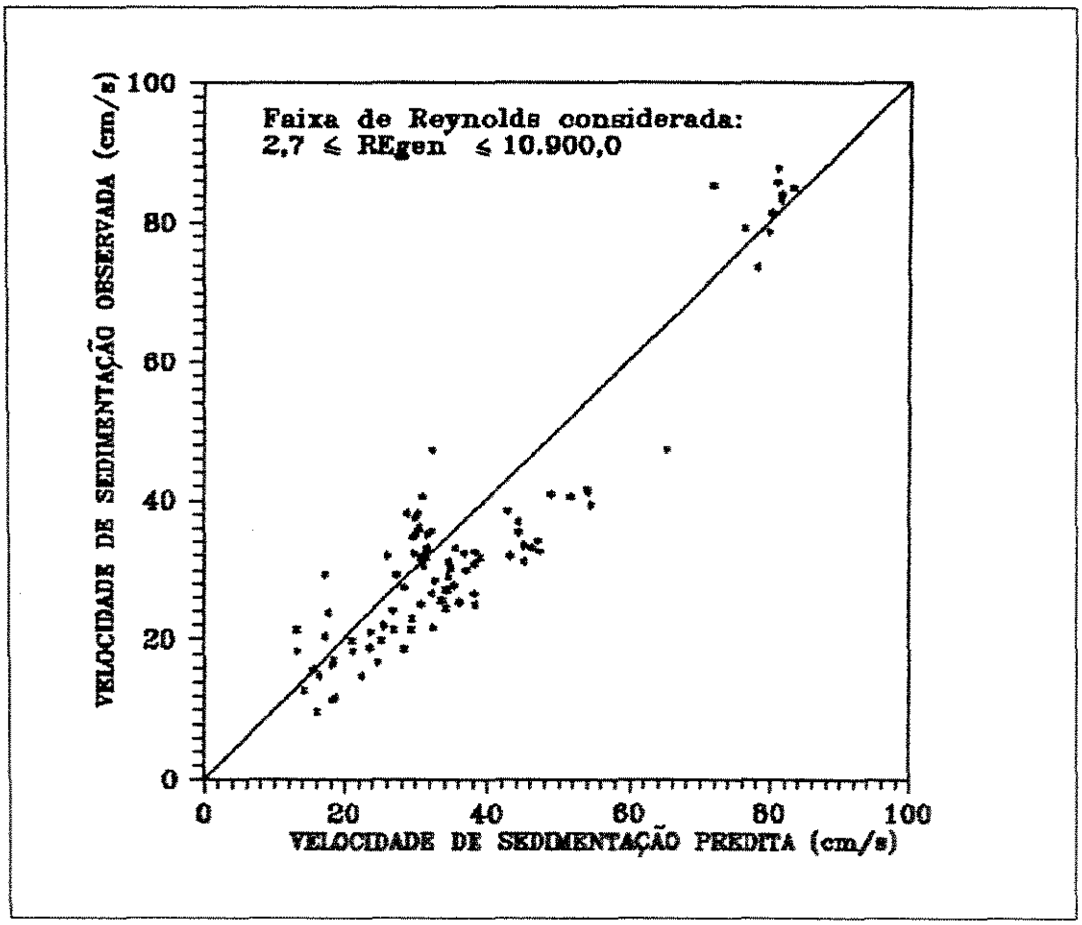

Figura III.10: Verificação da correlação proposta para V_t com dados experimentais de Hall et al. (1950)

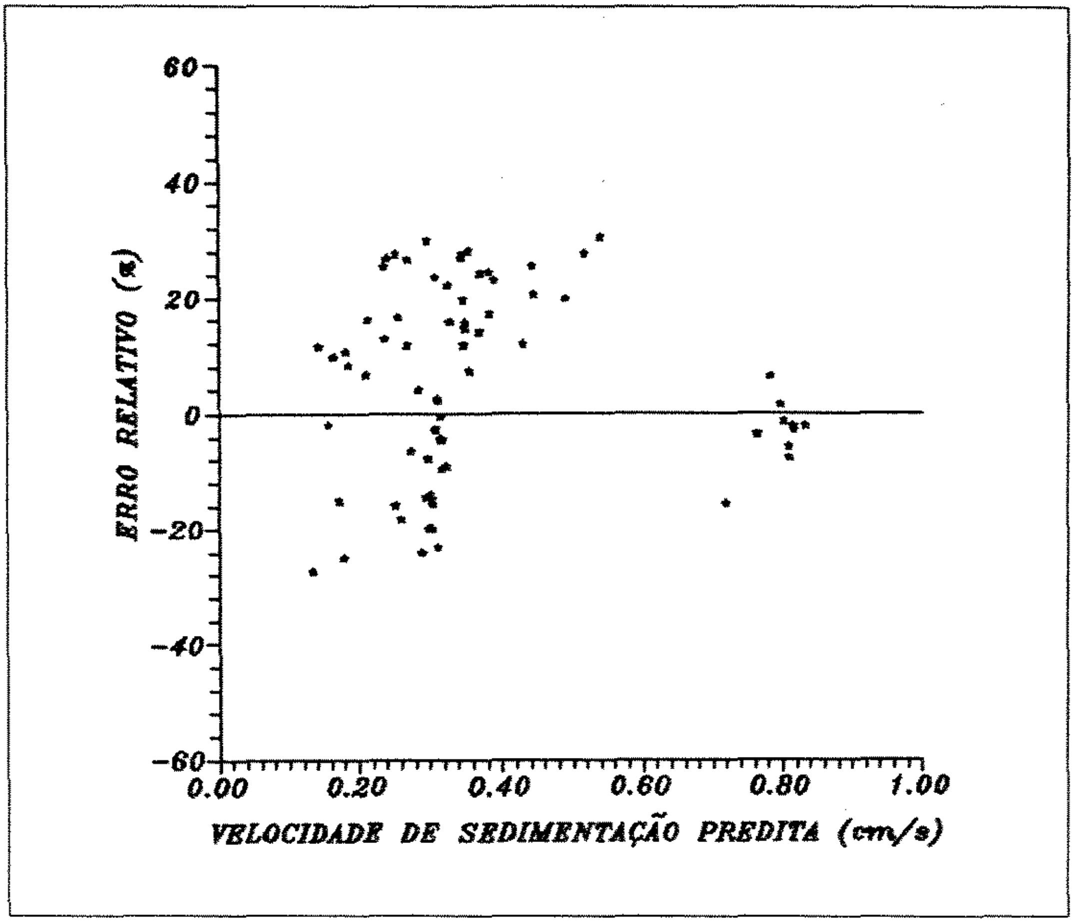

Figura III.11: Verificação da precisão obtida na predição de V_t com dados experimentais de Hall et al. (1950)

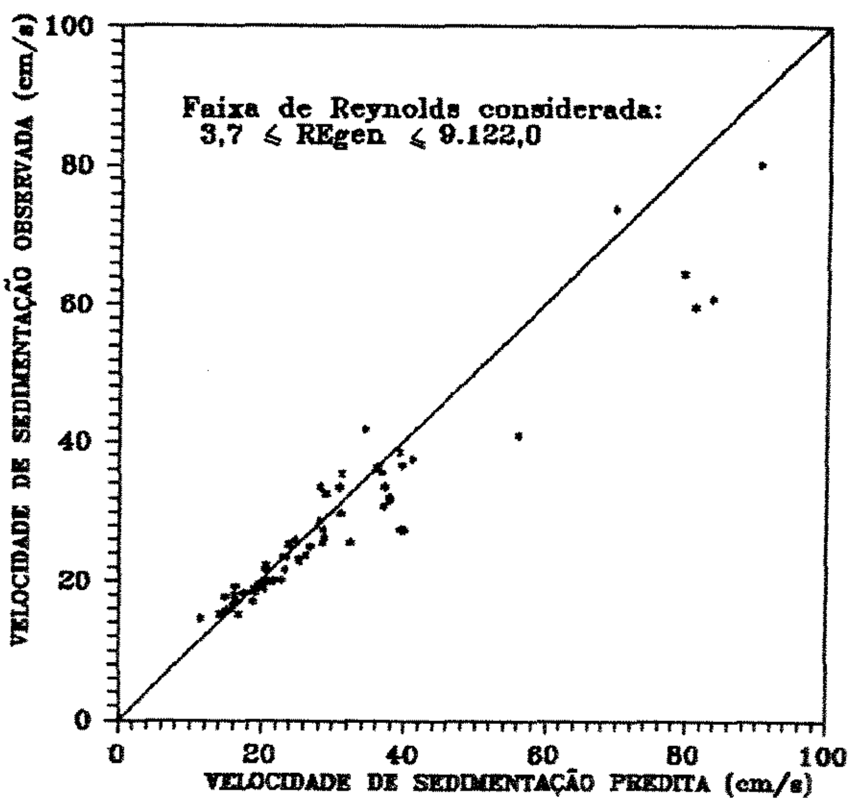

Figura III.12: Verificação da correlação proposta para V_t com dados experimentais de Hopkin (1967)

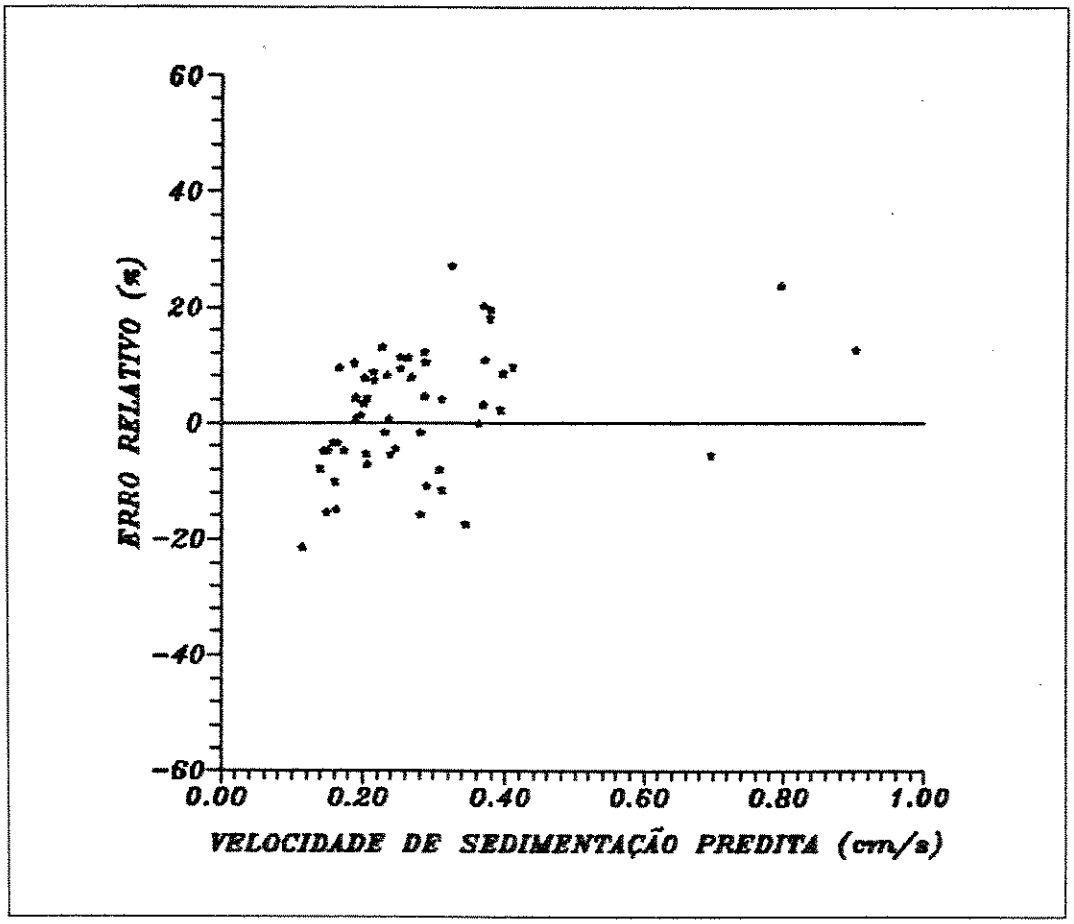

Figura III.13: Verificação da precisão obtida na predição de V_t com dados experimentais de Hopkin (1967)

III.3.2 Aplicação para Queda de Partículas em Fluidos de Ostwald-de Waele

Analogamente ao parágrafo anterior as equações II.24 e II.25,que representam o modelo "Power-Law", são introduzidas nas equações propostas III.27 e III.29. As equações obtidas foram testadas, na predição dos dados experimentais de Walker e Mayes [40] com partículas e fluidos descritos nas tabelas A.7 e A.8. Os resultados da predição de V_t são mostrados nas figuras III.14 e III.15.

III.3.3 Aplicação para Queda de Partículas em Fluidos de Ellis

Primeiramente isola-se o termo $\tau(\dot{\gamma})$ nas equações propostas III.27 e III.29, em seguida as mesmas são introduzidas nas equações II.24 e II.30, que representam o modelo de Ellis, resultando nas seguintes expressões para V_t: – para o regime laminar:

$$V_t = \frac{d_p^2}{\eta_0} \left\{ 1 + \left[\frac{g \; d_p \; (\rho_s - \rho) \; \Theta(\varphi)}{18 \; \tau_{1/2} \; \Omega(\varphi)} \right]^{\alpha - 1} \right\} \frac{g \; (\rho_s - \rho)}{18 \; \Omega(\varphi)} \tag{III.30}$$

– para os regimes de transição e turbulento:

$$V_t = \frac{d_p}{\Theta(\varphi) \; \eta_0} \left[1 + \left(\frac{\tau(\dot{\gamma})}{\tau_{1/2}} \right)^{\alpha - 1} \right] \tau(\dot{\gamma}) \tag{III.31}$$

onde

$$\tau(\dot{\gamma}) = \frac{\rho}{24 \; \alpha(\varphi)} \left\{ \left[\frac{4}{3} \; \frac{g \; d_p \; (\rho_s - \rho)}{\rho \; \chi(\varphi)} \right]^m - V_t^{2m} \right\}^{\frac{1}{m}} \tag{III.32}$$

A expressão III.30 foi testada com dados experimentais de Turian [29], no regime laminar, com fluidos e partículas descritos nas tabelas A.9 e A.10 respectivamente. Os resultados são apresentados nas figuras III.16, III.17 e III.18.

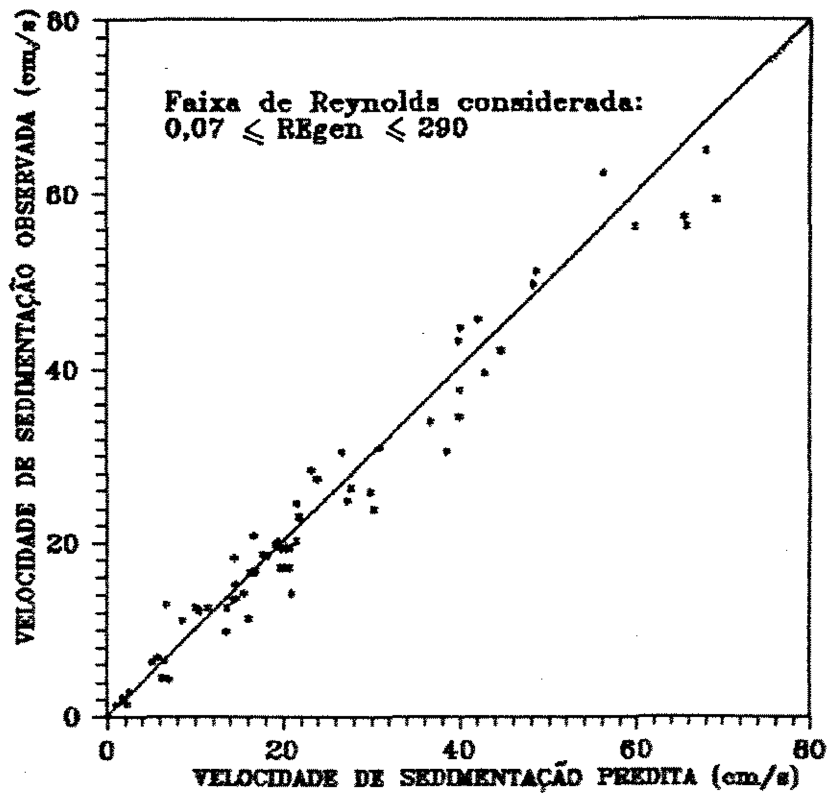

Figura III.14: Verificação da correlação proposta para V_t com dados experimentais de Walker e Mayes (1975)

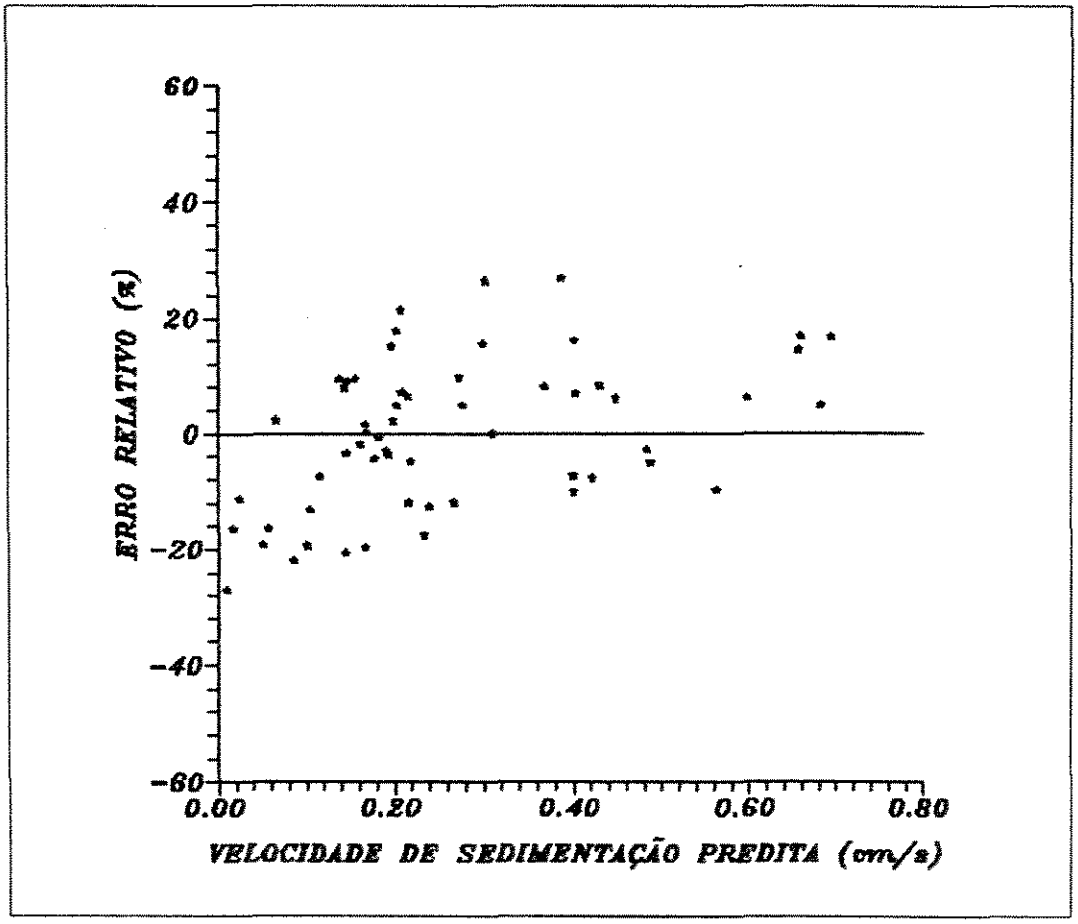

Figura III.15: Verificação da Precisão Obtida na Predição de V_t com Dados Experimentais de Walker e Mayes (1975)

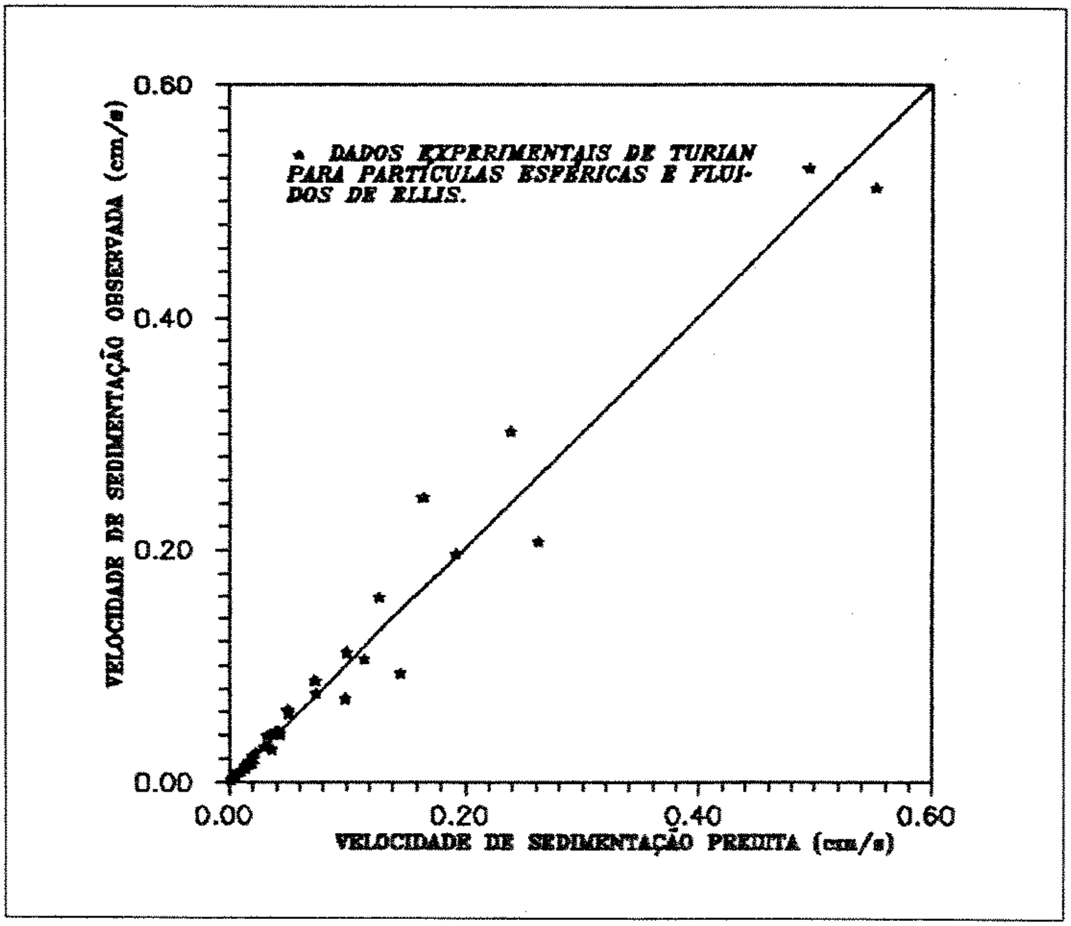

Figura III.16: Verificação da correlação proposta para V_t com dados experimentais de Turian (1964)

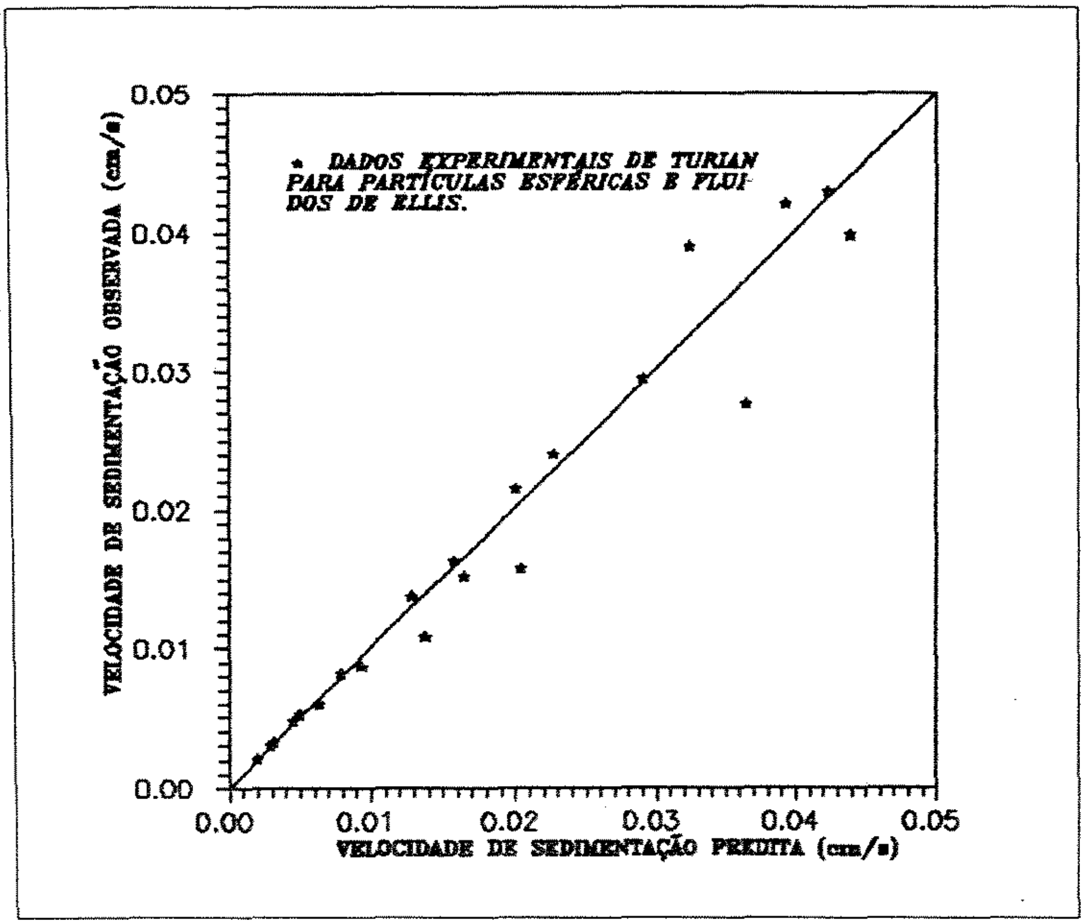

Figura III.17: Verificação da correlação proposta para V_t com dados experimentais de Turian (1964)

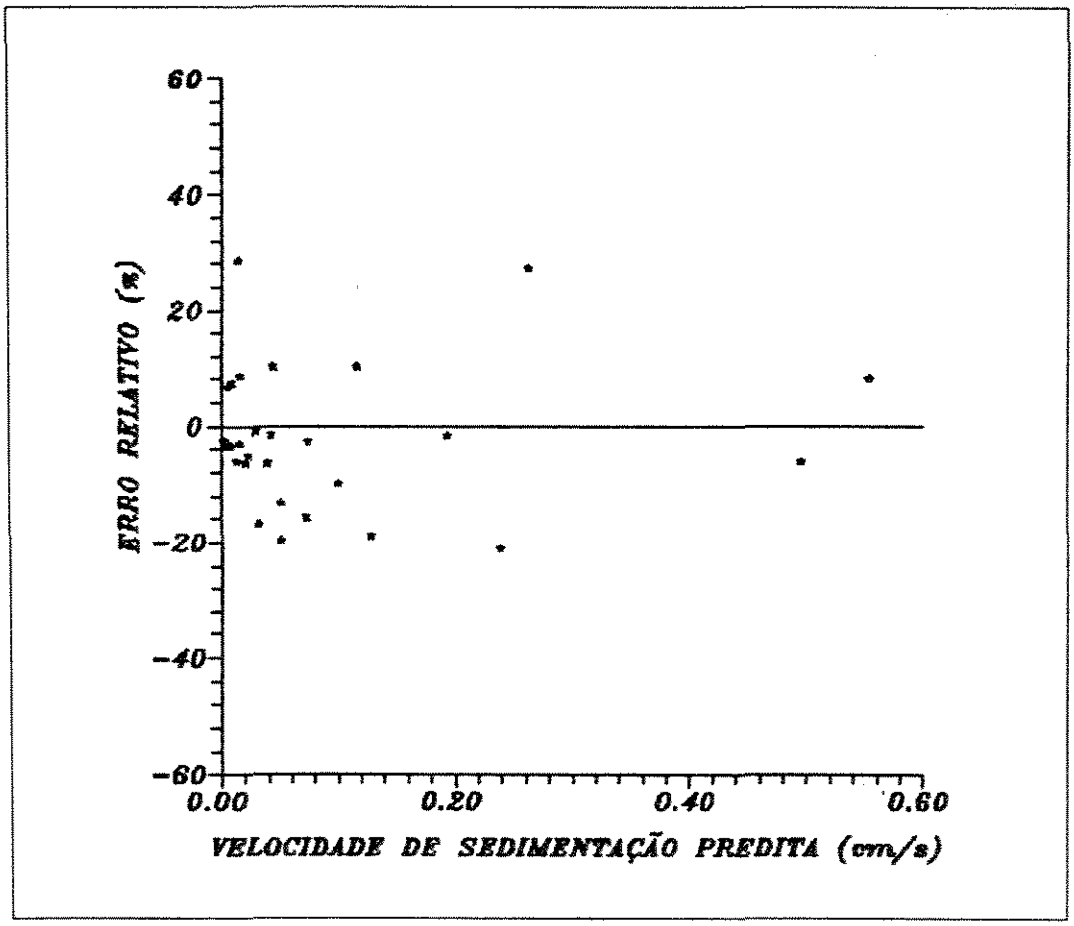

Figura III.18: Verificação da precisão obtida na predição de V_t com dados experimentais de Turian (1964)

III.3.4 Limites de Utilização e Precisão Obtida

A correlação proposta (equações III.27 e III.29) para estimar o valor de V_t foi ajustada com 148 dados experimentais, e foi testada com 287 dados experimentais para partículas isométricas de esfericidade na faixa de: $0,5 \leq \varphi \leq 1$, e tamanhos na faixa de: $0,635 \leq d_p \leq 24,23$ mm, com fluidos pseudoplásticos definidos na subseção II.3.1.

A correlação foi testada com modelos reológicos de 2 e 3 parâmetros.

O erro relativo definido como:

$$ER\% = \frac{\text{valor predito} - \text{valor experimental}}{\text{valor experimental}} 100$$

em 98% dos casos estudados é menor do que 20%, como pode ser verificado nas figuras III.11, III.13, III.15 e III.18.

Constatou-se entretanto que a correlação proposta não ajusta com valores de Tensão Residual (τ_0) muito elevados, aproximadamente maiores do que 50 (dina/cm^2).

III.3.5 Comparação com Outras Correlações Existentes na Literatura

A correlação obtida neste trabalho, para estimar C_D (equações III.14 e III.20), foi comparada com a correlação de Meyer (II.38) válida para esferas e fluidos "Power-Law". Para tornar possível essa comparação, normalizou-se os números de Reynolds utilizados por Meyer (II.35) e neste trabalho (III.13), resultando na seguinte relação:

$$Re_{gen} = \frac{Re_{PL}}{\Theta^{n-1}} = \frac{Re_{PL}}{0,39^{n-1}} \qquad \text{(III.33)}$$

As figuras III.19 e III.20 mostram dois casos distintos. No primeiro caso o fluido é "Power-Law" com $n = 0,5$. Neste caso o limite superior da correlação de Meyer, no regime laminar, coincide com a predição deste trabalho. É importante lembrar que Meyer utilizou para o limíte superior a função X obtida por Wasserman e Slattery (II.36). No segundo caso, para fluidos Newtonianos, ocorre da mesma maneira a coincidência exata no regime laminar e a divergência na transição até um ponto de encontro no regime turbulento. É importante notar que a correlação de Meyer não apresenta continuidade na passagem do regime de transição para o regime turbulento, o que não ocorre com a correlação obtida neste trabalho.

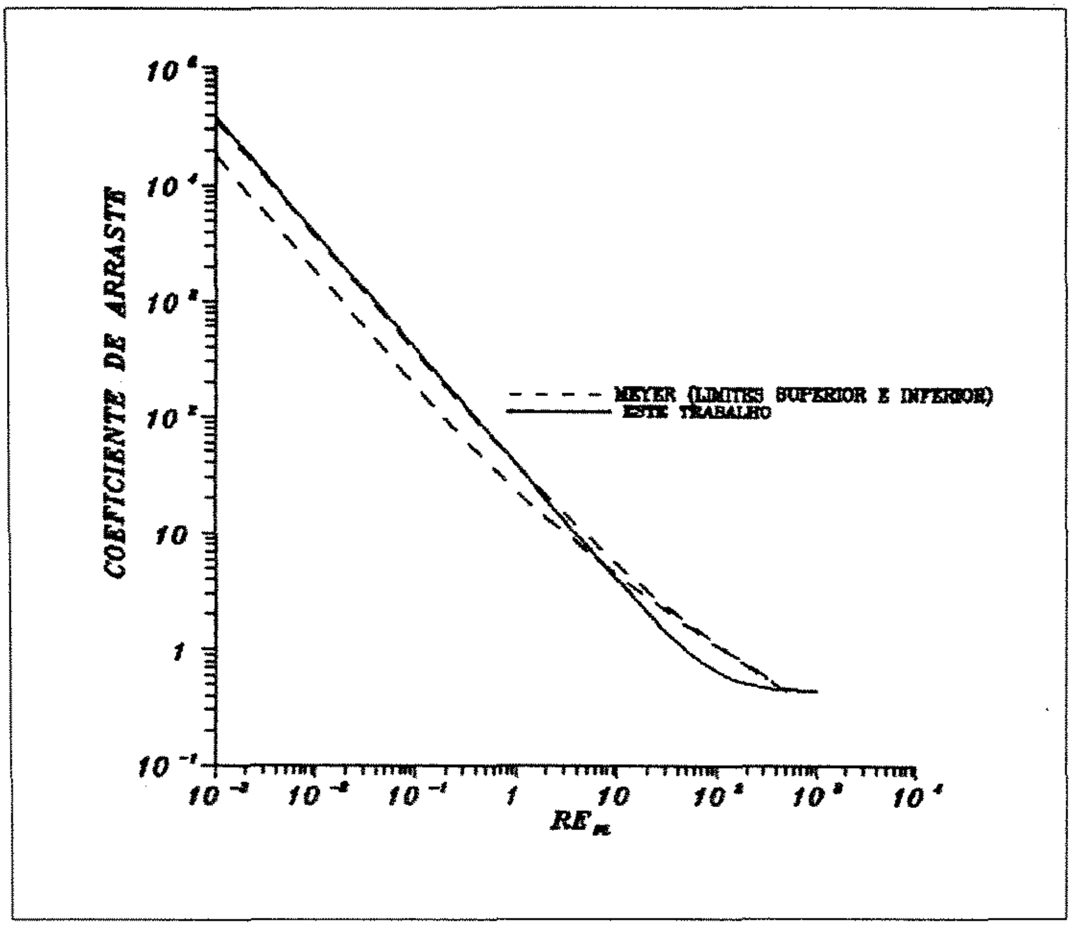

Figura III.19: Correlações para C_D de esferas e fluidos "Power-Law", com $n = 0,5$

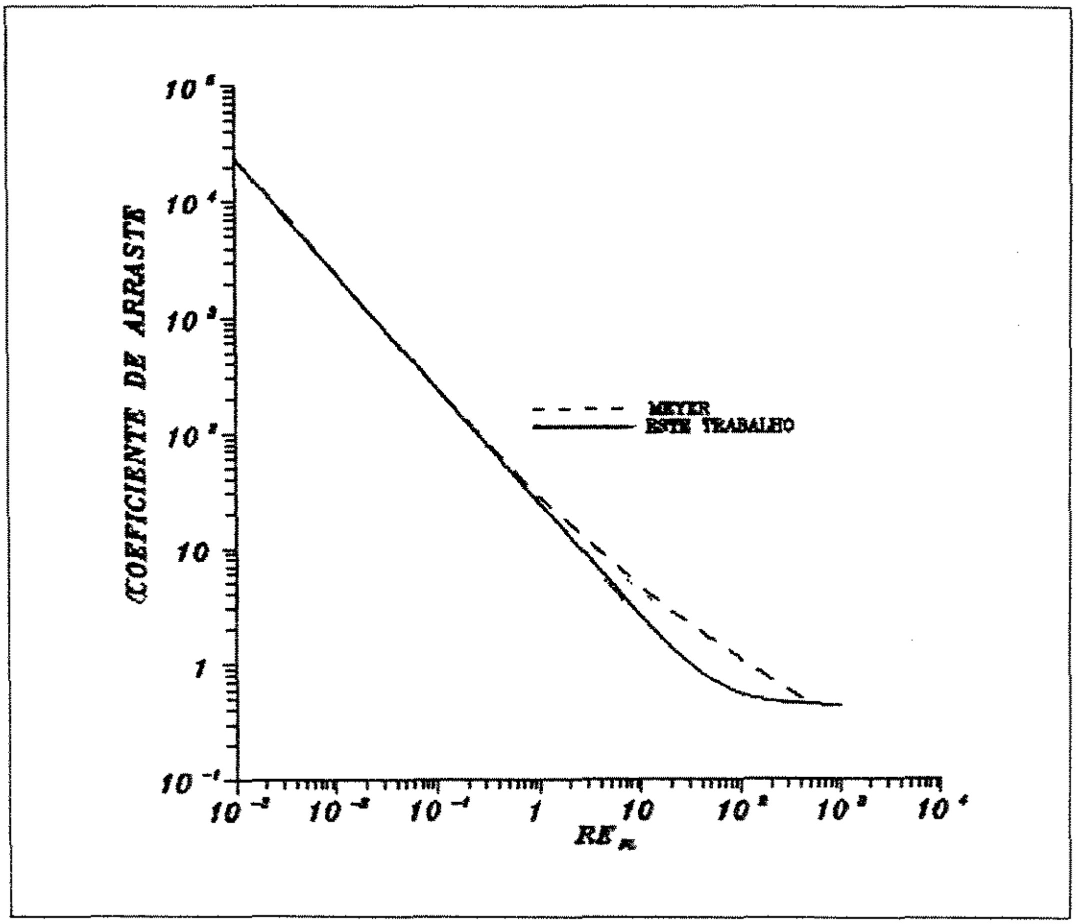

Figura III.20: Correlações para C_D de esferas e fluidos Newtonianos

III.3.6 Simulação da Correlação Proposta para Coeficiente de Arraste

Na figura III.21 a correlação proposta para C_D (equações III.14 e III.20) foi simulada fixando quatro valores de esfericidade φ (curvas 1, 2, 3 e 4). As curvas produzidas foram comparadas com resultados experimentais de Walker e Mayes, produzidos com as mesmas esfericidades fixadas nas curvas 1, 2, 3 e 4. Considerando a generalização na formulação da correlação proposta, os resultados apresentados são bastante satisfatórios.

Enfoque do Efeito de Forma da Partícula

Na figura III.22 a correlação proposta para C_D foi novamente simulada para partículas com esfericidade na faixa de: $0,5 \leq \varphi \leq 1$. O efeito da forma da partícula sobre o coeficiente de arraste é relativamente pequeno e constante no regime laminar. No regime de transição esse efeito deixa de ser constante, e adquire um aumento gradativo com o aumento do Re_{gen}, até atingir um máximo no regime turbulento, quando então se torna constante novamente. Quanto mais a partícula se distancia da forma esférica, maior será a força de arraste que atua sobre ela. E quanto mais intensa for a atuação das forças inerciais em relação as forças viscosas, que atuam sobre a superfície da partícula, maior será o efeito da forma da partícula sobre o coeficiente de arraste, tendendo a elevá-lo.

Normalização para Fluidos "Power-Law"

Seguindo o mesmo raciocínio descrito na subseção III.3.5 simulou-se várias curvas com índice de comportamento do fluido variando na faixa $1 \leq n \leq 0,5$. Os resultados apresentados na figura III.23 mostram claramente que a redução do parâmetro n provoca um aumento do coeficiente de arraste, e esse efeito será tanto maior quanto mais intensas forem as forças viscosas que atuam sobre a partícula.

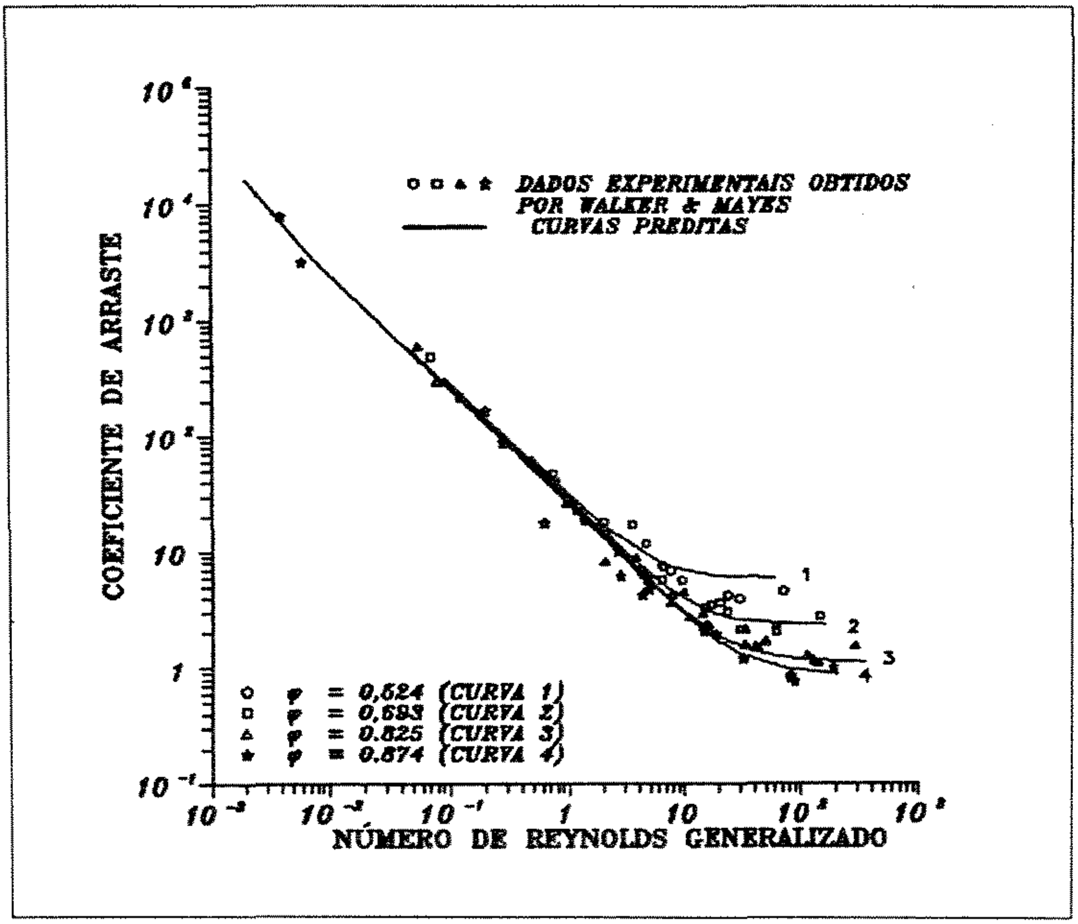

Figura III.21: Simulação da correlação proposta para C_D na sedimentação de partículas de várias formas em fluidos não-Newtonianos

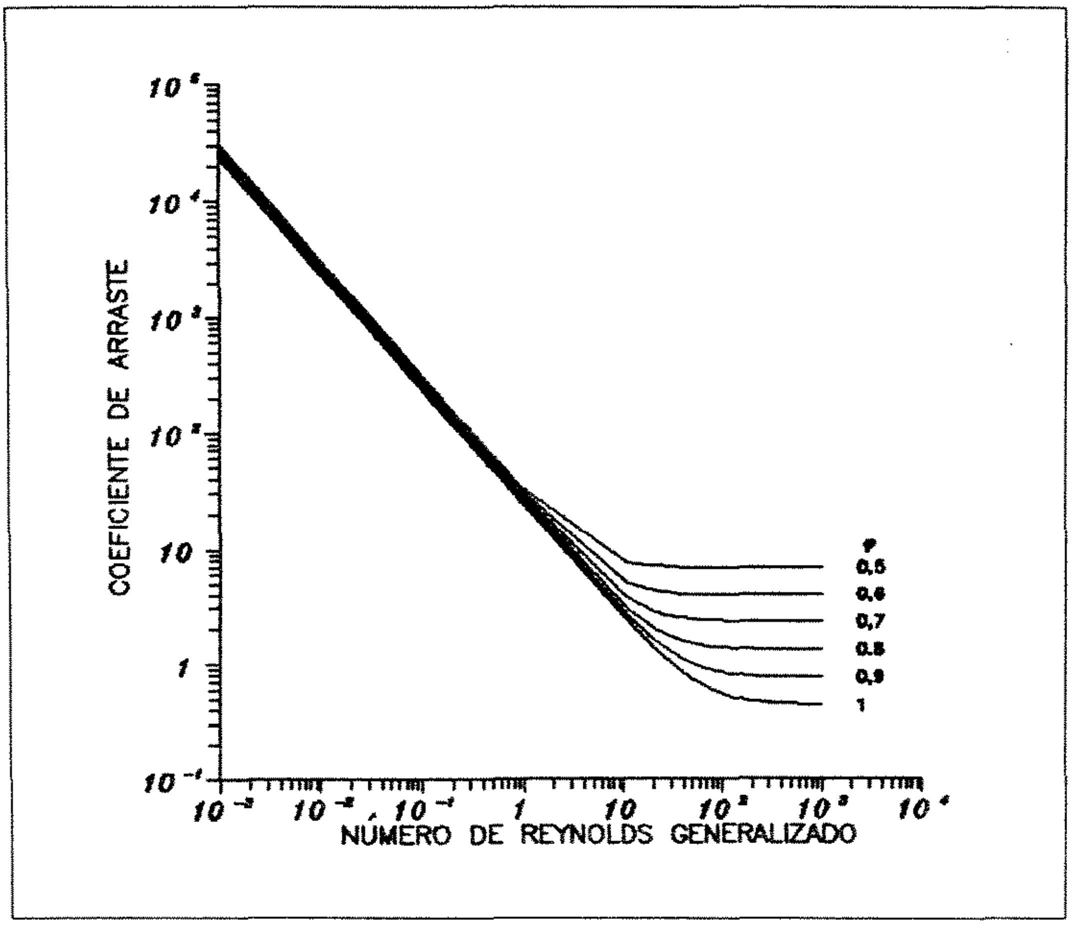

Figura III.22: Simulação da correlação proposta para C_D enfatizando o efeito de forma da partícula

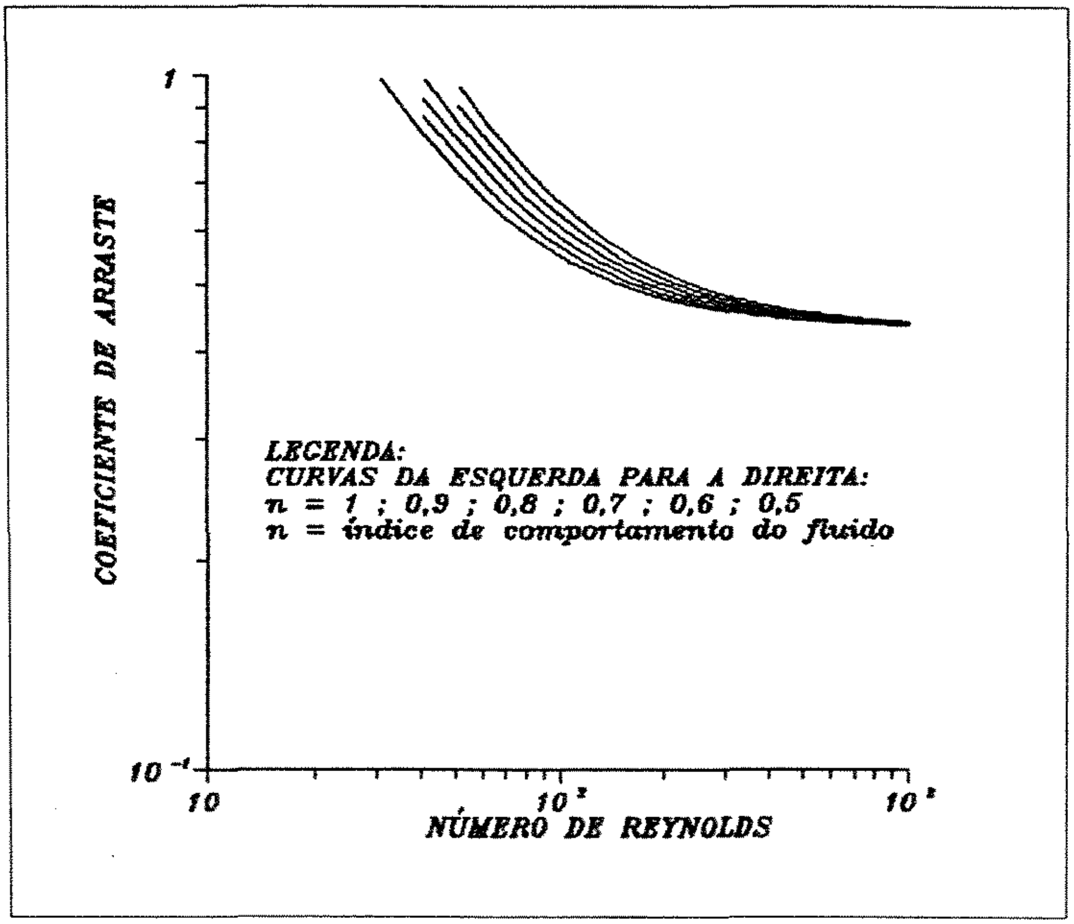

Figura III.23: Simulação da correlação proposta para C_D normalizada para fluidos de Ostwald-De Waele e partículas esféricas

Capítulo IV

Montagem e Obtenção de Resultados Experimentais de uma Unidade de Testes de Fluidização

IV.1 Descrição da Unidade de Fluidização

A Unidade de Testes de Fluidização, como esquematizado na figura IV.1, consiste basicamente de duas linhas principais – a linha de ensaios de fluidização e a linha de medições reológicas – e uma linha secundária utilizada como retorno para controle da vazão. Todas essas 3 linhas convergem para um tanque pulmão TQ.01, de aproximadamente 120 litros e construido em fibra de vidro, que distribui o fluxo para as 3 linhas com a ajuda de uma bomba de deslocamento positivo, com pressão máxima de trabalho de 6 Kgf/cm^2, provida de um variador de rotação do motor. O tanque graduado TQ.02, com capacidade para 10 litros, é utilizado para medir vazão volumétrica do fluido proveniente da linha de testes de fluidização, com a ajuda de um cronômetro e das válvulas V.01 e V.02. O tanque TQ.03 é utilizado para retirar as bolhas de ar, por pressão gravitacional, dos capilares que interligam o manômetro "U" e o reômetro tubular. As medidas de pressão nas seções efetivas de entrada e saída do reômetro tubular são efetuadas por dois conjuntos de três tomadas de pressão equidistantes uma das outras e dispostas numa mesma seção transversal. O reômetro tubular foi confeccionado em aço inoxidavel, seu comprimento total é de 99,8 cm e seu diâmetro interno foi determinado experimentalmente (maiores detalhes serão mostrados na próxima seção). A coluna de testes de fluidização é constituida de um cilindro de acrílico transparente com diâmetro interno de 7,225 cm (medido com paquímetro) e 125 cm de comprimento. A entrada e a saída da coluna são delimitadas por telas, com o objetivo de confinar o leito de partículas a ser fluidizado, e são flangeadas a duas peças cônicas de nylon, que interligam a coluna às tubulações de entrada e saída. Sendo que a peça cônica inferior a coluna é recheada de esferas de vidro com diâmetro de 2 mm, delimitadas por telas, que atuam como distribuidor de fluxo. Ainda para garantir uma melhor distribuição de fluxo na coluna de testes, recheou-se a tubulação vertical, disposta na entrada da coluna, com canudinhos de plástico. Foram utilizadas tubulações de PVC de 1 polegada e capilares flexíveis de plástico (linha fina na fig. IV.1). As válvulas V.04 e V.05 regulam, juntamente com o Varimot, a vazão nas duas linhas principais. E as válvulas V.03, V.06 e V.07 são utilizadas na drenagem do tanque TQ.01 e da coluna de testes.

IV.2 Reologia dos Fluidos Utilizados

IV.2.1 Reômetros Utilizados

O Reômetro Tubular *em linha* citado na seção anterior possui uma relação na entrada $L_e/D = 65,1$, e uma relação na saída $L_s/D = 22,1$. Sendo que os limites de utilização deste reômetro, com vista a eliminar os efeitos de entrada e saída, foram calculados baseando-se no trabalho de Collins e Showalter [46]. Além do reômetro citado, foi utilizado também um reômetro capilar tipo frasco de Mariotte.

Determinação Experimental do Diâmetro do Reômetro Tubular *em Linha*

Através de várias medidas de queda de pressão (com manômetro "U" de CCl_4) e vazão (determinada por amostragem volumétrica) no reômetro tubular com água a $30\,°C$, foi possível estimar o diâmetro interno do tubo com a seguinte equação, obtida através do balanço de energia entre a entrada e a

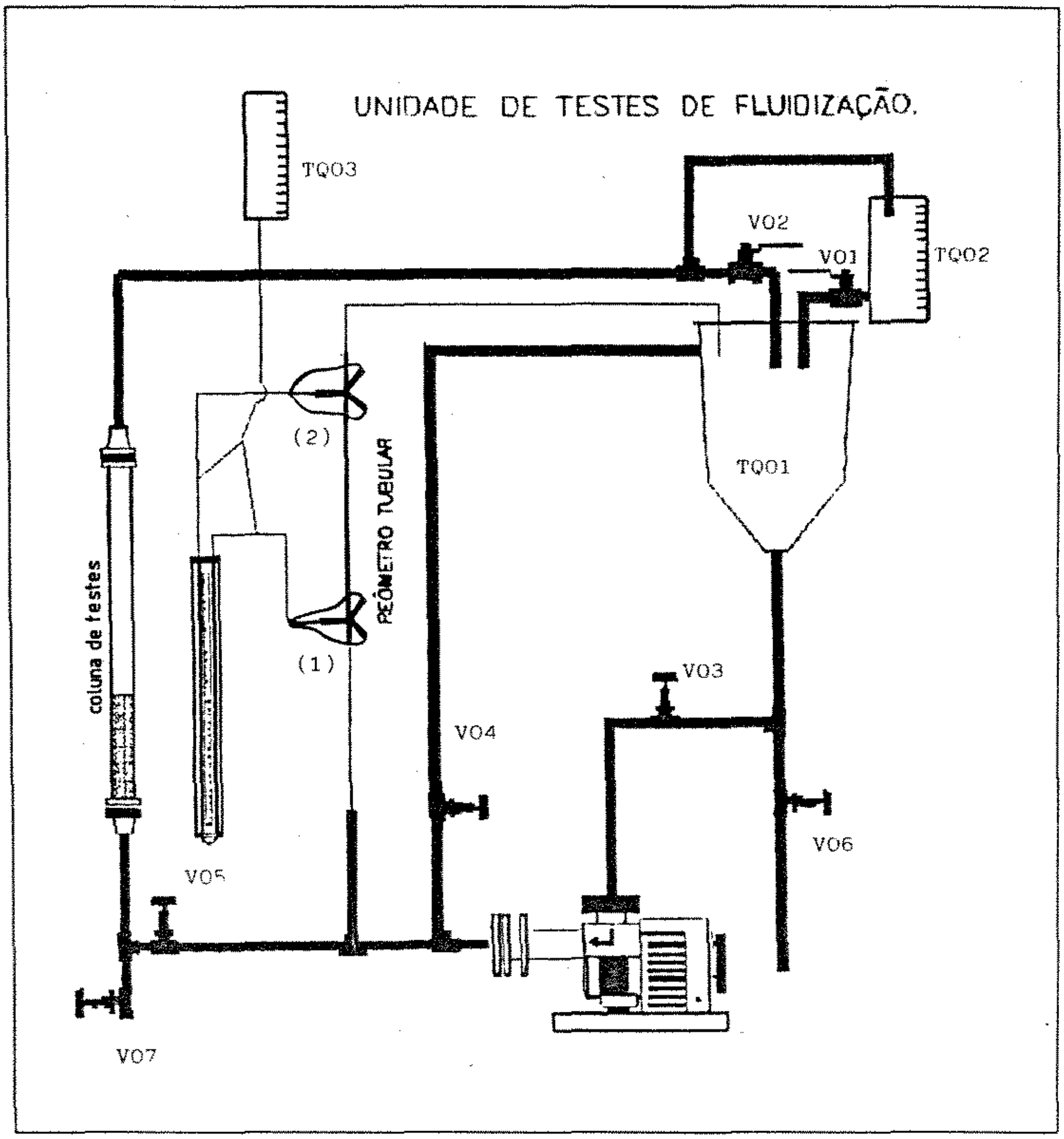

Figura IV.1: Unidade de testes de fluidização saída do reômetro:

$$H = \left[\frac{128 \; \mu_{H_2O} \; L}{\pi \; (\gamma_{CCl_4} - \gamma_{H_2O}) \; D^4} \right] Q \tag{IV.1}$$

sendo L o comprimento efetivo do viscosímetro, igual a 62,3 cm, e D o seu diâmetro interno a ser determinado.

Construindo o gráfico da altura manométrica H versus a vazão Q obteve-se, como mostrado na figura IV.2, o seguinte resultado:

$$H = 1,0907 \, Q \tag{IV.2}$$

E igualando as equações IV.1 e IV.2 chega-se a $D = 0,43$ cm.

Determinação Experimental do Diâmetro do Reômetro Capilar Tipo Frasco de Mariotte

Por procedimento análogo chega-se, pelo balanço energético, que a perda de carga entre a entrada e a saída do capilar é igual ao desnível H considerado, logo:

$$H = \left[\frac{128 \; \mu_{H_2O} \; L}{\pi \; \gamma_{H_2O} \; D^4} \right] Q \tag{IV.3}$$

sendo L o comprimento do capilar.

Construindo o gráfico do desnível H versus a vazão Q (determinada por amostragem gravimétrica), como mostra a fig. IV.3, chega-se a:

$$H = 79,92 \, Q \tag{IV.4}$$

E igualando as equações IV.3 e IV.4 chega-se a $D = 0,183$ cm.

IV.2.2 Curvas Reológicas

Neste estudo foram caracterizadas duas soluções aquosas de carboximetil celulose, utilizadas nos ensaios de fluidização. A seguir daremos uma prévia do desenvolvimento do equacionamento utilizado na determinação da reologia dessas soluções.

Considere o escoamento laminar de um fluido não-Newtoniano em tubos cilíndricos. Rabinowitsch [47] obteve a seguinte expressão:

$$\left(\frac{2\,U}{D} \right) = \frac{1}{\tau_w^3} \int_0^{\tau_w} \tau^2 \left(-\frac{dU_z}{dr} \right)_w d\tau \tag{IV.5}$$

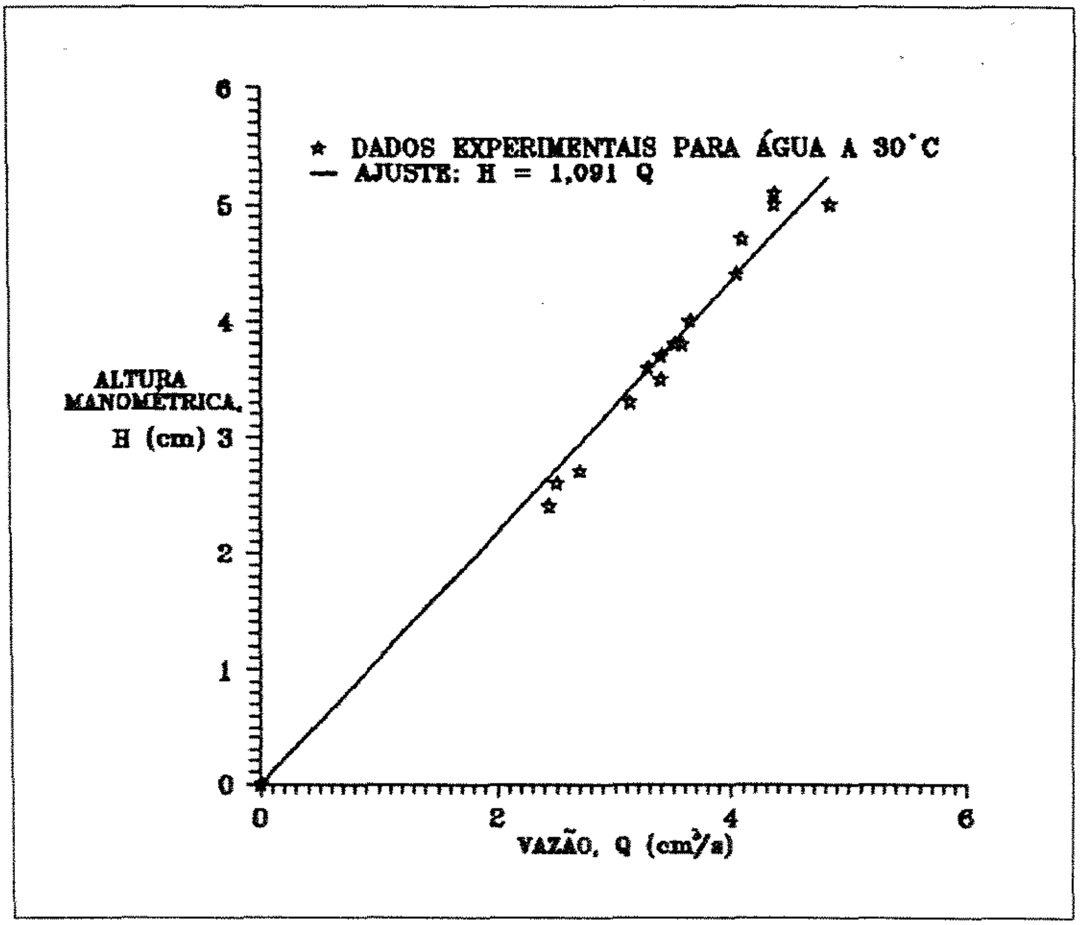

Figura IV.2: Determinação experimental do diâmetro do reômetro tubular *em linha*

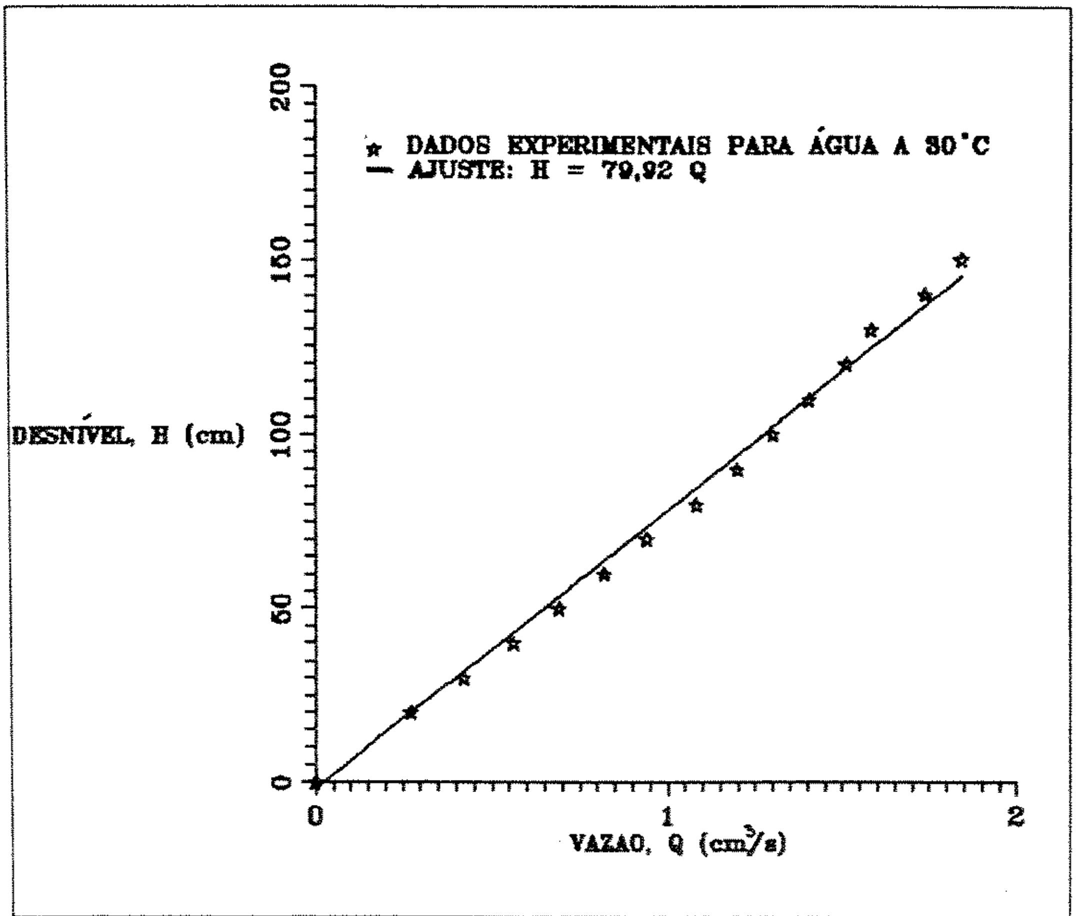

Figura IV.3: Determinação experimental do diâmetro do reômetro capilar tipo Frasco de Mariotte

onde
τ_w é a tensão de cisalhamento nas paredes do tubo;
D é o diâmetro do tubo;
U_z é a velocidade do fluido na direção z e
U é a velocidade média do fluido.

E pelo balanço de forças no tubo tem-se:

$$\tau_w = \frac{D\,\Delta P}{4\,L} \tag{IV.6}$$

onde L é o comprimento do tubo.

Se em seguida diferenciarmos a equação IV.5 em relação a τ_w e multiplicarmos todos os termos por $(1/\tau_w^2)$, e na equação obtida substituirmos a equação IV.6, resulta:

$$\left(-\frac{d\,U_z}{d\,r}\right)_w = \frac{3}{4}\left(\frac{8\,U}{D}\right) + \frac{1}{4}\left(\frac{D\,\Delta\,P}{4\,L}\right)\frac{d\left(8\,\frac{U}{D}\right)}{d\left(D\,\frac{\Delta P}{4\,L}\right)} \tag{IV.7}$$

Metzner e Reed [48] rearranjaram a expressão IV.7 para:

$$\left(-\frac{d\,U_z}{d\,r}\right)_w = \frac{3\,n' + 1}{4\,n'}\left(\frac{8\,U}{D}\right) \tag{IV.8}$$

onde

$$\frac{1}{n'} = \frac{d\,\ln\left(8\,\frac{U}{D}\right)}{d\,\ln\left(D\,\frac{\Delta P}{4\,L}\right)} \tag{IV.9}$$

Considere agora os pontos (1) e (2) na figura IV.1. Um balanço estático de forças no manômetro com fluido manométrico de mercúrio leva à seguinte relação entre o $\Delta\,P_{1,2}$ e o desnível H provocado pelo escoamento da solução de CMC no reômetro tubular.

$$P_1 - P_2 = \gamma_{CMC}\,L + H\,(\gamma_{Hg} - \gamma_{CMC}) \tag{IV.10}$$

onde L é o comprimento do reômetro.

Ainda, se o escoamento se efetua em estado estacionário, a soma das forças que atuam sobre o fluido entre as seções (1) e (2) deve ser nula. As forças envolvidas devem-se à pressão estática, à gravidade e ao cisalhamento, portanto:

$$\pi\,R^2\,P_1 - \pi\,R^2\,P_2 + \pi\,R^2\,0\,\gamma_{CMC} - \pi\,R^2\,L\,\gamma_{CMC}$$
$$+ 2\,\pi\,R\,0\,\tau_w - 2\,\pi\,R\,L\,\tau_w = 0$$

$$R\,P_1 - R\,P_2 - R\,L\,\gamma_{CMC} - 2\,L\,\tau_w = 0$$

$$\tau_w = \frac{R\,[(P_1 - P_2) - \gamma_{CMC}\,L]}{2\,L}$$

$$\tau_w = \frac{D\,[\Delta P_{1,2} - \gamma_{CMC}\,L]}{4\,L} \qquad \text{(IV.11)}$$

Substituindo IV.10 em IV.11 tem-se:

$$\tau_w = \frac{D\,H\,(\gamma_{Hg} - \gamma_{CMC})}{4\,L} \qquad \text{(IV.12)}$$

Com medidas do volume de fluido coletado, do tempo de coleta e do desnível H no manômetro, foi possível construir as curvas mostradas nas figuras IV.4 e IV.5 de τ_w vs $8\,U/D$. Pela equação IV.9 sabe-se que a tangente da curva é igual ao parâmetro n'. Sendo constatado n' constante nas duas soluções de CMC pôde-se calcular, através da equação IV.8, a taxa de deformação equivalente a cada valor de $(8\,U/D)$, podendo-se então construir as curvas de τ_w vs $\dot{\gamma}$ mostradas nas figuras IV.6 e IV.7.

A velocidade máxima que o fluido pode atingir no reômetro tubular *em linha*, sem sofrer influência dos efeitos de entrada, foi calculada conforme proposto por Collins e Schowalter [46]. Eles construíram uma curva experimental da grandeza adimensional $\left(\frac{2\,X_D}{D\,Re'_{PL}}\right)$ em função do índice de comportamento do fluido n. Onde X_D é a distância a ser percorrida pelo fluido para que se estabeleça o regime, e $Re'_{PL} = \frac{\rho\,U^{2-n}\,D^n}{K}$.

Para os fluidos utilizados neste trabalho foram obtidos os seguintes resultados:

$$\begin{aligned}
\text{para água:} \quad \frac{2\,X_D}{D\,Re'_{PL}} &= 0,05 \\
\text{para 0,35\% CMC:} \quad \frac{2\,X_D}{D\,Re'_{PL}} &= 0,063 \\
\text{para 0,66\% CMC:} \quad \frac{2\,X_D}{D\,Re'_{PL}} &= 0,083
\end{aligned}$$

Fazendo $\frac{X_D}{D} = \frac{L_e}{D}$ e substituindo a expressão de Re'_{PL} nas expressões acima obtem-se:

$$\begin{aligned}
\text{para água:} \quad U_{\text{máx}} &= 51,7\text{cm/s} \\
\text{para 0,35\% CMC:} \quad U_{\text{máx}} &= 385,8\text{cm/s} \\
\text{para 0,66\% CMC:} \quad U_{\text{máx}} &= 647,8\text{cm/s}
\end{aligned}$$

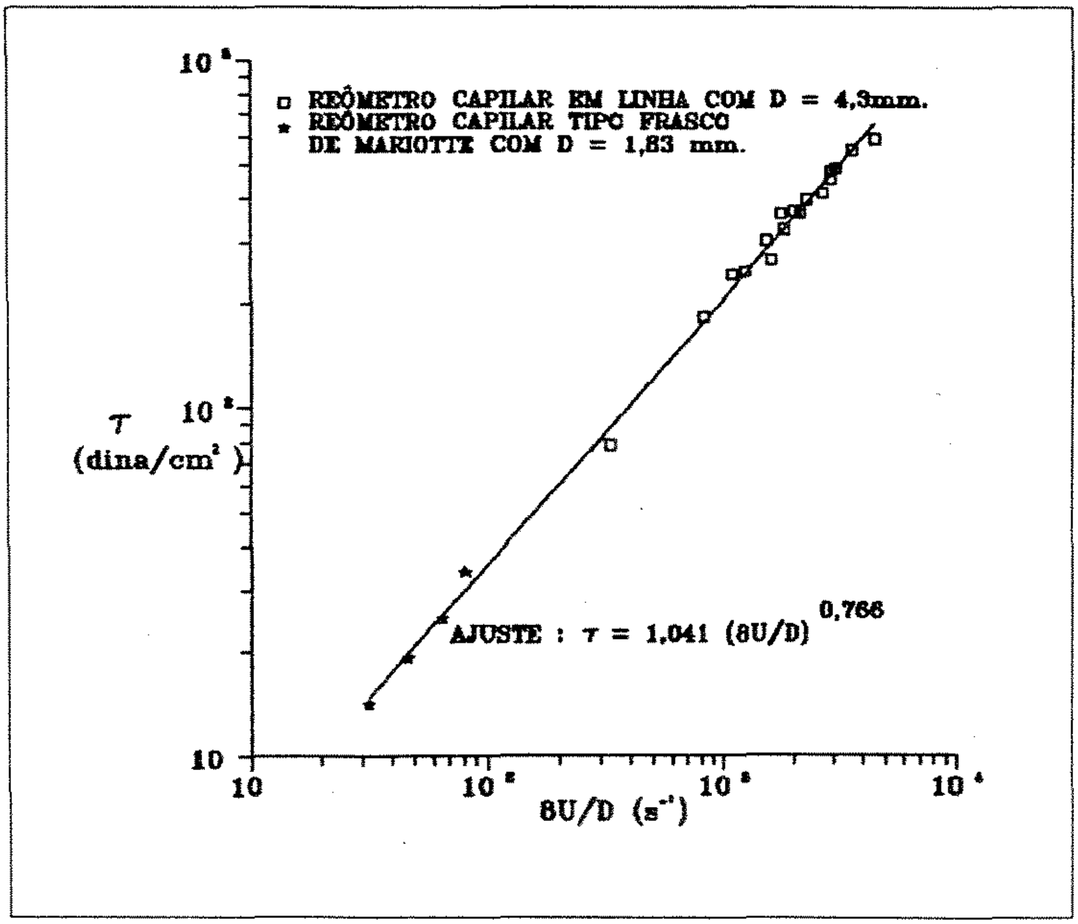

Figura IV.4: Curva na forma proposta por Metzner e Reed para solução aquosa de CMC a 0,66% em peso

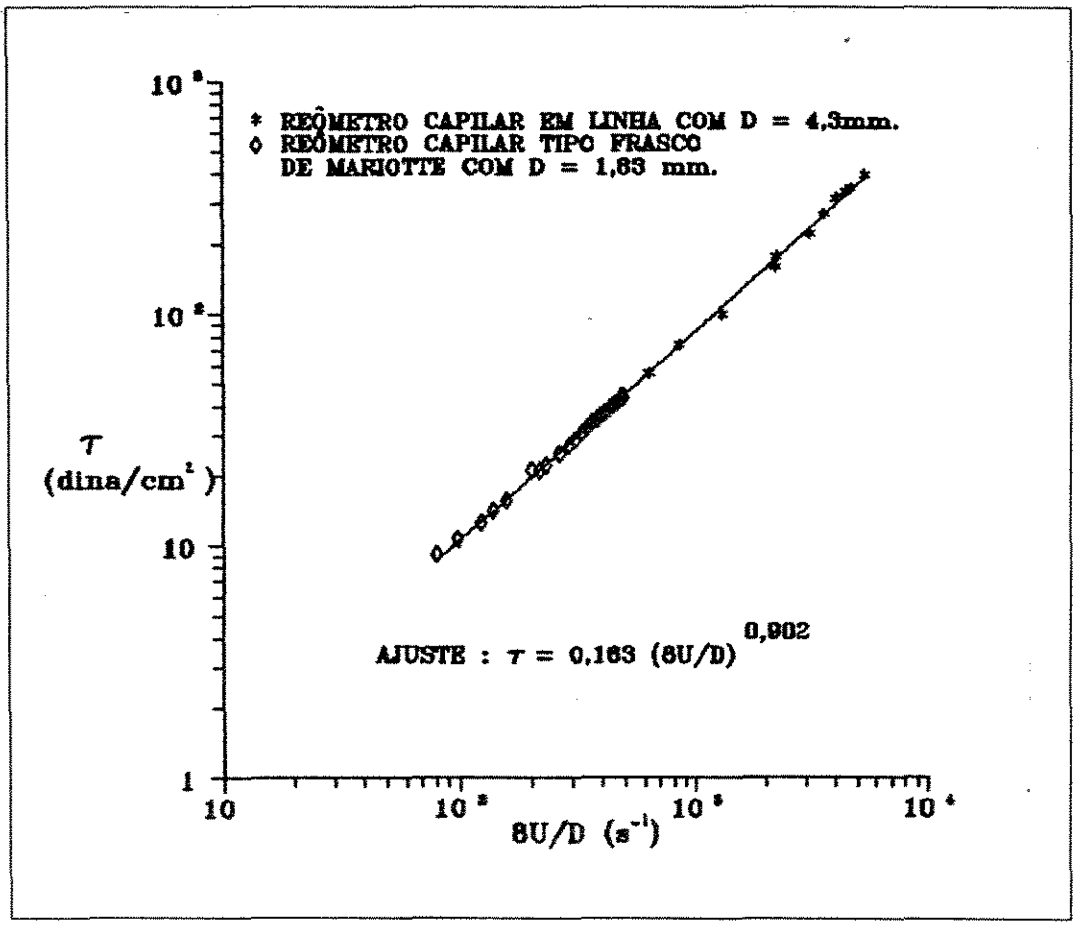

Figura IV.5: Curva na forma proposta por Metzner e Reed para solução aquosa de CMC a 0,35% em peso

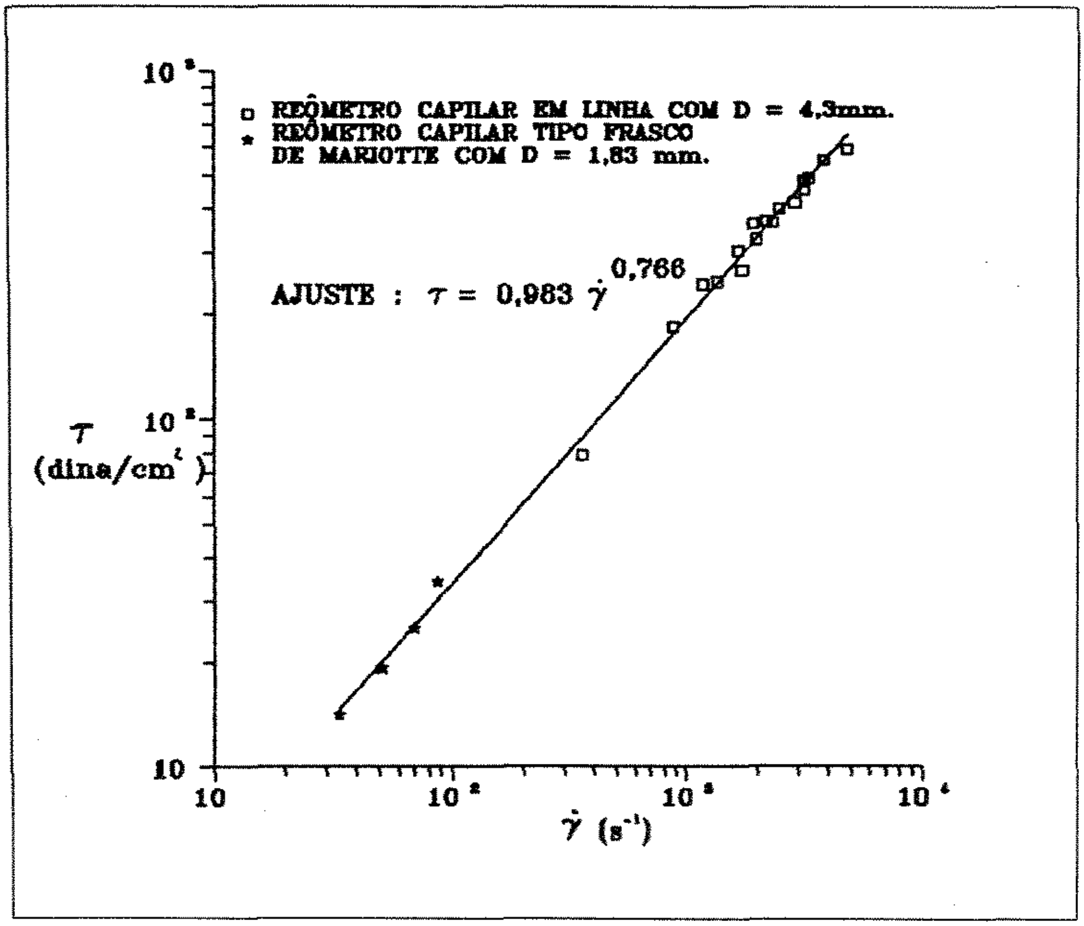

Figura IV.6: Curva Reológica para solução aquosa de CMC a 0,66% em peso

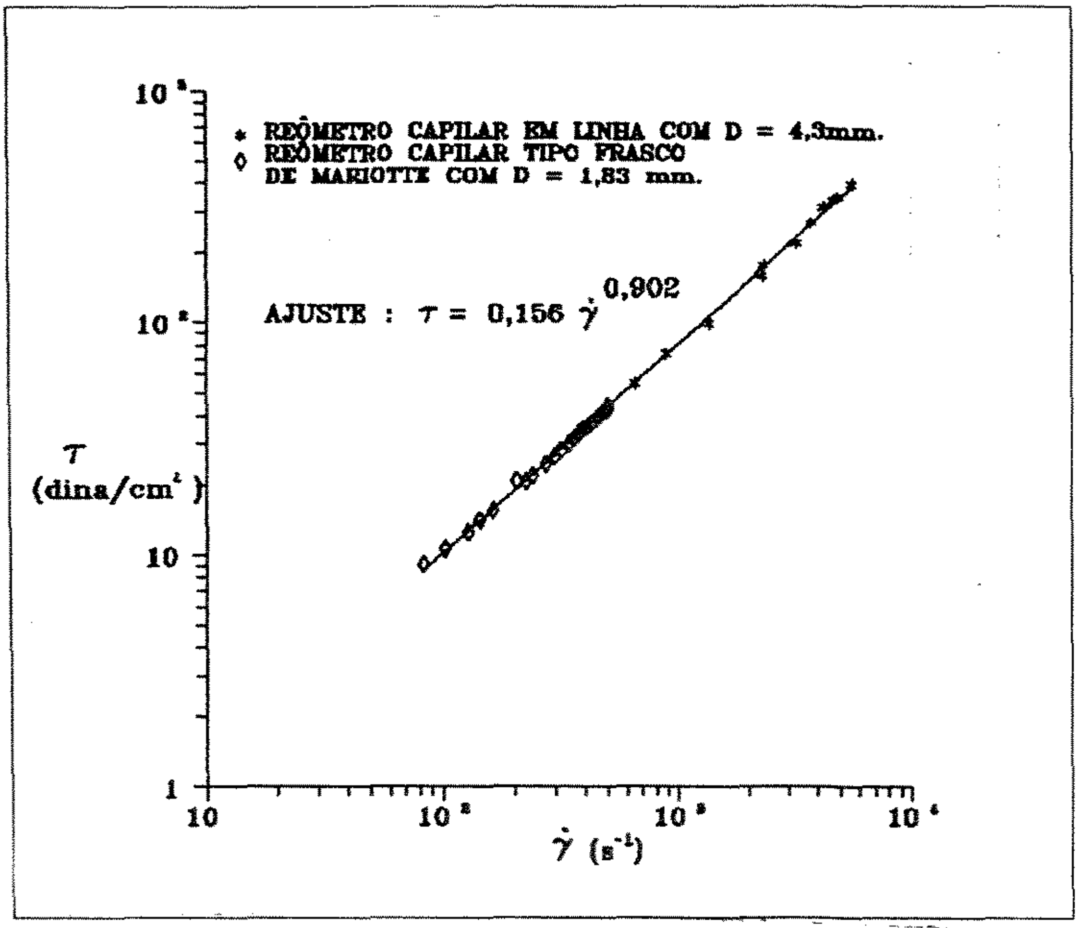

Figura IV.7: Curva Reológica para solução aquosa de CMC a 0,35% em peso

Como se verifica na figura IV.2 e nas tabelas B.1 e B.2 esses valores de velocidade não foram atingidos assegurando a não influência dos efeitos de entrada.

De modo análogo às equações desenvolvidas para o reômetro tubular *em linha*, a análise do reômetro capilar tipo Frasco de Mariotte resultou para a tensão de cisalhamento a seguinte relação:

$$\tau_w = \frac{D\,H\,\gamma_{CMC}}{4\,L} \tag{IV.13}$$

pois $\Delta P_{1,2} = 0$ e o fluxo é descendente.
H é o desnível entre as seções de entrada e saída do capilar.

E com os ensaios neste reômetro, de maneira análoga, construiu-se as curvas IV.4, IV.5, IV.6 e IV.7 na região de $\dot{\gamma}$ não alcançada nos ensaios com o reômetro tubular *em linha*, devido a inadequação da bomba utilizada para vazões muito baixas. Os resultados dos ensaios com os dois reômetros estão nas tabelas B.1, B.2, B.3 e B.4.

IV.3 Metodologia para Obtenção dos Pontos Experimentais

Neste trabalho utilizamos um método análogo ao apresentado em 1975 por Brea, Edwards e Wilkinson [49] para obtenção de V_t através da fluidização de partículas. Foram realizados vários ensaios no regime de fluidização com partículas e fluidos descritos nas tabelas C.1, C.2. Para cada situação partícula-fluido considerada mediu-se a altura do leito expandido numa faixa ampla de vazões (tabelas D.1 a D.12), tornando possível a construção dos gráficos de velocidade média do fluido nos interstícios (U) versus porosidade (ϵ), através das seguintes expressões:

$$\epsilon = 1 - \left(\frac{m_l}{\rho_s \frac{\pi D^2}{4} h_l}\right) \tag{IV.14}$$

e

$$U = \frac{Q}{\frac{\pi D^2}{4}\,\epsilon} \tag{IV.15}$$

onde

$$m_l = \text{massa do leito de partículas}$$

$$D = \text{diâmetro interno da coluna de testes}$$
$$h_l = \text{altura do leito expandido}$$

Em seguida os pontos experimentais de cada ensaio foram ajustados a uma curva média e extrapolados para a situação de $\epsilon = 1$ (eminência do regime de transporte das partículas). Neste ponto é válida a igualdade $U = V_t$.

IV.3.1 Resultados Obtidos e Considerações

Os resultados dos ensaios de fluidização são mostrados nas figuras E.1 a E.12. As extrapolações foram efetuadas no intervalo de porosidade de 0,9 a 1, com retas tangentes às curvas médias obtidas.

Foi constatado durante os ensaios que quanto mais expandido estiver o leito mais difícil e menos preciso será a medição de sua altura, devido a interface superior do leito de partículas se tornar cada vez mais indefinida. Devido a isso não foi possível obter com segurança pontos experimentais com porosidade maior do que 0,9.

Os valores de velocidade terminal de sedimentação obtidos pela extrapolação das curvas U vs ϵ foram comparados com valores preditos pela correlação proposta, aplicada a fluidos "Power-Law" (subseção III.3.2). Os resultados dessa comparação são mostrados na figura IV.8. A imprecisão obtida nos valores de V_t experimental, se deve principalmente a variações da reologia dos fluidos provocadas pelas variáveis tempo e temperatura, e se deve também as extrapolações feitas para obtenção de V_t. A máxima variação de temperatura verificada durante os ensaios de fluidização foi de $5°C$. E as curvas reológicas dos fluidos utilizados foram determinadas somente uma vez, imediatamente antes dos ensaios de fluidização com o referido fluido.

IV.3.2 Análise dos Resultados Experimentais para o Estudo do Efeito da Concentração

Como se verifica nas figuras E.1 a E.12 para alguns casos foi possível obter uma reta em coordenadas bi-logarítimicas e em outros casos não foi possível, nestes casos as curvas são apresentadas em coordenadas métricas. Os casos observados de não-linearidade da curva $\log U$ vs $\log \epsilon$ são coerentes com os resultados obtidos por Machac, Balcar e Lecjaks [50] em 1985. Para os casos em que foi possível obter uma reta da curva $\log U$ vs $\log \epsilon$, de modo análogo

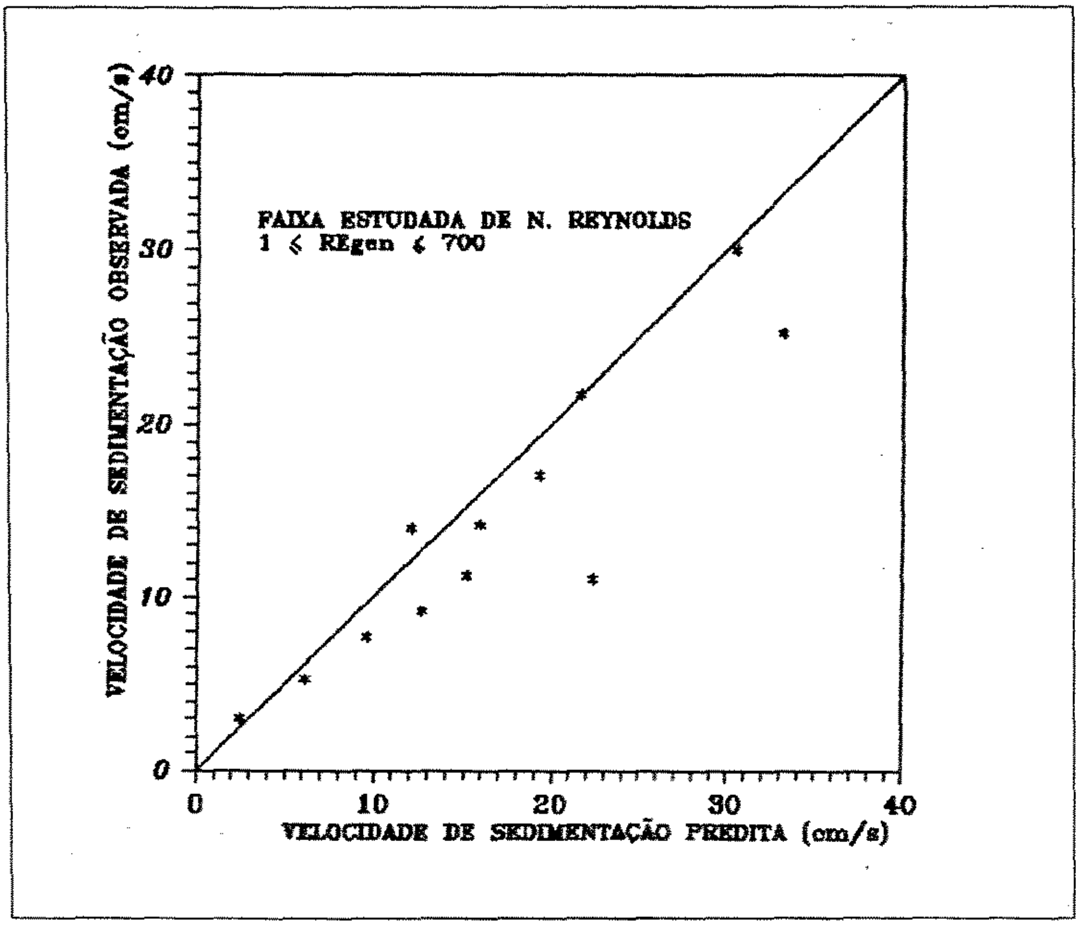

Figura IV.8: Verificação da correlação proposta para V_t com dados experimentais obtidos na unidade de fluidização a correlação desenvolvida por Richardson e Zaki [51] em 1954 para fluidos Newtonianos, propõe-se neste trabalho uma correlação para estudar o efeito da concentração de partículas de várias formas em fluidos não-Newtonianos. Os dados experimentais apresentados nas figuras E.3 a E.7, E.11 e E.12 podem ser interpretados por uma expressão empírica desenvolvida da seguinte forma:

$$\log U = \log V_t + \xi \log \epsilon \tag{IV.16}$$

onde

$$U = \frac{U_s}{\epsilon} \tag{IV.17}$$

Substituindo a equação IV.17 na equação IV.16 obtem-se:

$$\log U_s = \log V_t + \underbrace{(\xi + 1)}_{i} \log \epsilon \tag{IV.18}$$

arrumando

$$\frac{U_s}{V_t} = \epsilon^i \tag{IV.19}$$

O expoente i é uma função do número de Reynalds generalizado Re_{gen}, como mostrado na figura IV.9. E a partir dos resultados com sete sistemas partícula-fluido diferentes podemos propor a forma:

$$i = 4,693\ Re_{gen}^{-0,111} \tag{IV.20}$$

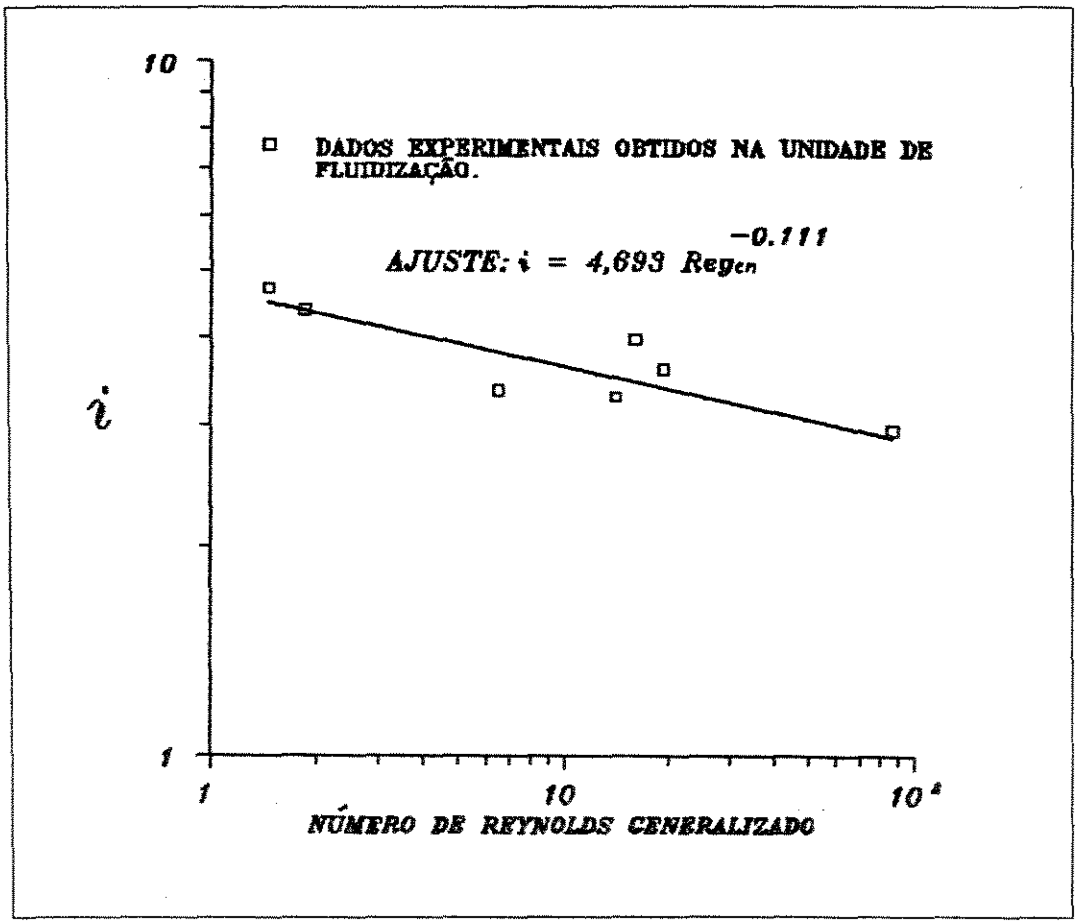

Figura IV.9: Ajuste do parâmetro i

Capítulo V

Aplicações

V.1 Introdução

As correlações obtidas neste trabalho possuem uma grande gama de aplicações, podendo ser utilizadas na maioria dos processos de separação sólido-líquido e no processamento de sólidos nas Indústrias Químicas, de Alimentos e de Mineração. A seguir exemplificamos sua aplicação na perfuração de poços de petróleo. A tendência para perfurações cada vez mais profundas e o consequente aumento da potência requerida para circulação do fluido de perfuração tem enfatizado a necessidade de um estudo mais efetivo dos fatores que afetam a remoção contínua do cascalho dos poços, com fluidos de perfuração que são basicamente lamas argilosas dissolvidas em água ou óleo. Uma grande porção da potência requerida em operações de perfuração é consumida na circulação desses fluidos de perfuração. Um fator importante para o estabelecimento da taxa de circulação de lama é a velocidade mínima no anular necessária para remover o cascalho com eficiência. Foi constatado empiricamente que a velocidade da lama de 200 ft/min [43], no espaço anular, remove, na maioria dos casos, o cascalho com eficiência. Um estudo empírico posterior a esse chegou a valores de até 50 ft/min [44]. O fato é que a generalização desses valores não leva em consideração as diferentes configurações em que se verifica o transporte, como o tamanho do anular, as propriedades físicas e reológicas do fluido e do cascalho.

A obtenção de um modelo semi-empírico que considera todas essas variáveis envolvidas pode com segurança, em muitos casos, reduzir a velocidade da lama a valores menores do que esses, sem causar prejuizo na abilidade da lama de remoção do cascalho.

V.2 Obtenção de uma Correlação para Predição da Taxa de Transporte de Cascalho com Fluidos de Perfuração, em Poços Verticais

A situação particular considerada é a de poços verticais, com transporte ascendente de cascalho. É de grande importância também o estudo do transporte de cascalho em poços direcionais onde outros fatores devem ser considerados, como a excentricidade do anular, a formação de leitos de partículas nas regiões inferiores do anular, o angulo de inclinação da perfuração, etc ... Nesse sentido, em 1980 um estudo abrangente e criterioso foi realizado por Iyoho [52] em sua tese de Doutorado.

Para poços verticais a taxa de transporte (R_T) é definida como:

$$R_T = \frac{\bar{V}_{trans}}{\bar{U}_a} \qquad (V.1)$$

onde

$$\begin{aligned} \bar{V}_{trans} &= \text{velocidade média de transporte de cascalho} \\ \bar{V}_{trans} &= \bar{U}_a - V_t \qquad (V.2) \\ \bar{U}_a &= \text{velocidade média intersticial de ascenção da lama no espaço anular} \end{aligned}$$

A equação IV.19 aplicada ao transporte vertical em espaço anular resulta em:

$$\frac{(\bar{U}_a - \bar{V}_{trans})\,\epsilon}{V_t} = \epsilon^{i} \qquad (V.3)$$

onde

$$\epsilon = (1 - f_s) \qquad (V.4)$$

e
f_s = fração volumétrica de sólidos

Substituindo V.4 na V.3 e arrumando obtem-se:

$$\frac{(\bar{U}_a - \bar{V}_{trans})}{V_t} = (1 - f_s)^{i-1} \qquad (V.5)$$

Multiplicando e dividindo o lado esquerdo da equação V.5 por $\bar{U}_a$ resulta:

$$1 - R_T = \frac{V_t}{\bar{U}_a} (1 - f_s)^{i-1} \qquad (V.6)$$

Por outro lado $\bar{V}_{trans}$ e $\bar{U}_a$ são equivalentes a:

$$\bar{V}_{trans} = \frac{q_s}{A_a\, f_s} \qquad (V.7)$$

$$\bar{U}_a = \frac{q_l}{A_a\,(1 - f_s)} \qquad (V.8)$$

onde
q_s = vazão volumétrica de sólidos
q_l = vazão volumétrica de lama
A_a = área da secão anular de escoamento

Dividindo a equação V.7 pela V.8 obtem-se:

$$R_T = \frac{(1 - f_s)}{f_s} \frac{q_s}{q_l} \qquad (V.9)$$

e isolando f_s na equação V.9 resulta:

$$f_s = \frac{q_s}{q_s + R_T\, q_l} \qquad (V.10)$$

onde

$$q_s = (TPB)\, \frac{\pi\, D_b^2}{4} \qquad (V.11)$$

e

$$q_l = \bar{U}_{a_s} \frac{\pi}{4} (D_b^2 - D_c^2) \qquad (V.12)$$

TPB = taxa de penetração da broca (cm/s)
D_b = diâmetro da broca ou conjunto de brocas
D_c = diâmetro da coluna
$\bar{U}_{a_s}$ = velocidade média superficial de ascenção da lama no espaço anular

$$\bar{U}_a = \frac{\bar{U}_{a_s}}{(1 - f_s)} \qquad (V.13)$$

Substituindo as equações V.10, V.11, V.12 e V.13 na equação V.6 resulta:

$$(1 - R_T) = \frac{V_t}{\bar{U}_{a_s}} \left[\frac{1}{\frac{(TPB)\, D_b^2}{R_T\, \bar{U}_{a_s}\, (D_b^2 - D_c^2)} + 1} \right]^i \tag{V.14}$$

De outro modo, substituindo as equações V.1, V.2, V.13 na equação V.14 obtem-se:

$$1 - \left\{ \frac{\left[\frac{\bar{U}_{a_s}}{(1 - f_s)} - V_t \right] (1 - f_s)}{\bar{U}_{a_s}} \right\} =$$

$$\frac{V_t}{\bar{U}_{a_s}} \left\{ \frac{1}{\frac{(TPB)\, D_b^2}{\left[\frac{\bar{U}_{a_s}}{(1 - f_s)} - V_t \right] (1 - f_s)\, (D_b^2 - D_c^2)} + 1} \right\}^i \tag{V.15}$$

E por fim substituindo a equação V.13 na equação V.6 resulta:

$$(1 - R_T) = \frac{V_t}{\bar{U}_{a_s}} (1 - f_s)^i \tag{V.16}$$

V.2.1 Simulação da Correlação Obtida

Primeiramente fixando valores de V_t, D_b e D_c na equação V.14 foi possível construir gráficos de R_T vs TPB para vários valores de $\bar{U}_{a_s}$. Analogamente com as equações V.15 e V.16 construiu-se gráficos de f_s vs TPB e R_T vs f_s. Os gráficos resultantes da simulação, são apresentados nas figuras V.1 e V.2. A partícula e o fluido escolhido para a simulação, foram utilizados por Sifferman et al. [44] em seus experimentos em 1974, e representam bem as condições reais de campo em alguns casos.

Nota-se que nas equações V.14, V.15 e V.16 não é possível fixar, de modo explícito, a esfericidade da partícula e a tensão de cizalhamento. Portanto é lícito supor que o parâmetro i seja uma função de φ e $\tau(\dot{\gamma})$. O número de Reynolds generalizado, definido na equação III.13, é função dessas duas variáveis, portanto é admissível que i seja uma função de Re_{gen} como constatado na figura IV.9.

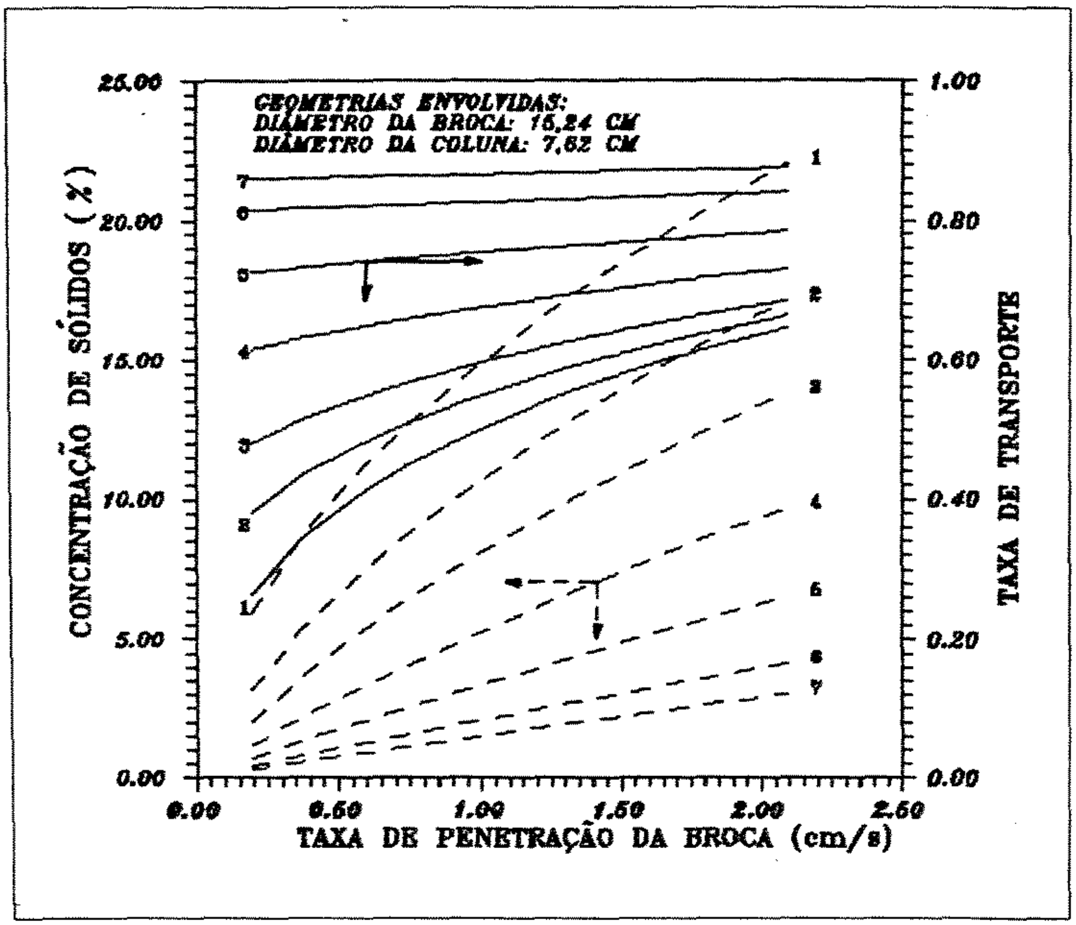

Figura V.1: Simulação da correlação proposta para predição de R_T, utilizando valor predito de V_t (f_s vs TPB e R_T vs TPB)

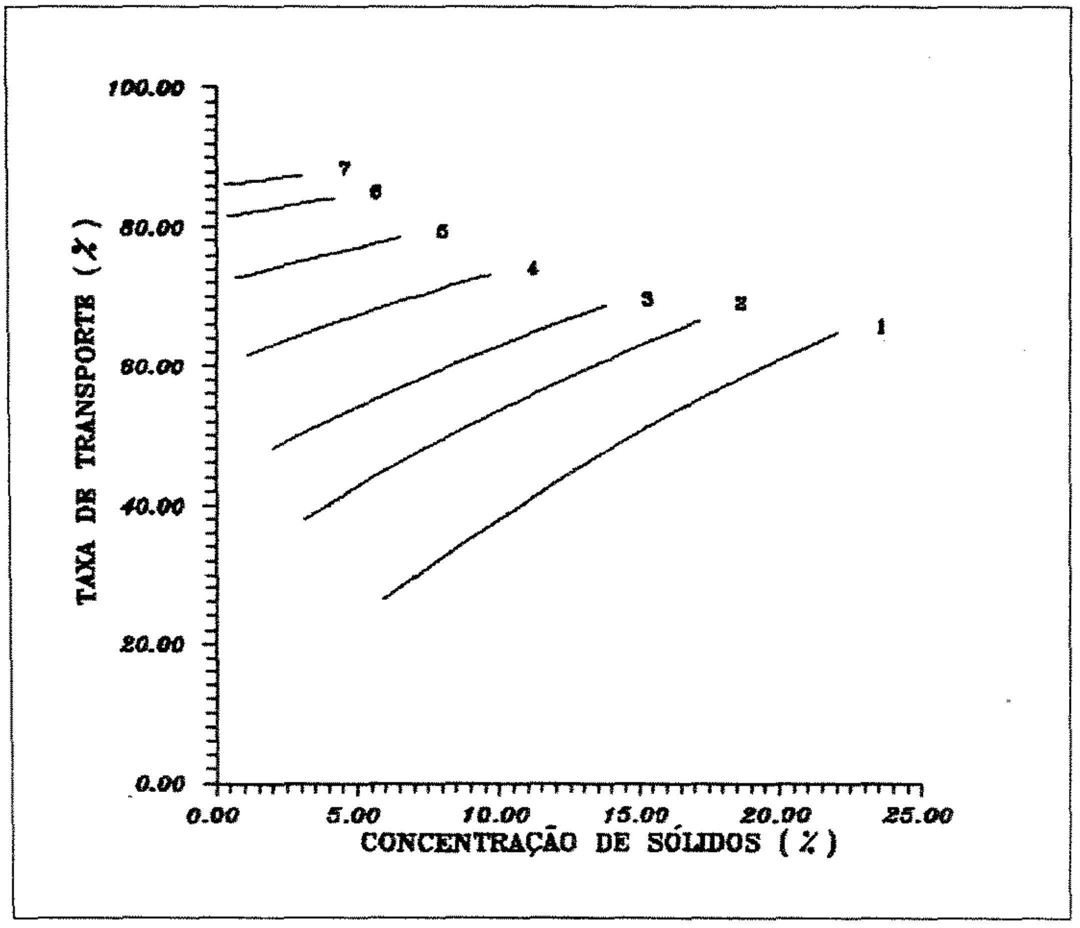

Figura V.2: Simulação da correlação proposta para predição de R_T, utilizando valor predito de V_t (R_T vs f_s)

Dados referentes às figuras V.1 e V.2:
Partícula: em forma de disco, com diâmetro igual a 0,953 cm, espessura de 0,318 cm e massa específica (ρ_s) de 2,6 g/cm^3.
Fluido: lama a base de água, com massa específica (ρ) de 1,309 g/cm^3, viscosidade plástica (μ_0) de 2,4 cP e tensão residual (τ_0) de 23,94 dina/cm^2.
Legenda:
curva 1: $\bar{U}_{a_s} = 15,24$ cm/s
curva 2: $\bar{U}_{a_s} = 20,32$ cm/s
curva 3: $\bar{U}_{a_s} = 25,40$ cm/s
curva 4: $\bar{U}_{a_s} = 35,56$ cm/s
curva 5: $\bar{U}_{a_s} = 50,80$ cm/s
curva 6: $\bar{U}_{a_s} = 76,20$ cm/s
curva 7: $\bar{U}_{a_s} = 101,6$ cm/s
Geometrias envolvidas:
- Seção transversal anular
- Diâmetro externo do anular = 15,24 cm
- Diâmetro interno do anular = 7,62 cm
Faixa de vazão mássica de alimentação de sólidos considerada: 90,11 a 991,24 g/s.

Capítulo VI

Conclusões e Sugestões

VI.1 Conclusões

Foi desenvolvida neste trabalho uma correlação para o cálculo da velocidade de queda de partículas não-esféricas em meio fluido infinito puramente viscoso, sendo sua formulação adaptável a qualquer modelo reológico de fluido. A correlação foi ajustada com 148 dados experimentais, e foi testada com 287 dados experimentais de diversos autores (inclusive dados experimentais obtidos neste trabalho), incluindo partículas de várias formas, com esfericidade na faixa de 0,5 a 1,0 e tamanhos que variam de $0,0635 \leq d_p \leq 2,423$ cm, e fluidos pseudo-plásticos.

Foi projetada e montada neste trabalho uma unidade de testes de fluidização, com um reômetro tubular *em linha*. Foram obtidos 178 pontos experimentais nos ensaios de fluidização com 5 partículas diferentes em tamanho e/ou forma e soluções de carboximetil-celulose, caracterizadas no reômetro tubular em linha e num reômetro capilar tipo Frasco de Mariotte.

Através de experimentos com fluidização de partículas com soluções poliméricas aquosas foi estabelecida uma generalização da correlação de Richardson e Zaki, referente à influência da concentração de sólidos na velocidade relativa sólido-fluido. Com a utilização desse resultado e das expressões desenvolvidas neste trabalho para coeficiente de arraste de partículas não-esféricas em fluidos não-Newtonianos, foi desenvolvida uma correlação aplicada ao arraste vertical, ascendente, de partículas com fluidos de perfuração.

Foram feitas simulações das correlações obtidas para o cálculo da velocidade de queda de partículas e para o cálculo da taxa de transporte de partículas.

Os resultados aqui apresentados se referem a sistemas sólido-fluido heterogêneos onde se distingue claramente as partículas e o fluido.

VI.2 Sugestões

Considerando que os resultados obtidos no presente trabalho são aplicáveis a fluidos não-Newtonianos que não exibem propriedades elásticas, recomendamos uma extensão do mesmo visando as aplicações a fluidos que apresentam aquelas propriedades.

Deve-se dar continuidade aos ensaios de fluidização, com o objetivo de se estudar o efeito da concentração de partículas e o efeito da forma na velocidade relativa sólido-fluido, levando em consideração a variável temperatura e com tamanhos de partículas não contidos na faixa estudada.

A predição da taxa de transporte de sólidos deverá ser comparada com resultados experimentais quando se dispuser de dados completos de arraste de partículas em testes controlados, onde a reologia e as outras propriedades físicas dos fluidos possam ser determinadas com boa precisão.

Apêndice A

Tabelas de Partículas e Fluidos Utilizados por Outros Autores

AUTOR	FORMA	d_p (mm) (diâmetro da esfera de igual volume)	Esfericidade	Massa Específica (g/cm³)
Massarani [39]	DISCO	4,65	0,50	2,70
Massarani	DISCO	3,87	0,56	2,70
Massarani	DISCO	2,97	0,66	2,70
Massarani	DISCO	2,54	0,72	2,70
Massarani	CILINDRO EQUILÁTERO	2,58	0,87	2,65
Massarani	ESFERA	1,50	1	8,02
Massarani	ESFERA	1,50	1	3,89
Massarani	ESFERA	2,40	1	10,95
Walker & Mayers [40]	DISCO	7,26	0,524	2,83
Walker & Mayes	DISCO	5,77	0,825	2,68
Walker & Mayes	DISCO	4,57	0,693	2,68
Walker & Mayes	DISCO	18,31	0,693	1,38
Walker & Mayes	DISCO	23,09	0,825	1,38

Tabela A.1: Propriedade das partículas utilizadas no ajuste da função $\Theta(\varphi)$

AUTORES	TIPO	MASSA ESPECÍFICA (g/cm^3)	TENSÃO DE CISALHAMENTO ($dina/cm^2$)	TAXA DE DEFORMAÇÃO (s^{-1})
Massarani [39]	Poliacrilamina	1	$8,62\ \dot{\gamma}^{0,442}$	1,56 - 72,9
Massarani [39]	Poliacrilamina + Carboximetil Celulose	1	$4,35\ \dot{\gamma}^{0,663}$	3,48 - 34,5
Massarani [39]	Hidroxietil Celulose	1,01	$50,5\ \dot{\gamma}^{0,782}$	0,12 - 1,23
Walker and Mayes [40]	X.C.	1	$15,32\ \dot{\gamma}^{0,327}$	0,1 - 1.000,0
Walker and Mayes [40]	X.C. + C.M.C.	1	$13,02\ \dot{\gamma}^{0,399}$	0,1 - 1.000,0

Tabela A.2: Propriedade dos fluidos utilizados no ajuste da função $\Theta(\varphi)$

DESCRIÇÃO DAS PARTICULAS	DIMENSÕES (cm)			MASSA ESPECÍFICA (g/cm³)	dp* (cm)	φ*
	X	Y	X			
PRISMA QUADRADO DE VIDRO	1,669	1,669	0,533	2,496	1,440	0,703
PRISMA RETANGULAR DE VIDRO	1,610	3,226	0,533	2,496	1,768	0,631
PRISMA QUADRADO DE VIDRO	3,200	3,200	0,533	2,496	2,235	0,575
ESFERA DE VIDRO	1,524(diam.)		-	2,496	1,524	1
"	0,472	-	-	2,432	0,472	1
PRISMA QUADRADO DE ALUMÍNIO	0,635	0,635	0,318	2,704	0,627	0,767
"	0,635	0,635	0,159	2,704	0,495	0,637
DISCO DE ALUMÍNIO	0,476(diam.)		0,159	2,768	0,373	0,738
"	0,476	-	0,318	2,768	0,470	0,834
PRISMA RETANGULAR DE VIDRO	1,163	1,064	0,546	2,496	1,087	0,756
"	1,448	1,331	0,330	2,496	1,067	0,628
DISCO DE PLÁSTICO + BARITA	2,540(diam.)		1,270	2,592	2,309	0,825
"	2,540	-	0,714	2,592	1,905	0,720
"	2,143	-	0,556	2,592	1,565	0,702
"	1,826	-	0,873	2,592	1,636	0,819
"	1,826	-	0,188	2,592	1,336	0,704
"	0,594	-	0,794	2,592	1,394	0,832
"	0,594	-	0,397	2,592	1,105	0,705
"	1,270	-	0,635	2,592	1,153	0,825
"	1,270	-	0,318	2,592	0,917	0,693
"	1,270	-	0,159	2,592	0,729	0,526
"	0,953	-	0,318	2,592	0,757	0,756
"	1,826	-	0,953	2,592	1,684	0,831
"	1,826	-	0,476	2,592	1,336	0,704
"	1,588	-	0,238	2,592	0,965	0,570

* CALCULADO NESTE TRABALHO

Tabela A.3: Partículas utilizadas por Hall et al. (1950)

TIPO DE FLUIDO	PARÂMETRO DO MODELO DE BINGHAM		MASSA ESPECÍFICA [g/cm³]
	TENSÃO RESIDUAL [dina/cm²]	VISCOSIDADE PLÁSTICA [POISE]	
BENTONITA	0	0,0266	1,024
"	0	0,0415	1,032
"	0,335	0,0609	1,040
"	9,047	0,1284	1,046
"	4,021	0,1265	1,050
"	1,675	0,0642	1,042
"	0	0,0415	1,021
LUBRIGEL	0	0,0129	0,998
"	1,340	0,0271	1,029
"	18,09	0,0293	1,051
"	36,19	0,0293	1,066
BENTONITA	0	0,0050	1,006
"	0	0,0226	1,024
BENTONITA E BAROIDS	0	0,0484	1,184
"	3,351	0,0632	1,195
AQUAGEL	58,40	0,0698	1,051
"	26,81	0,0407	1,048
"	13,88	0,0444	1,050
LAMA A BASE DE ARGILA E ÁGUA *	23,84	0,0235	1,309
"	79,94	0,0991	1,291
"	0,737	0,0060	1,236
"	3,672	0,0066	1,224

* FLUIDOS REAIS UTILIZADOS NO CARREAMENTO DE CASCALHO DE POÇOS DE PERFURAÇÃO

Tabela A.4: Fluidos utilizados por Hall et al. (1950)

DESCRIÇÃO DAS PARTÍCULAS	DIMENSÕES (cm)			MASSA ESPECÍFICA (g/cm^3)	dp* (cm)	φ
	X	Y	Z			
ESFERAS DE VIDRO COM DIÂMETRO = X	2,423	-	-	2,688	2,423	1
	2,126	-	-	2,512	2,126	1
	1,504	-	-	2,528	1,504	1
	1,349	-	-	2,608	1,349	1
	0,665	-	-	2,560	0,665	1
	0,381	-	-	2,464	0,381	1
PRISMAS RETANGULARES DE VIDRO COM ESPESSURA = 0,660 cm	0,660	2,540	2,540	2,496	2,022	0,664
	0,660	2,540	1,905		1,826	0,674*
	0,660	2,540	1,270		1,595	0,696*
	0,660	2,540	0,635		1,265	0,677
	0,660	1,270	1,270		1,265	0,765
	0,660	0,635	0,635		0,798	0,825
PRISMAS RETANGULARES DE VIDRO COM ESPESSURA = 0,419 cm	0,419	2,540	2,540	2,496	1,730	0,548
	0,419	2,540	1,905		1,572	0,579*
	0,419	2,540	1,270		1,369	0,611*
	0,419	2,540	0,635		1,123	0,673
	0,419	1,270	1,905		1,247	0,652*
	0,419	1,270	1,270		1,123	0,789
	0,419	1,270	0,635		0,853	0,713*
	0,419	0,635	0,635		0,676	0,766
PRISMAS RETANGULARES DE VIDRO COM ESPESSURA = 0,292 cm	0,292	2,540	2,540	2,496	1,534	0,465
	0,292	2,540	1,905		1,392	0,496*
	0,292	2,540	1,270		1,214	0,534*
	0,292	2,540	0,635		0,965	0,578
	0,292	1,905	1,905		1,255	0,522*
	0,292	1,905	1,270		1,102	0,570*
	0,292	1,905	0,635		0,884	0,629*
	0,292	1,270	1,270		0,965	0,623
	0,292	1,270	0,635		0,762	0,669*
	0,292	0,635	0,635		0,599	0,730
PRISMAS RETANGULARES DE VIDRO COM ESPESSURA = 0,196 cm	0,196	2,540	2,540	2,496	1,341	0,379
	0,196	2,540	1,905		1,219	0,409*
	0,196	2,540	1,270		1,059	0,444*
	0,196	2,540	0,635		0,968	0,496
	0,196	1,905	1,905		1,107	0,545*
	0,196	1,905	1,270		0,968	0,484*
	0,196	1,905	0,635		0,777	0,556*
	0,196	1,270	1,270		0,841	0,526
	0,196	1,270	0,635		0,678	0,613*
	0,196	0,635	0,635		0,538	0,699

* CALCULADO NESTE TRABALHO

Tabela A.5: Partículas utilizadas por Hopkin (1967)

TIPO DE FLUIDO	PARÂMETRO DO MODELO DE BINGHAM		MASSA ESPECÍFICA (g/cm^3)
	TENSÃO RESIDUAL ($dina/cm^2$)	VISCOSIDADE PLÁSTICA (POISE)	
ÁGUA	0	0,01	0,996
DRISCOSE	4,787	0,08	0,996
DRISCOSE *	47,87	0,25	0,996

* COM ESTE FLUIDO SÓ FOI POSSÍVEL PREDIZER V_t DE PARTÍCULAS COM $d_p \geqslant 2$ cm

Tabela A.6: Fluidos utilizados por Hopkin (1967)

TIPOS DE FLUIDO: SOLUÇÕES DE POLÍMEROS EM ÁGUA	PARÂMETRO DO MODELO POWER-LAW		MASSA ESPECÍFICA (g/cm^3)
	ÍNDICE DE CONSISTÊNCIA ($dina.\ s^n/cm^2$)	ÍNDICE DE COMPORTAMENTO DO FLUIDO	
XC	15,318	0,327	1
XC + CMC	13,021	0,399	1
CMC	9,047	0,539	1
CMC	3,863	0,613	1
CMC	0,957	0,737	1

XC XANTHAN GUM

CMC CARBOXIMETIL CELULOSE

Tabela A.7: Fluidos utilizados por Walker e Mayes (1975)

DESCRIÇÃO DAS PARTÍCULAS	DIMENSÕES (cm)		MASSA ESPECÍFICA (g/cm^3)	dp* (cm)	φ*
	DIÂMETRO	ESPESSURA			
DISCO	2,540	1,270	2,822	2,309	0,825
	2,540	0,635	2,822	1,831	0,693
	2,540	0,318	2,822	1,453	0,524
	1,270	0,635	2,822	1,153	0,825
	1,270	0,159	2,822	0,726	0,524
	0,635	0,635	2,672	0,726	0,874
	0,635	0,318	2,672	0,577	0,825
	0,635	0,159	2,672	0,457	0,693
	2,540	1,270	1,376	2,309	0,825
	2,540	0,635	1,376	1,831	0,693
	1,270	1,270	1,376	1,453	0,874
	1,270	0,635	1,376	1,153	0,825
	0,635	0,635	1,376	0,726	0,874
	1,270	1,270	2,682	1,453	0,874
	1,270	0,318	2,822	0,917	0,693
	0,635	0,079	8,744	0,363	0,524
PRISMA QUADRADO	2,540 (LADO)	0,630	1,416	1,875	0,682
PRISMA TRIANGULAR (ISOSCELES)	2,540 (LADO)	0,627	1,416	1,382	0,778
PRISMA RETANGULAR	2,540 x 1,270	0,599	1,416	1,575	0,725

* CALCULADO NESTE TRABALHO

Tabela A.8: Partículas utilizadas por Walker e Mayes (1975)

DESCRIÇÃO DAS PARTÍCULAS	DIÂMETRO (cm)	MASSA ESPECÍFICA (g/cm^3)
ESFERAS DE RUBI	0,06350	3,9800
	0,07620	
	0,10000	
	0,15875	
ESFERAS DE AÇO	0,15875	7,7943
	0,31750	7,7552

Tabela A.9: Partículas utilizadas por Turian (1964)

TIPO DE FLUIDO		PARÂMETRO DO MODELO DE ELLIS			TAXA DE DEFORMAÇÃO (s^{-1})	MASSA ESPECÍFICA (g/cm^3)
		η_o (POISE)	$\tau_{1/2}$ ($dina/cm^2$)	α		
1% de HEC EM ÁGUA A	20°C	41,8	131,0	2,627	80 - 392	1,0011
	30°C	23,4	88,5	2,079	75 - 230	0,9988
1,25% de HEC EM ÁGUA A	20°C	113,4	75,3	1,775	100 - 275	1,0017
	30°C	63,6	39,2	1,475	65 - 190	0,9996
1% de PEO EM ÁGUA A	20°C	13,3	48,3	2,566	70 - 175	0,9980
	30°C	8,29	5,04	1,788	120 - 10000	0,9956
2% de PEO EM ÁGUA A	20°C	331,3	72,0	2,690	130 - 240	0,9988
	30°C	210,2	77,3	2,788	120 - 310	0,9964

HEC HIDROXIETIL CELULOSE

PEO OXIDO DE POLIÊTILENO

Tabela A.10: Fluidos utilizados por Turian (1964)

Apêndice B

Dados Experimentais da Reologia dos Fluidos

VOLUME DE FLUIDO COLETADO (cm³)	TEMPO DE COLETA (S)	8 U/D (s^{-1})	$\dot{\gamma}$ (s^{-1})	H (cm)	τ (dina/cm²)
1000	72,5	1767	1902	16,95	361
400	32,0	1601	1723	12,60	268
400	28,0	1830	1970	15,30	326
400	23,8	2153	2317	17,10	364
400	19,2	2669	2873	19,45	414
500	59,0	1086	1169	11,40	243
300	19,0	2023	2177	17,20	367
300	13,2	2912	3134	22,50	479
500	18,0	3559	3831	25,60	545
500	14,4	4448	4788	27,60	588
300	25,0	1537	1654	14,20	303
300	16,8	2288	2463	18,70	398
500	22,0	2912	3134	21,20	452
500	21,0	3050	3283	22,80	486
200	31,4	816	878	8,65	184
200	20,6	1244	1339	11,60	247
50	19,4	330	355	3,70	79

Tabela B.1: Resultados obtidos no Reômetro Tubular *em linha*, para a solução de 0,66% de CMC

VOLUME DE FLUIDO COLETADO (cm³)	TEMPO DE COLETA (S)	8 U/D (s^{-1})	$\dot{\gamma}$ (s^{-1})	H (cm)	τ (dina/cm²)
100	9,8	1307	1343	4,65	99
200	11,6	2209	2269	7,4	158
500	20,6	3109	3193	10,3	220
500	14,4	4448	4569	15,5	331
1000	27,4	4675	4802	16,1	343
1000	24,0	5338	5483	18,3	390
100	20,2	634	651	2,6	55
100	15,0	854	877	3,4	73
500	17,8	3598	3696	12,5	267
500	28,6	2240	2301	8,2	175
500	15,8	4054	4164	14,6	312

Tabela B.2: Resultados obtidos no Reômetro Tubular *em linha*, para a solução de 0,35% de CMC

MASSA DE FLUIDO COLETADA (g)	TEMPO DE COLETA (S)	8 U/D (s^{-1})	$\dot{\gamma}$ (s^{-1})	H (cm)	τ (dina/cm²)
14,31	753	32	34	35,9	14,1
15,18	542	47	51	48,9	19,2
23,87	612	65	70	63,6	25,0
39,94	815	81	87	86,5	34,0

Tabela B.3: Resultados obtidos no Reômetro Tipo Frasco de Mariotte, para a solução de 0,66% de CMC

MASSA DE FLUIDO COLETADA (g)	TEMPO DE COLETA (S)	8 U/D (s^{-1})	$\dot{\gamma}$ (s^{-1})	H (cm)	τ (dina/cm²)
71,58	304,2	391,86	403	91	35,7
76,81	337,4	379,12	389	88	34,5
83,80	382,4	364,94	375	85	33,3
88,02	423,0	346,52	356	81	31,7
90,22	457,2	328,63	338	77	30,2
85,28	461,2	307,94	316	72	28,3
86,64	500,8	288,11	296	68	26,6
88,23	554,8	264,83	272	63	24,7
61,18	439,2	231,98	238	56	22,0
77,53	592,0	218,10	224	53	20,8
58,79	489,2	199,74	205	49	21,0
60,80	213,2	474,92	488	107	42,0
57,88	210,0	459,00	471	104	40,8
48,50	180,0	448,71	461	102	40,0
48,27	184,8	434,99	447	99	38,8
44,47	180,0	411,43	423	94	36,9
34,18	360,8	157,77	162	40	15,6
30,12	360,0	139,34	143	36	14,1
26,92	360,0	124,53	128	32	12,5
21,46	360,2	99,22	102	27	10,6
17,44	360,0	80,67	83	23	9,1
69,70	240,0	483,64	497	109	42,7
81,22	279,4	484,10	497	111	43,6
62,89	214,2	488,95	502	110	43,1

Tabela B.4: Resultados obtidos no Reômetro Tipo Frasco de Mariotte, para a solução de 0,35% de CMC

Apêndice C

Partículas e Fluidos Utilizados na Unidade de Fluidização

DESCRIÇÃO DAS PARTÍCULAS	** MASSA ESPECÍFICA (g/cm³)	* VOLUME (cm³)	* dp (cm)	φ
ESFERAS DE VIDRO	2,546	0,004	0,20 ± 0,01	1
ESFERAS DE VIDRO	2,546	0,015	0,304 ± 0,008	1
CILINDROS ELÍPTICOS DE NYLON	1,328	0,018	0,326	0,853 ± 0,004
CILINDROS DE POLIETILENO	1,229	0,533	1,006	0,82
LASCAS DE MARMORE	2,860	** 0,045	** 0,442	0,70

* VALORES MÉDIOS OBTIDOS ATRAVÉS DE MEDIÇÃO DAS DIMENSÕES DE 100 AMOSTRAS DE PARTÍCULAS COM PAQUÍMETRO

** OBTIDO POR PICNOMETRIA

Tabela C.1: Propriedade das partículas utilizadas na Unidade de Fluidização

TIPOS DE FLUIDOS	TENSÃO DE CISALHAMENTO (dina/cm²)	TAXA DE DEFORMAÇÃO (s^{-1})	MASSA ESPECÍFICA (g/cm³)
ÁGUA A 30°C	$0,0085\,\dot{\gamma}$		0,9956
C.M.C. SOL. AQUOSA A 0,35% EM PESO E 30°C	$0,156\,\dot{\gamma}^{0,902}$	83 - 5483	0,998
C.M.C. SOL. AQUOSA A 0,66% EM PESO E 30°C	$0,983\,\dot{\gamma}^{0,766}$	34 - 4788	0,999

C.M.C. CARBOXIMETIL CELULOSE

Tabela C.2: Propriedade dos fluidos utilizados na Unidade de Fluidização

Apêndice D

Resultados dos Ensaios de Fluidização

	ALTURA DO LEITO EXPANDIDO (cm)	POROSIDADE ϵ	VOLUME DE FLUIDO COLETADO (cm^3)	TEMPO DE COLETA (S)	VELOCIDADE SUPERFICIAL, U_s (cm/S)
PARTE I	7,7	0,570	4000	20,50	4,76
	10,7	0,690	4000	12,50	7,81
	12,7	0,740	4000	9,00	10,84
	19,0	0,820	4000	7,75	12,59
	22,7	0,850	4000	7,00	13,94
PARTE II	16,7	0,446	1000	6,00	4,07
	19,0	0,513	2000	10,00	4,88
	22,0	0,579	2000	7,75	6,29
	28,0	0,669	2000	6,00	8,12
	32,0	0,711	2000	5,25	9,29
	33,0	0,720	4000	11,00	8,88
	42,5	0,782	4000	9,25	10,54
	45,5	0,797	4000	8,50	11,49
	54,0	0,829	4000	7,50	13,00
	60,5	0,847	4000	7,00	13,93
	69,0	0,866	6000	10,00	14,64
	71,0	0,870	4000	7,00	13,93
	75,0	0,877	4000	6,25	15,61
	79,5	0,884	4000	6,00	16,27
	83,0	0,888	4000	5,75	16,98
	90,0	0,897	4000	5,25	18,59
	97,0	0,905	6000	7,00	20,90

massa do leito de partículas (PARTE I) = 347,5 g
massa do leito de partículas (PARTE II) = 966,2 g

Tabela D.1: Dados experimentais obtidos através da fluidização de esferas de vidro, com $d_p = 0,2$ cm, em água a $30\,^{\circ}C$

ALTURA DO LEITO EXPANDIDO (cm)	POROSIDADE, ϵ	VOLUME DE FLUIDO COLETADO (cm^3)	TEMPO DE COLETA (S)	VELOCIDADE SUPERFICIAL, U_s (cm/S)
19,5	0,58	2000	21,25	2,30
24,5	0,66	2000	14,00	3,48
28,5	0,71	2000	11,00	4,43
33,5	0,75	4000	19,00	5,14
38,5	0,79	4000	16,75	5,82
43,5	0,81	4000	15,00	6,50
48,5	0,83	4000	14,25	6,85
53,5	0,85	4000	13,50	7,23
63,5	0,87	4000	12,00	8,13
73,5	0,89	6000	17,00	8,61
82,5	0,90	6000	16,00	9,15
99,5	0,92	6000	14,50	10,09
87,5	0,91	6000	15,00	9,76
19,5	0,58	2000	19,25	2,53
30,5	0,73	2000	10,75	4,54
38,5	0,79	4000	16,25	6,00
52,5	0,84	4000	14,00	6,97
62,5	0,87	4000	12,00	8,13
86,5	0,90	4000	10,50	9,29

massa do leito de partículas = 448,5 g

Tabela D.2: Dados experimentais obtidos através da fluidização de cilindros elípticos de Nylon em água a 30 $^\circ C$

ALTURA DO LEITO EXPANDIDO (cm)	POROSIDADE, ϵ	VOLUME DE FLUIDO COLETADO (cm^3)	TEMPO DE COLETA (S)	VELOCIDADE SUPERFICIAL, U_s (cm/S)
20,8	0,60	100	9,2	0,27
19,0	0,57	100	12,2	0,20
22,5	0,63	100	7,0	0,35
25,5	0,68	600	29,0	0,50
38,5	0,79	1000	25,0	0,98
45,0	0,82	1000	21,0	1,16
54,0	0,85	1000	17,5	1,39
57,5	0,86	1000	17,0	1,43
64,0	0,87	1000	15,8	1,54
90,0	0,91	1000	12,5	1,95
89,5	0,91	1000	12,8	1,91
98,5	0,92	1000	12,0	2,03

massa do leito de partículas = 448,5 g

Tabela D.3: Dados experimentais obtidos através da fluidização de cilindros elípticos de Nylon em solução de CMC a 0,66%

ALTURA DO LEITO EXPANDIDO (cm)	POROSIDADE, ϵ	VOLUME DE FLUIDO COLETADO (cm^3)	TEMPO DE COLETA (S)	VELOCIDADE SUPERFICIAL, U_s (cm/S)
19,0	0,61	1000	44,8	0,54
18,9	0,60	500	21,6	0,56
20,0	0,63	500	18,5	0,66
22,0	0,66	500	14,0	0,87
24,9	0,70	500	10,4	1,17
27,2	0,72	500	9,2	1,33
28,0	0,73	500	8,6	1,42
31,7	0,76	1000	14,4	1,69
34,0	0,78	1000	13,0	1,88
45,7	0,84	2000	21,6	2,26
57,5	0,87	2000	17,6	2,77
47,8	0,84	2000	20,0	2,44
54,2	0,86	2000	18,0	2,71
69,5	0,89	2000	15,2	3,21
82,5	0,91	2000	14,2	3,44
105,0	0,93	2000	13,0	3,75
101,5	0,93	2000	13,0	3,75
98,5	0,92	2000	13,2	3,70

massa do leito de partículas = 782 g

Tabela D.4: Dados experimentais obtidos através da fluidização de esferas de vidro, com $d_p = 0,2$ cm, em solução de CMC a $0,66\%$

	ALTURA DO LEITO EXPANDIDO (cm)	POROSIDADE, ϵ	VOLUME DE FLUIDO COLETADO (cm^3)	TEMPO DE COLETA (S)	VELOCIDADE SUPERFICIAL, U_s (cm/S)
PARTE I	14,3	0,66	2000	20,0	2,40
	15,0	0,67	2000	16,0	3,05
	19,3	0,75	2000	10,0	4,88
	18,3	0,73	2000	11,0	4,43
	19,5	0,75	4000	19,2	5,08
	20,9	0,77	4000	17,0	5,74
	22,5	0,78	4000	15,4	6,34
	26,0	0,81	4000	13,4	7,28
	30,0	0,84	4000	12,0	8,13
	34,5	0,86	6000	16,2	9,03
	39,0	0,87	6000	15,0	9,76
	45,0	0,89	6000	13,2	11,09
PARTE II	9,0	0,66	2000	13,4	3,64
	11,0	0,72	2000	8,8	5,54
	14,0	0,78	2000	6,8	7,17
	19,0	0,84	4000	10,2	9,57
	29,0	0,90	4000	9,0	10,84

massa do leito de partículas (PARTE I) = 574 g
massa do leito de partículas (PARTE II) = 357 g

Tabela D.5: Dados experimentais obtidos através da fluidização de lascas de mármore em solução de CMC a 0,66%

ALTURA DO LEITO EXPANDIDO (cm)	POROSIDADE, ϵ	VOLUME DE FLUIDO COLETADO (cm^3)	TEMPO DE COLETA (S)	VELOCIDADE SUPERFICIAL, U_s (cm/S)
13,5	0,61	2000	27,8	1,75
19,5	0,73	2000	14,2	3,44
27,5	0,81	2000	10,4	4,69
29,0	0,82	2000	10,0	4,88
38,0	0,86	4000	17,0	5,74
42,0	0,88	4000	15,8	6,18
57,0	0,91	4000	14,8	6,59
84,0	0,94	4000	13,2	7,39
92,0	0,94	4000	13,2	7,39

massa do leito de partículas = 262,4 g

Tabela D.6: Dados experimentais obtidos através da fluidização de cilindros de polietileno em solução de CMC a 0,66%

ALTURA DO LEITO EXPANDIDO (cm)	POROSIDADE, ϵ	VOLUME DE FLUIDO COLETADO (cm^3)	TEMPO DE COLETA (S)	VELOCIDADE SUPERFICIAL, U_s (cm/S)
9,5	0,69	2000	15,0	3,25
10,6	0,72	2000	13,2	3,70
19,0	0,84	2000	8,0	6,10
23,0	0,87	4000	14,0	6,97
27,7	0,89	4000	13,0	7,51
35,0	0,91	4000	12,0	8,13
45,4	0,93	4000	11,8	8,27
62,0	0,95	4000	10,4	9,38
25,5	0,88	4000	12,2	8,00
14,7	0,80	2000	7,6	6,42
21,7	0,86	2000	6,4	7,62
12,0	0,75	2000	9,0	5,42
34,6	0,91	2000	5,6	8,71

massa do leito de partículas = 312 g

Tabela D.7: Dados experimentais obtidos através da fluidização de esferas de vidro, com $d_p = 0,304$ cm, em solução de CMC a 0,66%

ALTURA DO LEITO EXPANDIDO (cm)	POROSIDADE, ϵ	VOLUME DE FLUIDO COLETADO (cm^3)	TEMPO DE COLETA (S)	VELOCIDADE SUPERFICIAL, U_s (cm/S)
6,65	0,55	4000	39,2	2,49
8,15	0,63	4000	23,0	4,24
7,5	0,60	2000	14,2	3,44
7,0	0,57	2000	15,2	3,21
9,0	0,67	4000	19,2	5,08
10,0	0,70	4000	16,6	5,88
11,0	0,73	4000	15,2	6,42
11,8	0,75	4000	14,0	6,97
13,8	0,78	4000	11,8	8,27
14,3	0,79	4000	11,6	8,41
19,5	0,85	4000	9,8	9,96
24,0	0,88	4000	8,2	11,90
30,5	0,90	4000	7,2	13,55
26,0	0,89	4000	7,8	12,51

massa do leito de partículas = 312 g

Tabela D.8: Dados experimentais obtidos através da fluidização de esferas de vidro, com $d_p = 0,304$ cm, em solução de CMC a 0,35%

ALTURA DO LEITO EXPANDIDO (cm)	POROSIDADE, ϵ	VOLUME DE FLUIDO COLETADO (cm^3)	TEMPO DE COLETA (S)	VELOCIDADE SUPERFICIAL, U_s (cm/S)
21,6	0,67	2000	36,4	1,34
19,5	0,50	2000	45,8	1,07
28,5	0,69	2000	24,2	2,02
36,5	0,77	2000	18,8	2,59
32,0	0,73	2000	22,2	2,20
39,5	0,79	2000	17,4	2,80
44,5	0,82	2000	16,4	2,97
50,5	0,84	2000	15,0	3,25
54,5	0,85	2000	14,2	3,44
60,5	0,87	2000	13,8	3,53
62,5	0,87	2000	13,2	3,70
84,5	0,91	2000	11,8	4,13
76,0	0,90	2000	12,8	3,81
102,5	0,93	4000	20,0	4,88

massa do leito de partículas = 393 g

Tabela D.9: Dados experimentais obtidos através da fluidização de cilindros elípticos de Nylon em solução de CMC a 0,35%

ALTURA DO LEITO EXPANDIDO (cm)	POROSIDADE, ϵ	VOLUME DE FLUIDO COLETADO (cm^3)	TEMPO DE COLETA (S)	VELOCIDADE SUPERFICIAL, U_s (cm/S)
18,5	0,72	4000	19,6	4,98
20,5	0,75	4000	17,2	5,67
25,5	0,80	4000	15,0	6,50
39,5	0,87	4000	12,2	8,00
31,0	0,83	4000	13,2	7,39
53,5	0,90	4000	10,6	9,20
46,5	0,89	4000	11,0	8,87
80,0	0,94	4000	9,4	10,38
57,5	0,91	4000	10,2	9,57
89,0	0,94	4000	9,2	10,60
66,0	0,92	4000	10,4	9,38
98,0	0,95	4000	9,0	10,84
61,0	0,91	4000	10,0	9,76
68,0	0,92	4000	9,8	9,96

massa do leito de partículas = 261,75 g

Tabela D.10: Dados experimentais obtidos através da fluidização de cilindros de polietileno em solução de CMC a 0,35%

ALTURA DO LEITO EXPANDIDO (cm)	POROSIDADE, ϵ	VOLUME DE FLUIDO COLETADO (cm^3)	TEMPO DE COLETA (S)	VELOCIDADE SUPERFICIAL, U_s (cm/S)
12,2	0,65	4000	15,8	6,18
13,8	0,69	4000	13,0	7,51
21,0	0,80	4000	9,6	10,16
23,9	0,82	4000	7,8	12,51
30,0	0,86	4000	7,0	13,94
38,0	0,89	4000	6,2	15,74
43,0	0,90	4000	6,0	16,26
20,0	0,79	4000	11,4	8,56
35,5	0,88	4000	6,8	14,35
28,2	0,85	4000	7,2	13,55
14,5	0,71	4000	12,0	8,13
39,0	0,89	4000	5,8	16,82
37,5	0,89	4000	6,4	15,24
33,5	0,87	4000	6,8	14,35

massa do leito de partículas = 500,7 g

Tabela D.11: Dados experimentais obtidos através da fluidização de lascas de mármore em solução de CMC a 0,35%

ALTURA DO LEITO EXPANDIDO (cm)	POROSIDADE, ϵ	VOLUME DE FLUIDO COLETADO (cm^3)	TEMPO DE COLETA (S)	VELOCIDADE SUPERFICIAL, U_s (cm/S)
19,3	0,63	2000	24,2	2,02
18,0	0,61	2000	27,0	1,81
23,2	0,69	2000	15,4	3,17
30,8	0,77	2000	11,2	4,36
38,7	0,82	4000	18,4	5,30
44,0	0,84	4000	16,8	5,81
61,0	0,88	6000	21,0	6,97
52,5	0,86	4000	15,0	6,50
79,5	0,91	6000	19,0	7,70
77,0	0,91	6000	19,0	7,70
94,0	0,92	6000	17,8	8,22
90,0	0,92	6000	17,6	8,32

massa do leito de partículas = 741 g

Tabela D.12: Dados experimentais obtidos através da fluidização de esferas de vidro, com $d_p = 0,2$ cm, em solução de CMC a 0,35%

Apêndice E

Curvas de Velocidade Local U Versus Porosidade ϵ

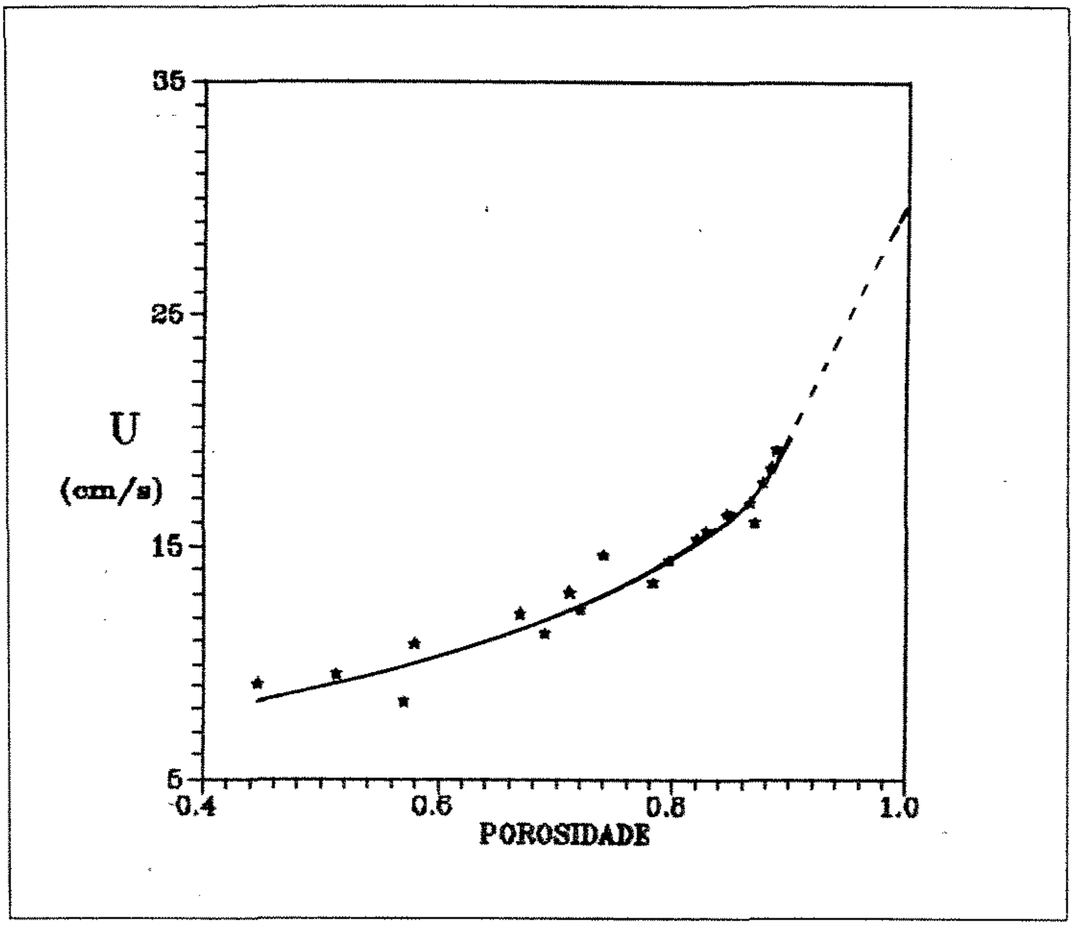

Figura E.1: Pontos experimentais obtidos na fluidização de esferas de vidro, com $d_p = 0,2$ cm, em água a $30\,^{\circ}C$

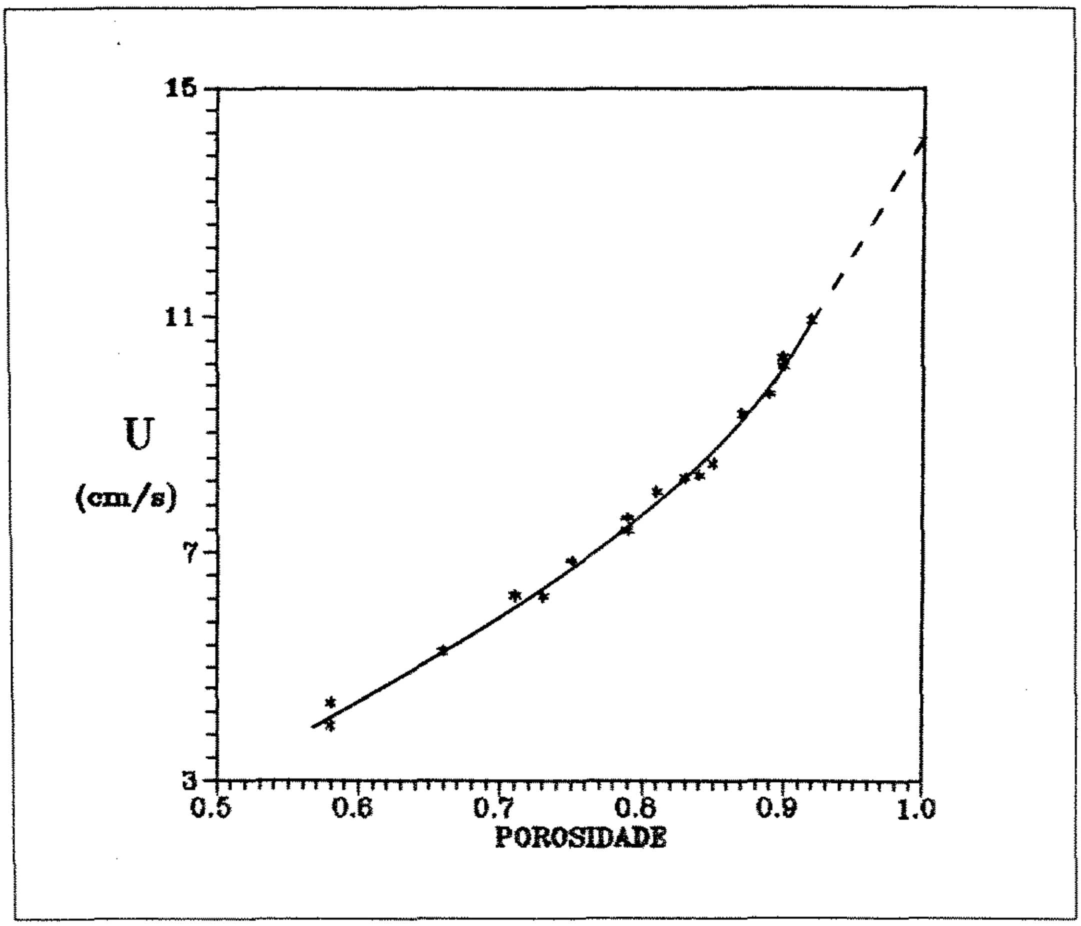

Figura E.2: Pontos experimentais obtidos na fluidização de cilindros elípticos de nylon em água a $30\,^{\circ}C$

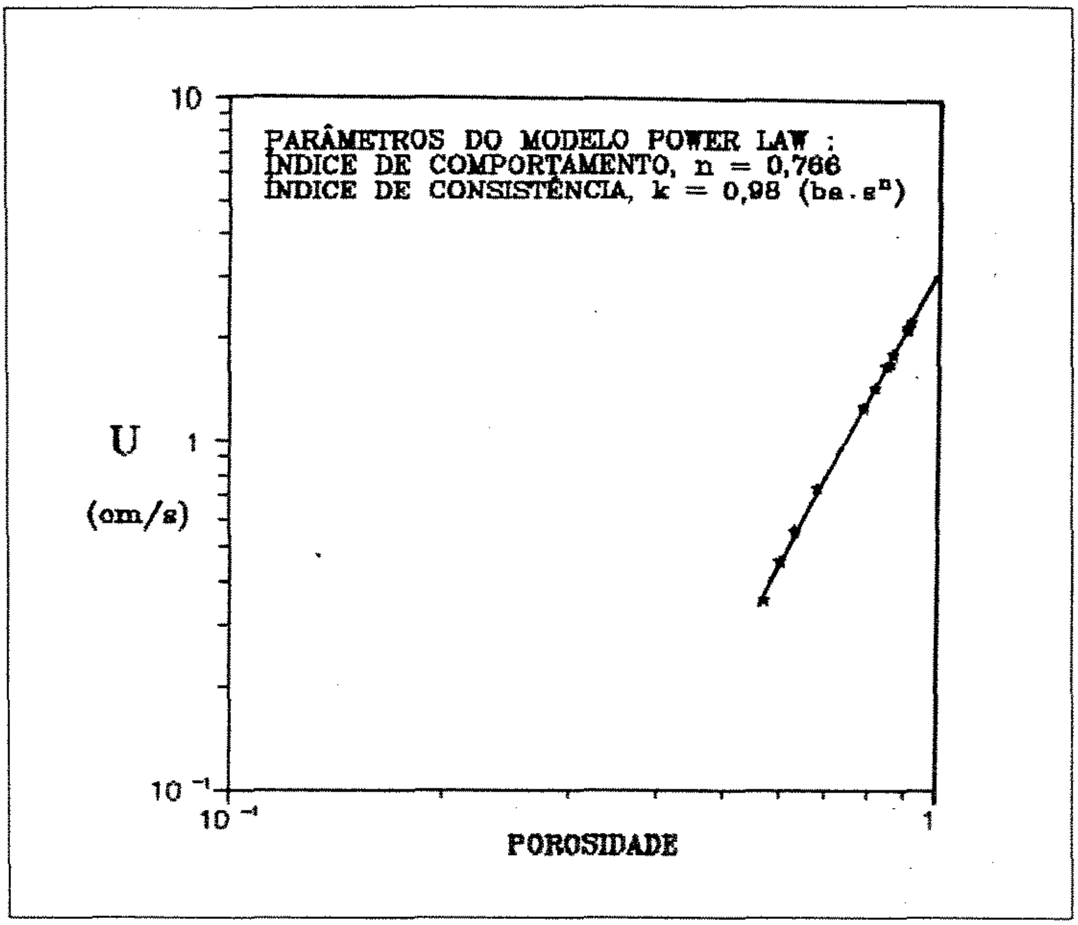

Figura E.3: Pontos experimentais obtidos na fluidização de cilindros elípticos de nylon em solução de CMC a 0,66%

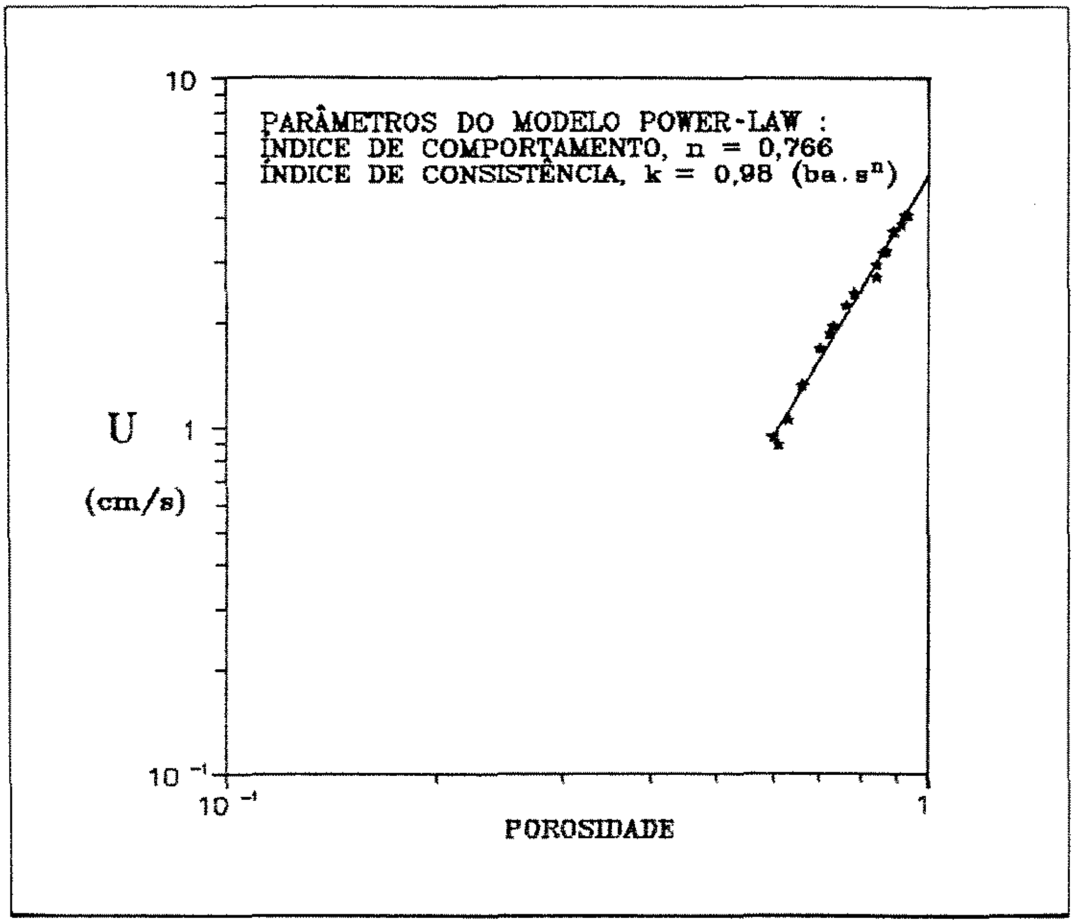

Figura E.4: Pontos experimentais obtidos na fluidização de esferas de vidro, com $d_p = 0,2$ cm, em solução de CMC a $0,66\%$

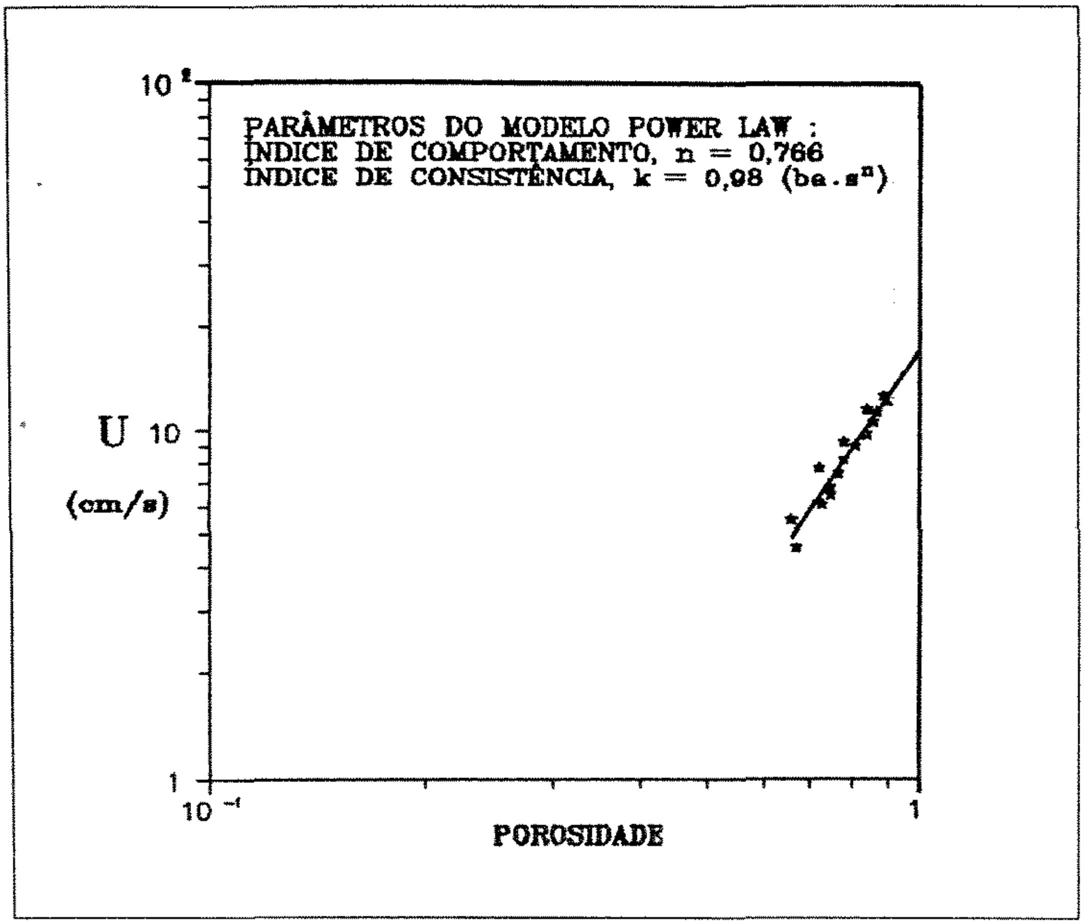

Figura E.5: Pontos experimentais obtidos na fluidização de lascas de mármore em solução de CMC a 0,66%

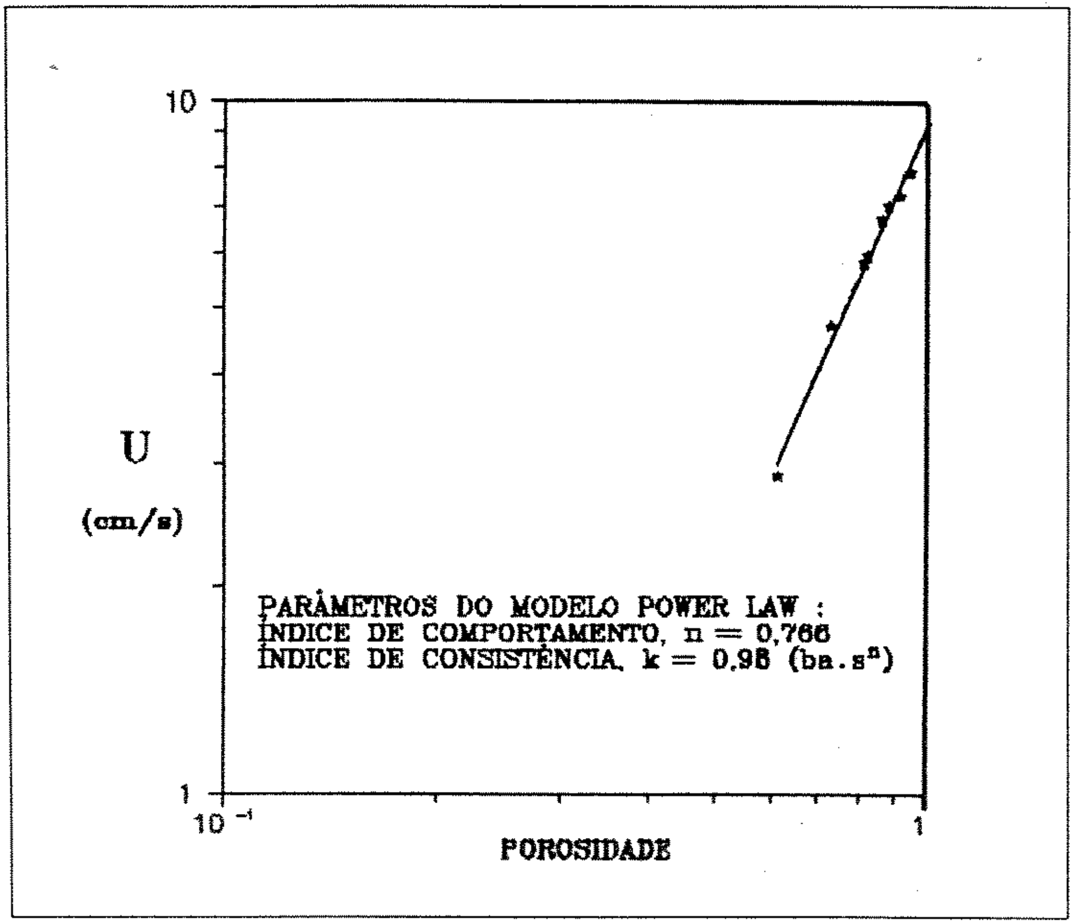

Figura E.6: Pontos experimentais obtidos na fluidização de cilindros de polietileno em solução de CMC a 0, 66%

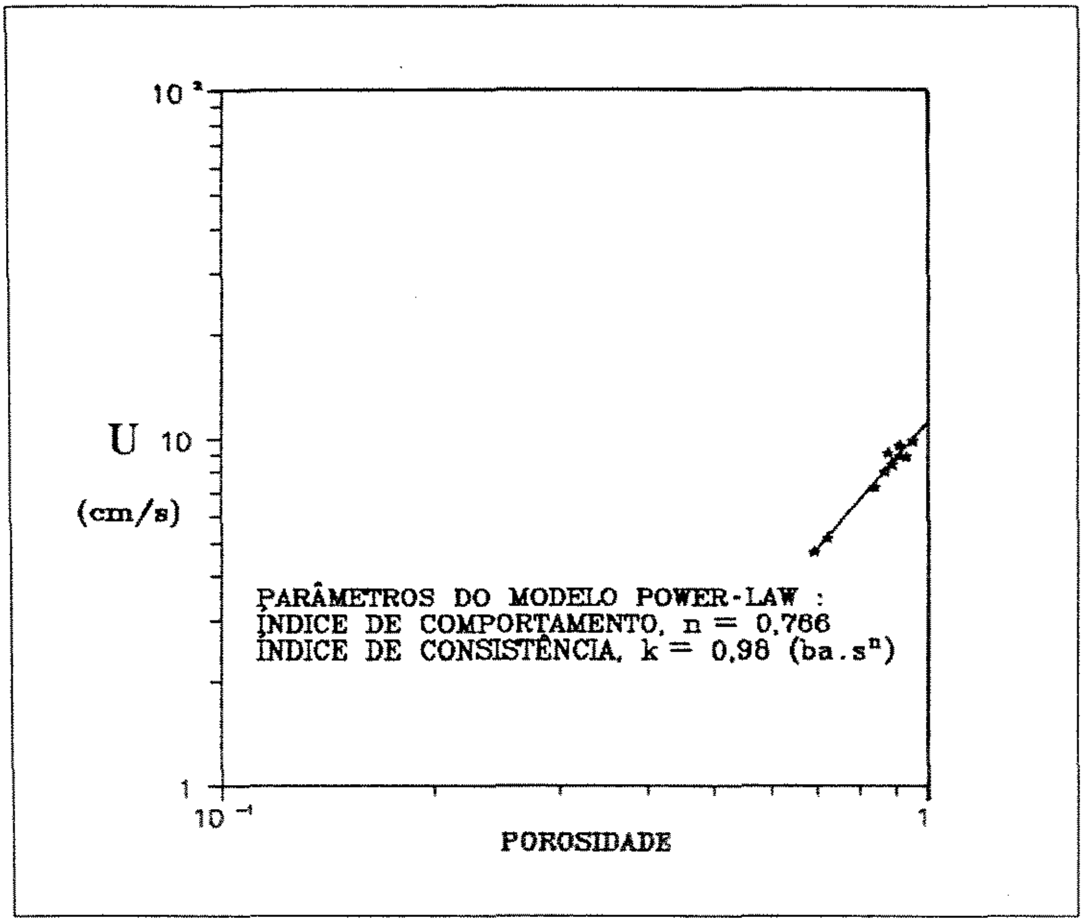

Figura E.7: Pontos experimentais obtidos na fluidização de esferas de vidro, com $d_p = 0,304$ cm, em solução de CMC a 0,66%

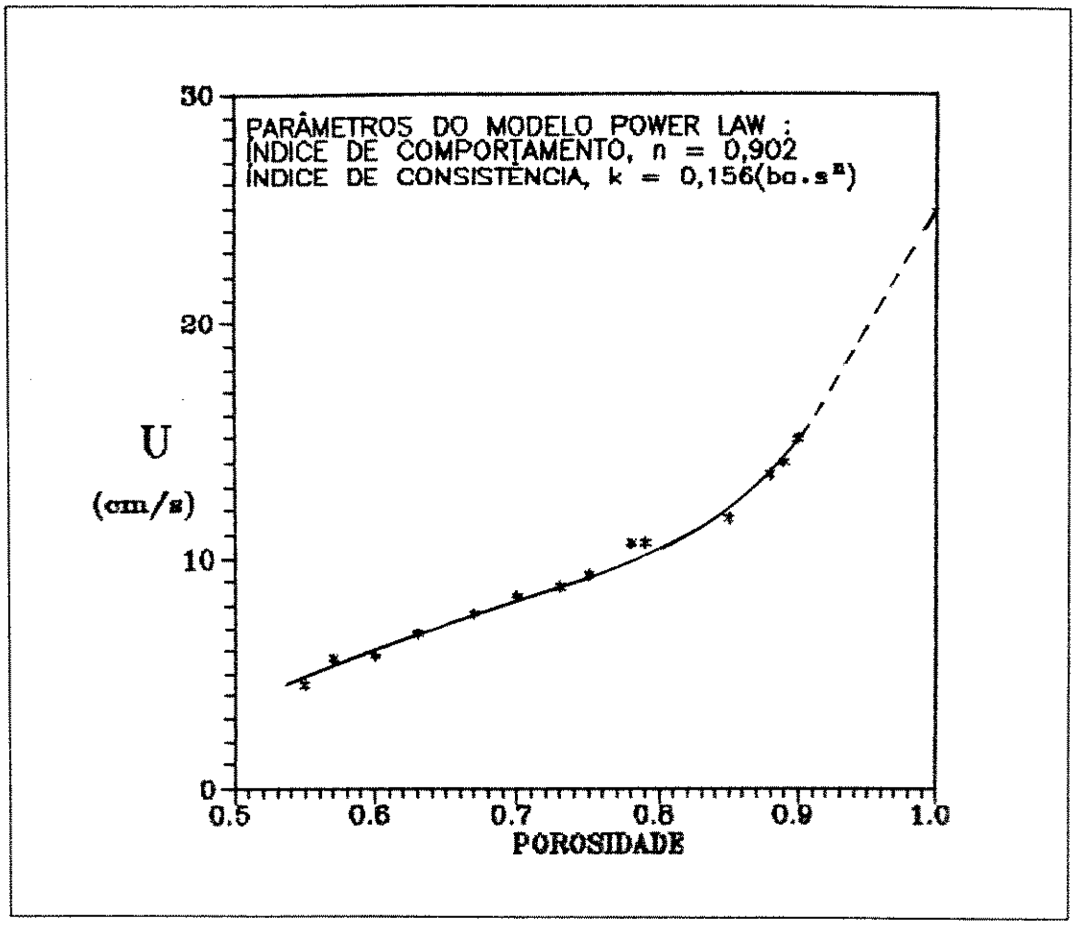

Figura E.8: Pontos experimentais obtidos na fluidização de esferas de vidro, com $d_p = 0,304$ cm, em solução de CMC a $0,35\%$

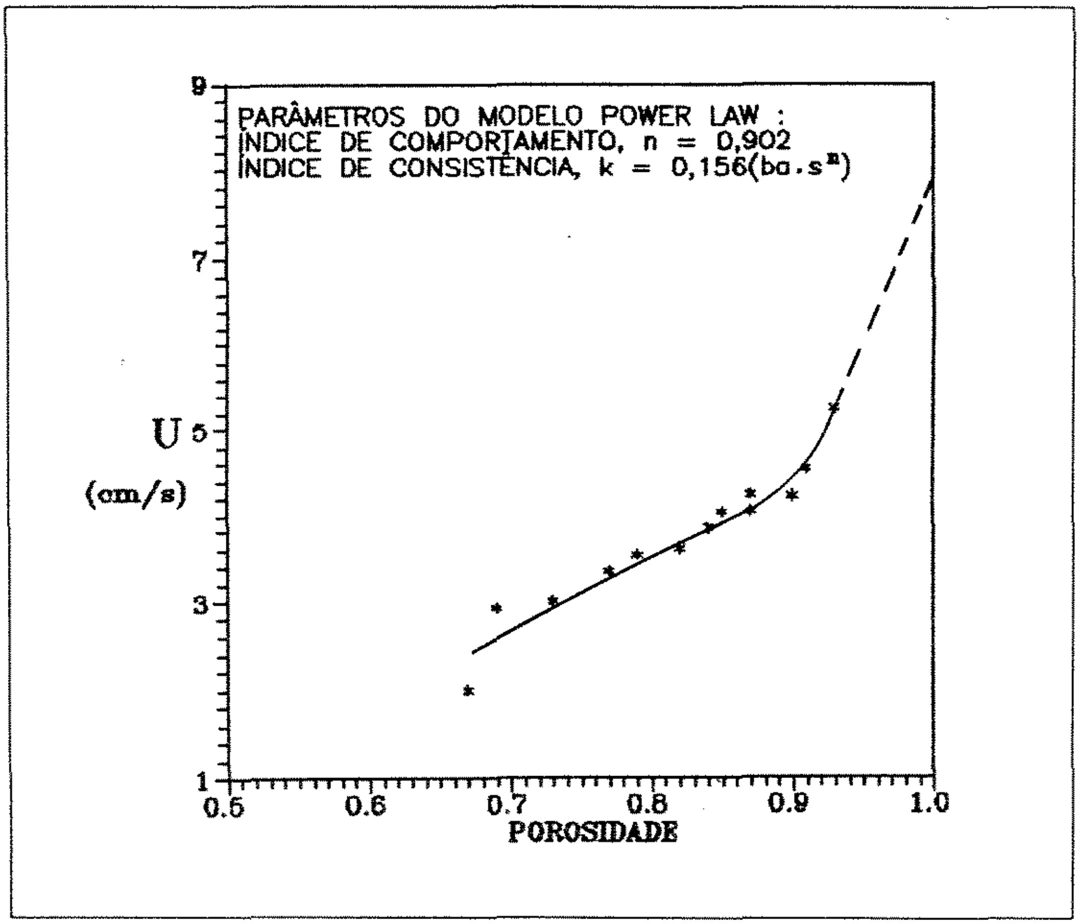

Figura E.9: Pontos experimentais obtidos na fluidização de cilindros elípticos de nylon em solução de CMC a 0,35%

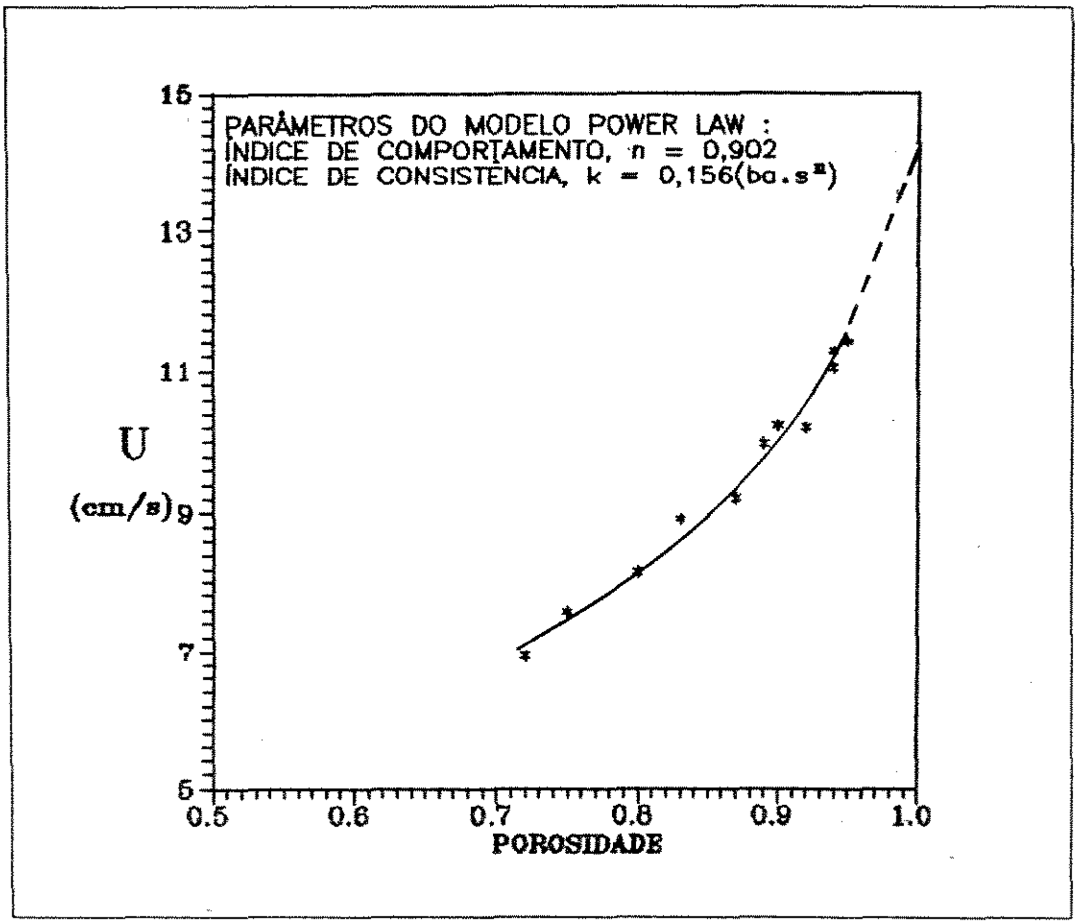

Figura E.10: Pontos experimentais obtidos na fluidização de cilindros de polietileno em solução de CMC a 0,35%

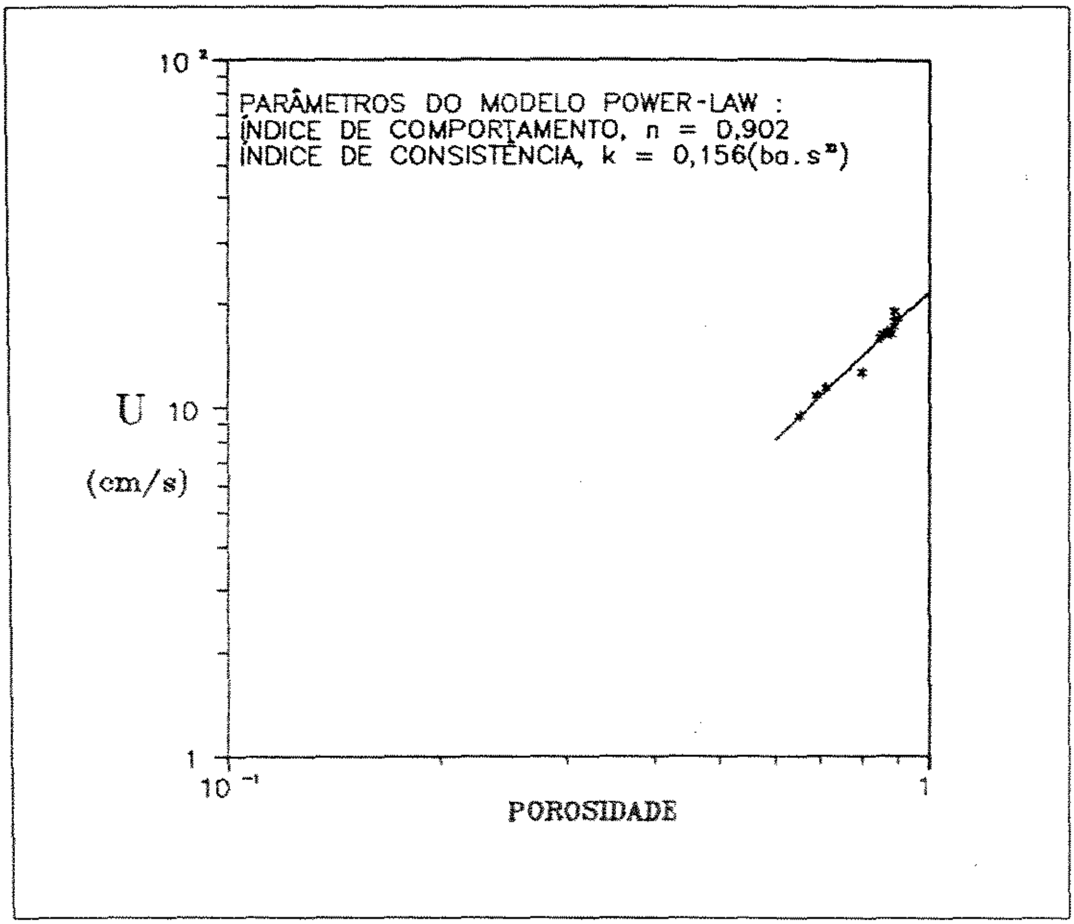

Figura E.11: Pontos experimentais obtidos na fluidização de lascas de mármore em solução de CMC a 0,35%

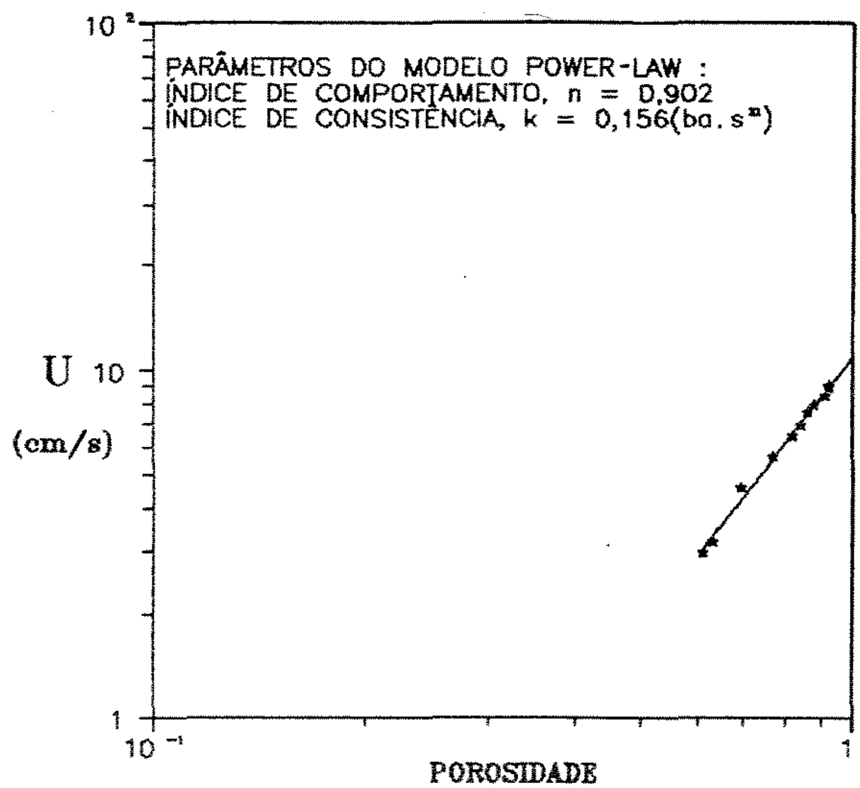

Figura E.12: Pontos experimentais obtidos na fluidização de esferas de vidro, com $d_p = 0,2$ cm, em solução de CMC a $0,35\%$

Bibliografia

[1] **Ericksen, J.L. ; Rivlin, R.S.**, J. Rat. Mech. Anal. 4, 323, *1955*

[2] **Caswell, B. ; Schwarz, W.H.** - *The Creeping Motion of a Non-Newtonian Fluid Past as Sphere*, J. Fluid. Mech., 13, 417, *1962*

[3] **Bird, R.B. ; Armstrong, R.C. ; Hassager, O.** - *Dynamics of Polymeric Liquids*, Wiley, *1977*

[4] **Bird, R.B. ; Stewart, W.E. ; Lightfoot, E.N.** - *Fenómenos de Transporte*, España, Editorial Reverté S.A., *1982*

[5] **Stokes, G.G.** - *On the Effect of the Internal Friction of Fluids on the Motion of Pendulums*, Trans. Cam. Phil. Soc., 9, pp. 8-27, *1851*

[6] **Oseen, C.W.** - *Neuere Methoden und Ergebnisse in der Hydrodynamik*, Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft, *1927*

[7] **Govier, G.W. ; Aziz, K.** - *The Flow of Complex mixtures in Pipes*, Litton Educational Publishing Inc., New York City, pp. 4-13, *1972*

[8] **Pettyjohn, E.S. ; Christiansen, E.B.** - *Effect of Particle Shape on Free-Settling Rates of Isometric Particles*, C.E.P., 44, 156, *1948*

[9] **Jenson, V.G.** - *Viscous Flow Around a Sphere at Low Reynolds Number (<40)*, Proc. Roy. Soc., 249A, pp. 346-366, *1959*

[10] **Cheremisinoff, N.P.** - *Encyclopedia of Fluid Mechanics*, vol 1, chapter 30, *1986*

[11] **Clift, R. ; Grace, J.R. ; Weber, M.E.** - *Bubbles, Drops and Particles*, Academic Press, New York, *1978*

[12] **Massarani, G.** - *Alguns Aspectos da Separação Sólido-Fluido*, Tópicos Especiais em Sistemas Particulados, vol. 2, cap. 1, *1986*

[13] **Churchill, S.W.** - *The Development of Theoretically Based Correlations for Heat and Mass Transfer*, vol. 77, pp. 207-229, *1983*, presented at the " First Latin-American Conference on Heat and Mass Transfer ", La Plata, Argentina, November 2, 1982

[14] **Carreau, P.J.** - *Rheological Equations from Molecular Network Theories*, Trans. Soc. Rheo., 16, pp. 99-127, *1972*

[15] **Boger, D.V.** - *Demonstration of Upper and Lower Newtonian Fluid Behavior in a Pseudoplastic Fluid*, Nature, 265, pp. 126-127, *1977*

[16] **Skelland, A.H.P.** - *Non-Newtonian Flow and Heat Transfer*, John Willey & Sons Inc., New York, *1967*

[17] **Johnson, M.W.** - *Some Variational Theorems for Non-Newtonian Flow*, Phys. Fluids, 3, pp. 871-878, *1960*

[18] **Johnson, M.W.** - *On Variational Principles for Non-Newtonian Fluids*, Trans. Soc. Rheo., 5, pp. 9-21, *1961*

[19] **Wasserman, M.L. ; Slattery, J.C.** - *Upper and Lower Bounds on the Drag Coefficient of Sphere in a Power-Model Fluid*, A.I.Ch.E. Journal, vol. 10, No. 3, pp. 383-388, *May 1964*

[20] **Slattery, J.C.** - *Approximations to the Drag Force on a Sphere Moving Slowly Through Either an Ostwald-De Waele or a Sisko Fluid*, A.I.Ch.E. Journal, vol. 8, No. 5, pp. 663-667, *November 1962*

[21] **Slattery, J.C.** - *Momentum, Energy and Mass Transfer in Continua*, Mc Graw Hill, *1972*

[22] **Meyer, B.R. et al.** - *Generalized Drag Coefficient Applicable for All Flow Regimes*, Technology, Oil & Gas Journal, pp. 71-77, *May 26, 1986*

[23] **Chhabra, R.P.** - *Steady Non-Newtonian Flow About a Rigid Sphere*, Encyclopedia of Fluid Mechanics, Editor: Gulf Publishing Company, vol. 1, chapter 30, *1986*

[24] **Hopke, S.W. ; Slattery, J.C.** - *Upper and Lower Bounds on the Drag Coefficient of a Sphere in an Ellis Model Fluid*, A.I.Ch.E. Journal, 16, pp. 224-229, *1970*

[25] **Hill, R.** - *New Horizons in the Mechanics of Solids*, J. Mech. Phys. Solids, 5, pp. 66-74, *1956*

[26] **Hill, R. ; Power, G.** - *Extremum Principles for Slow Viscous Flow and the Approximate Calculation of Drag*, Quart. J. Mech. Appl. Math., 9, pp. 313-319, *1956*

[27] **Chhabra, R.P. ; Tiu, C. ; Uhlherr, P.H.T.** - *Creeping Motion of Spheres Through Ellis Model Fluids*, Rheo. Acta, 20, pp. 346-351, *1981*

[28] **Dolecek, P. et al.** - *Vypocet Padorc Ry Chlosti Kulovych Castee V. Elliso ve Kapalim*, Paper presented in CHISA, Prague, *1983*

[29] **Turian, R.M.** - *Ph.D. thesis*, Univ. Wisconsin, Madison, *1964*

[30] **Faxén, H.**, Ark. Mat. Astr. Fys., 17, No. 27, 1, *1922-23*

[31] **Abdel-Khalik, S.I. ; Hassager, O. ; Bird, R.B.** - *Prediction of Melt Elasticity from Viscosity Data*, Polym. Eng. Sci., 14, pp. 859-867, *1974*

[32] **Carreau, P.J. ; De Kee, D. ; Daroux, M.** - *An Analysis of the Viscous Behavior of Polymer Solutions*, Can. J. Chem. Eng., 57, pp. 135-140, *1979*

[33] **Chhabra, R.P. ; Uhlherr, P.H.T.** - *Creeping Motion of Spheres Through Shear-Thinning Elastic Fluids Described by the Carreau Viscosity Equation*, Rheo Acta, 19, pp. 187-195, *1980*

[34] **Astarita, G.** - *Variational Principles and Entropy Production in Creeping Flow of Non-Newtonian Fluids*, J. Non-Newtonian Fluid Mech., 2, pp. 343-351, *1977*

[35] **Chhabra, R.P. ; Uhlherr, P.H.T.** - *Sphere Motion Through Non-Newtonian Fluids at High Reynolds Number*, Can. J. Chem. Eng., 58, pp. 124-128, *1980*

[36] **Schiller, V.L. ; Naumann, A.** - *Uber die grundlegenden Berechnungen bei der Schwerkraft aufbereitung*, Z.V.D.I., 77, pp. 318-320, *1933*

[37] **Peden, J.M. ; Luo, Y.** - *Settling Velocity of Variously Shaped Particles in Drilling and Fracturing Fluids*, SPE Drilling Engineering, *December 1987*

[38] **Sample, K.J. ; Bourgoyne, A.T.** - *An Experimental Evaluation of Correlations Used for Predicting Cutting Slip Velocity*, paper SPE 6645, *1977*

[39] **Massarani, G. ; Telles, A.S.** - *Escoamento de Fluidos Não-Newtonianos na vizinhança de Partículas sólidas*, Anais do III Simpósio Brasileiro de Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos, Rio de Janeiro, *Maio de 1977*

[40] **Walker, R.E. ; Mayes, T.M.** - *Design of Muds for Carrying Capacity*, Journal of Petroleum Technology, *July 1975*

[41] **Hall, H.N. ; Thompson, H. ; Nuss, F.** - *Ability of Drilling Mud to Lift Bit Cuttings*, Trans. A.I.M.E., vol. 189, pp. 35-46, *1950*

[42] **Hopkin, E.A.** - *Factors Affecting Cuttings Removed During Rotary Drilling*, Trans. A.I.M.E., vol. 240, p. 807, *1967*

[43] **Williams Jr., C.E. ; Brucé, G.H.** - *Carrying Capacity of Drilling Muds*, Petroleum Trans. A.I.M.E., vol. 192, pp. 111-120, *1951*

[44] **Sifferman, T.R. ; Meyers, G.M. ; Haden, E.L. ; Wahl, H.A.** - *Drill-Cutting Transport in Full-Scale Vertical Annuli*, J. Pet. Tech., pp. 1295-1302, *November 1974*

[45] **Marquadt, D.W.** - *An Algorithm for Least-Squares Estimation of Non-linear Parameter*, S. Soc. Indust. Math., 11, 2, *June 1963*

[46] **Collins, M. ; Schowalter, W.R.**, A.I.Ch.E. Journal, 9, 804, *1963*

[47] **Rabinowitsch, B.Z.**, Physik. Chem., Ser. A, 145, 1, *1929*

[48] **Metzner, A.B. ; Reed, J.C.**, A.I.Ch.E. Journal, 1, 434, *1955*

[49] **Brea, F.M. ; Edwards, M.F. ; Wilkinson, W.L.** - *The Flow of Non-Newtonian Slurries Through Fixed and Fluidised Beds*, Chemical Engineering Science, vol. 31, pp. 329-336, *1976*

[50] **Machac, I. ; Balcar, M. ; Lecjaks, Z.** - *Creeping Flow of Non-Newtonian Liquids Through Fluidized Beds of Spherical Particles*, Chemical Engineering Science, vol. 41, No. 3, pp. 591-596, *1986*

[51] **Richardson, J.F. ; Zaki, W.N.** - *Sedimentation and Fluidization*, Part I, Trans. Instn. Chem. Engrs., vol. 32,*1954*

[52] **Iyoho, A.W.** - *Drilled-Cuttings Transport by Non-Newtonian Drilling Fluids Through Inclined, Eccentric Annuli*, Ph.D. dissertation, U. of Tulsa, Tulsa, OK *1980*