

ERNESTO BECK JUNIOR

**Estudo do desempenho hidrodinâmico de um leito fixo rígido
com esferas de vidro sinterizadas para retenção de partículas**

Dissertação de mestrado
apresentada à Escola de
Engenharia de São Carlos da
Universidade de São Paulo,
como parte dos requisitos para a
obtenção do Título de Mestre em
Engenharia Mecânica.

DEDALUS - Acervo - EESC



31100104410

Orientador: **Prof. Dr. Sérgio Rodrigues Fontes**

Serviço de Pós-Graduação EESC/USP

EXEMPLAR REVISADO

Data de entrada no Serviço... 24 / 11 / 2006

Ass:..... *S. Fontes*



São Carlos

2006

Class.	TESE ✓
Curr.	1404
Tombo	T267/06
Syno	1558466

Ficha catalográfica preparada pela Seção de Tratamento
da Informação do Serviço de Biblioteca – EESC/USP

B393e Beck Junior, Ernesto
Estudo do desempenho hidrodinâmico de um leito fixo
rígido com esferas de vidro sinterizadas para retenção de
partículas / Ernesto Beck Junior. -- São Carlos, 2006.

Dissertação (Mestrado) -- Escola de Engenharia de São
Carlos-Universidade de São Paulo, 2006.
Área: Engenharia Mecânica.
Orientador: Prof. Dr. Sérgio Rodrigues Fontes.

1. Mecânica dos fluidos. 2. Meio poroso. 3. Leito
fixo. 4. Separação de partículas. 5. Transferência de
massa. I. Título.

FOLHA DE JULGAMENTO


Candidato: Licenciado **ERNESTO BECK JÚNIOR**

Dissertação defendida e julgada em 10/05/2006 perante a Comissão Julgadora:



Prof. Dr. **SERGIO RODRIGUES FONTES (Orientador)**
(Escola de Engenharia de São Carlos/USP)

APROVADO




Prof. Dr. **WICLEF DYMURGO MARRA JUNIOR**
(Escola de Engenharia de São Carlos/USP)

APROVADO



Dr. **ODILIO BENEDITO GARRIDO DE ASSIS**
(EMBRAPA)

aprovado



Prof. Associado **JONAS DE CARVALHO**
Coordenador do Programa de Pós-Graduação
em Engenharia Mecânica



Profa. Titular **MARIA DO CARMO CALJURI**
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

Dedico este trabalho às mulheres de minha vida, pelo alicerce que representam: a minha mãe, Silvia, meu orgulho, força e garra; minhas tias, Maria e Rosane, luta e serenidade; minha avó, Amélia (in memoriam), afeto. E ao meu exemplo de personalidade: meu avô, Waldemar (in memoriam).

AGRADECIMENTOS*

Primeiramente agradecer a luz divina que nos guia a cada dia, sem ele nada seríamos, obrigado nosso Deus.

Aos familiares e amigos próximos ou distantes, mas sempre presentes em pensamentos positivos, reconhecimento e paciência.

Ao meu orientador, Prof. Dr. Sergio Rodrigues Fontes, pelos conhecimentos e empenho dedicado a orientação no trabalho, e sua motivação e amizade.

Aos meus amigos que direta ou indiretamente ajudaram na realização deste trabalho, Grazieli, Israel, Rodrigo, Robson, Amanda e Gabriel.

Aos meus colegas de sala do NETeF, Renata, Juliana e Roberta pelo companheirismo e convivência dia-a-dia harmoniosa.

Ao pesquisador da Embrapa - São Carlos, Dr. Odílio B.G. Assis, pela atenção dispensada na confecção das pastilhas porosas.

Ao professor Dr. Carlos A. Fortulan e ao mestre Rogério Ikegami, do laboratório de tribologia e compósito (EESC-USP), por colaborarem na confecção das pastilhas porosas utilizadas no trabalho.

Aos professores, colegas e funcionários do Departamento de Engenharia Mecânica, da Universidade de São Paulo – São Carlos, pelo incentivo, apoio e por compartilharem seus conhecimentos. Cito: Prof. Dr. Antônio Moreira dos Santos, Hélio Trebi, Donizeti Luchesi, Theodomiro Luchesi, José Bogni, Roberto Lourenço, Roberto Pratavieira.

* Este trabalho teve suporte financeiro do CAPES

“Não sabendo que era impossível, foi lá e fez”

Jean Cocteau

RESUMO

BECK, Ernesto Jr. (2006). *Estudo do desempenho hidrodinâmico de um leito fixo rígido com esferas de vidro sinterizadas para retenção de partículas*. Dissertação (Mestrado). Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos.

Nesta dissertação de mestrado é estudado o desempenho fluidodinâmico de um meio poroso fixo e compactado, construído por sinterização com esferas de vidro para a retenção de partículas. A análise experimental visou o processo de retenção de partículas a partir de pastilhas circulares de diâmetro de 29 mm confeccionadas com esferas de vidro variando de 1,0 a 3,3 mm de diâmetro e sinterizadas como um elemento rígido a partir de aquecimento contínuo até cerca de 750 °C. As pastilhas foram submetidas a diferentes pressões de coluna de água, e a vazão no meio poroso foi analisada para diferentes pressões. Os experimentos foram realizados com a adição em batelada de polpa de açaí, areia fina, areia grossa e esferas de vidro próprias da composição do meio poroso. As vazões mássicas adimensionais são apresentadas graficamente para diferentes pressões de coluna de água variando entre 0,1 e 0,5 atmosferas (atm), em regime permanente e estacionário. Os resultados experimentais foram comparados e apresentados na forma de parâmetros adimensionais que caracterizam o regime de escoamento num leito fixo. Os resultados experimentais foram modelados a partir da modificação dos modelos de Vortmeyer e Schuster (1983) e Subagyo et al. (1998) para estabelecer sobre os mesmos parâmetros adimensionais uma adequada aproximação com os resultados teóricos.

Palavras-chave: Meio poroso; Leito fixo; Separação de partículas; Transferência de massa.

ABSTRACT

BECK, Ernesto Jr. (2006). *Experimental study of hydrodynamics performance of the rigid fix bed produced with spheres of glass for the retention of particles*. M.Sc. Dissertation, School of Engineering of São Carlos, University of São Paulo, São Carlos.

The present dissertation reports the performance of steady flow in circular fix bed which was created by sinterization of glass spheres. The experimental analysis aimed the process of retention of particles from circular packed bed of 29 mm of diameter. The circular fix bed was created with spheres of glass of diameter between 1.0 and 3.0 mm, and made by sintering one rigid body from continuous heating until 750 °C. The circular and rigid fix bed was subjected to different pressures of column of water varying between 0.1 and 0.5 atm for analysis of flux (kg/s). The experiments were carried out with the addition of one amount of açaí pulp, sands fine, sands thick and spheres of glass own of composition of fix bed.. The dimensionless flux was presented for different pressures of column of water on the fix bed; the results were compared and presented in the form of dimensionless parameters of literature what characterize the flow in packed bed. The experimental results were modeled based on Vortmeyer e Schuster (1983) and Subagyo et al. (1998) models, establishing on the dimensionless parameters an appropriate approach with the theoretical flux of circular fix bed.

Keywords: Granular material; Fix bed; Separation of particles; Mass transfer.

SUMÁRIO

Dedicatória	i
AGRADECIMENTOS*	ii
Epígrafe	iii
RESUMO	iv
ABSTRACT	v
Lista de Figuras	vii
Lista de Tabelas	x
Lista de Símbolos	xi
CAPÍTULO 1. INTRODUÇÃO E OBJETIVOS.	1
1.1 Introdução	1
1.2. Objetivos.	3
CAPÍTULO 2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.	4
2.1.Considerações da literatura sobre o escoamento num leito fixo.	4
CAPÍTULO 3. METODOLOGIA EXPERIMENTAL E MODELAGEM MATEMÁTICA.	18
3.1. Confecção do Leito Fixo Sinterizado e Montagem Experimental	18
3.2. Modelagem Matemática	27
CAPÍTULO 4. RESULTADOS E DISCUSSÃO.	35
4.1. Análise do Desempenho do Leito Fixo Sinterizado	35
CAPÍTULO 5. CONCLUSÕES E SUGESTÕES	54
5.1. Conclusões	54
5.2. Sugestões	55
CAPÍTULO 6. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	56
Apêndice I – Solução do Maple para as Equações do Trabalho.	60

Lista de Figuras

- Figura 1. (a) Variação da pressão em função da velocidade superficial.(b) Variação da permeabilidade em função da porosidade (RAHLI et al.,1997). _____ 9
- Figura 2: União das partículas com a diminuição da área superficial total _____ 15
- Figura 3: Formação do pescoço. _____ 16
- Figura 4: Variação da viscosidade em função da temperatura para vidro silicato alcalino. _____ 17
- Figura 5. (a) Molde em aço inox 310 usado em forno elétrico de alta temperatura (temperatura máxima suportada 1000°C) para a sinterização das pastilhas ensaiadas; (b) Fotos das três pastilhas produzidas no molde da Figura 5.a e ensaiadas experimentalmente; denominas no texto respectivamente como G, M e P. _____ 20
- Figura 6. Construção experimental. (a) Fixação na tubulação no Laboratório de Engenharia Térmica e Fluidos; (b) Desenho esquemático da instalação da pastilha; (c) foto da posição da pastilha porosa no tubo transparente; _____ 22
- Figura 7: Foto microscópica da estrutura do açai. _____ 23
- Figura 8. Gráfico do perfil de velocidades $v_z(y)$ em função da posição adimensional y . Resultado proveniente do modelo de Vortmeyer e Schuster (1983) eq.(25). _____ 33
- Figura 9. Gráficos de $\frac{\Delta P \rho}{G_0^2} \cdot \frac{d_p}{L} \frac{\varepsilon^3}{1-\varepsilon}$ em função de $\frac{d_p G_0}{\mu} \frac{1}{1-\varepsilon}$ para adição em batelada na pastilha “G” de: (a) 20 gramas; (b) 40 gramas; (c) 60 gramas, dos materiais: esferas: grossas, médias e finas, areia grossa e fina e açai. _____ 37
- Figura 10. Gráficos de $\frac{\Delta P \rho}{G_0^2} \cdot \frac{d_p}{L} \frac{\varepsilon^3}{1-\varepsilon}$ em função de $\frac{d_p G_0}{\mu} \frac{1}{1-\varepsilon}$ para adição em batelada na pastilha “M” de: (a) 20 gramas; (b) 40 gramas; (c) 60 gramas, dos materiais: esferas: grossas, médias e finas, areia grossa e fina e açai. _____ 38

- Figura 11. Gráficos de $\frac{\Delta P \rho}{G_0^2} \cdot \frac{d_p}{L} \frac{\varepsilon^3}{1-\varepsilon}$ em função de $\frac{d_p G_0}{\mu} \frac{1}{1-\varepsilon}$ para adição em batelada na pastilha “P” de: (a) 20 gramas; (b) 40 gramas; (c) 60 gramas, dos materiais: esferas: grossas, médias e finas, areia grossa e fina e açai. _____ 40
- Figura 12. Gráfico de $\frac{\Delta P \rho}{G_0^2} \cdot \frac{d_p}{L} \frac{\varepsilon^3}{1-\varepsilon}$ em função de $\frac{d_p G_0}{\mu} \frac{1}{1-\varepsilon}$ para adição em batelada de 20 gramas. _____ 42
- Figura 13 . Gráfico de $\frac{\Delta P \rho}{G_0^2} \cdot \frac{d_p}{L} \frac{\varepsilon^3}{1-\varepsilon}$ em função de $\frac{d_p G_0}{\mu} \frac{1}{1-\varepsilon}$ para adição em batelada de 40 gramas. _____ 42
- Figura 14. Gráfico de $\frac{\Delta P \rho}{G_0^2} \cdot \frac{d_p}{L} \frac{\varepsilon^3}{1-\varepsilon}$ em função de $\frac{d_p G_0}{\mu} \frac{1}{1-\varepsilon}$ para adição em batelada de 60 gramas. _____ 43
- Figura 15. Gráfico de $\frac{\Delta P \rho}{G_0^2} \cdot \frac{d_p}{L} \frac{\varepsilon^3}{1-\varepsilon}$ em função de $\frac{d_p G_0}{\mu} \frac{1}{1-\varepsilon}$ também para resultados da modelagem deste trabalho. Adição em batelada de 20 gramas. _____ 44
- Figura 16. Gráfico de $\frac{\Delta P \rho}{G_0^2} \cdot \frac{d_p}{L} \frac{\varepsilon^3}{1-\varepsilon}$ em função de $\frac{d_p G_0}{\mu} \frac{1}{1-\varepsilon}$ também para resultados da modelagem deste trabalho. Adição em batelada de 40 gramas. _____ 45
- Figura 17. Gráfico de $\frac{\Delta P \rho}{G_0^2} \cdot \frac{d_p}{L} \frac{\varepsilon^3}{1-\varepsilon}$ em função de $\frac{d_p G_0}{\mu} \frac{1}{1-\varepsilon}$ também para resultados da modelagem deste trabalho. A adição em batelada de 60 gramas. _____ 45
- Figura 18. Gráfico de $\frac{\Delta P}{\rho V_c^2}$ em função de $\frac{1}{Re_p}$, para a pastilha “G” com adição de 20 gramas (a), 40 gramas (b) e 60 gramas (c). _____ 48
- Figura 19. Gráfico de $\frac{\Delta P}{\rho V_c^2}$ em função de $\frac{1}{Re_p}$, para a pastilha “M” com adição de 20 gramas (a), 40 gramas (b) e 60 gramas (c). _____ 49
- Figura 20. Gráfico de $\frac{\Delta P}{\rho V_c^2}$ em função de $\frac{1}{Re_p}$, para a pastilha “P” com adição de 20 gramas (a), 40 gramas (b) e 60 gramas (c). _____ 50

Figura 21. Valor calculado para a pastilha “G”. Adimensional do inverso da permeabilidade (N_p) em função de $\left(\frac{M_p}{d_p}\right)\left(\frac{M}{D_{particula}}\right)$. _____ 52

Figura 22. Valor calculado para a pastilha “M”. Adimensional do inverso da permeabilidade (N_p) em função de $\left(\frac{M_p}{d_p}\right)\left(\frac{M}{D_{particula}}\right)$. _____ 52

Figura 23. Valor calculado para a pastilha “P”. Adimensional do inverso da permeabilidade (N_p) em função de $\left(\frac{M_p}{d_p}\right)\left(\frac{M}{D_{particula}}\right)$. _____ 53

Lista de Tabelas

Tabela 1 -Composição das Esferas de vidro. _____ 18

Lista de Símbolos

ΔP	- Variação da pressão (<i>atm</i>)
γ	- Constante característica de cada pastilha
A	- Área da seção (m^2)
α	- Constante numérica e adimensional
β	- Constante numérica e adimensional
D	- Diâmetro do tubo (<i>m</i>)
$D_{partículas}$	- Diâmetro médio das partículas acrescentadas sobre a pastilha
(m^2)	
d_p	- Diâmetro médio característico da partícula (<i>m</i>)
ε	- Porosidade do meio
f_1' e f_2'	- Constantes de Ergun
f^*	- Fator de atrito
G_0	- ρv_0
h	- Altura de coluna de fluido (<i>m</i>)
K	- Permeabilidade
K^*	- Permeabilidade de Kozeny-Carman
k_k	- Constante de Kozeny-Carman
k	- Constante de perda localizada
l	- Diferença de comprimento da saída da pastilha até a saída da tubulação (<i>m</i>)
l^*	- Espessura do meio (<i>m</i>)
l_t	- Comprimento do tubo (<i>m</i>)
l'	- Comprimento do canal poroso

CAPÍTULO 1. INTRODUÇÃO E OBJETIVOS.

1.1 Introdução

A confecção de meios porosos para filtros inertes ou bioativos tem sido estudada com frequência devido a sua relevância em processos de engenharia. Na construção de meios porosos com esta finalidade é importante ressaltar os aspectos da estrutura do meio poroso e os fluidodinâmicos, ambos determinantes no desempenho de separação do filtro.

A partir da literatura sabe-se que a interação de filtros bioativados varia com a distribuição de velocidade do escoamento no meio poroso. Svec e Frèchet (1996) observaram que a atividade enzimática sofre uma redução significativa em função da velocidade de escoamento. Para meios compostos por fibras a atividade de interação foi reduzida em mais de 50% em relação a meios porosos de vidro particulados de 10 μm , considerando valores de velocidade do escoamento maiores que 4×10^{-3} m/s (Rahli *et al.*, 1997).

Dessa forma, o controle na estrutura matriz do meio inerte e sua relação com parâmetros fluidodinâmicos são importantes para alcançar a melhor eficiência entre a vazão e a separação de partículas no filtro. Estes aspectos são igualmente relevantes no projeto de filtros fisicamente inertes, cujo objetivo é a de retenção de fibras e/ou partículas milimétricas. Em particular, a retenção de fibras de produtos alimentícios como manga, açaí, abacaxi e outros são importantes, pois agregam propriedades nutricionais, sendo que muitas vezes tais adições são condições exigidas pelos alimentos.

Nas indústrias químicas e alimentícias encontram-se diversos processos os quais envolvem sistemas com leito fixo com esferas acomodadas formando meios porosos.

Devido as suas diversas aplicações, muitos estudos estão sendo voltados a esta área de pesquisa, sendo assim, buscando uma possibilidade de entender e prever a distribuição de velocidade, assim como variações de temperatura nos mais diversos processos e condições. O sistema de leito fixo, seja ele sinterizado ou compactado, é um importante exemplo de meio poroso. Encontra-se utilização de leito fixo em reatores catalíticos, trocadores de calor, secadores, entre outros, dessa forma se torna de grande importância estudos de escoamentos de fluidos nesse tipo de sistema, buscando entender o seu melhor desempenho.

Aliado a frente de estudos experimentais sobre a distribuição de velocidade, correm em paralelo os estudos sobre modelagens matemáticas em leito fixo, com isso prevendo e equacionando o perfil de velocidade no interior dos leitos. Apesar do avanço que já se obteve, os modelos propostos não podem prever com precisão, a distribuição de velocidade em leitos fixos, principalmente porque a distribuição depende da razão D/d_p (relação entre o diâmetro do tubo e o diâmetro da partícula), o que dificulta o problema físico em condições limites, como para $D/d_p < 10$.

Neste trabalho o escoamento num meio poroso sinterizado foi caracterizado com análise dos resultados experimentais na forma adimensional, envolvendo parâmetros fluidodinâmicos (velocidade média, viscosidade), parâmetros geométricos (diâmetro das partículas do meio, espessura do meio) e porosidade do meio (ε). A modelagem matemática do escoamento foi decorrente da formulação de Vortmeyer e Schuster (1983) e de Subagyo et al. (1998), a qual foi implementada para ajustar-se aos resultados experimentais deste trabalho em função de Re_p (Reynolds partícula) e d_p (diâmetro da partícula). A modelagem apresenta-se de acordo com os resultados experimentais.

1.2. Objetivos.

Esta dissertação de mestrado tem como objetivo geral o estudo experimental do escoamento num meio poroso fixo e rígido sinterizado com esferas de vidro. Os objetivos específicos deste trabalho são:

A caracterização fluidodinâmica do escoamento de água no meio poroso, incluindo ensaios experimentais da retenção de partículas milimétricas (areia fina, areia grossa, esferas de vidro da composição do meio poroso e fibras de açai), a partir da experimentação com variação da pressão e adição de massa em batelada;

Modelagem matemática a partir de modelos da literatura e a respectiva comparação com os resultados experimentais.

CAPÍTULO 2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.

2.1. Considerações da literatura sobre o escoamento num leito fixo.

Um meio poroso composto por partículas ou fibras é fisicamente caracterizado por parâmetros como: superfície específica, tortuosidade e fração de volume vazio ou porosidade (ε) (Moreira et al., 2004 e Vasques, 2001). Dentre outros, a porosidade está presente na maioria das correlações que investigam propriedades fluidodinâmicas da água no meio poroso.

Os parâmetros mais importantes são: “ S_B ”, superfície específica; “ ε ”, fração de volume vazio do leito ou porosidade; “ S ”, superfície específica das partículas ou superfície de uma partícula dividida por seu volume. Os parâmetros S e S_B são diferentes por causa do volume de vazios presente no meio poroso; em geral se relacionam como, $S_B = S(1 - \varepsilon)$; onde os valores de “ ε ” e “ S ” são diferentes para diferentes meios e partículas.

Uma lei fundamental para o escoamento num meio poroso é a Lei de Darcy, que tem a forma da eq. (1):

$$u_c = K \frac{(-\Delta P)}{l^*} = B \frac{(-\Delta P)}{\mu l} \quad (1)$$

onde a eq. (1) é dada por: ΔP - queda de pressão através do meio poroso; l^* - espessura do meio; u_c - velocidade média do fluido; K - permeabilidade; B - coeficiente de permeabilidade; μ - viscosidade do fluido.

A Lei de Forchheimer procura descrever o escoamento num meio poroso de modo mais preciso que a Lei de Darcy, e tem a forma: $\frac{\Delta P}{l} = \alpha u_c + \beta u_c^2$. Para uma melhor compreensão da Lei de Forchheimer considere inicialmente a equação para a velocidade média do escoamento através de um tubo circular, dado por eq. (2):

$$u = \frac{D^2 (-\Delta P)}{32\mu l_t} \quad (2)$$

onde: μ - viscosidade do fluido; u - velocidade média do fluido; D - diâmetro do tubo; ΔP - queda de pressão do escoamento no tubo relativa ao comprimento l_t .

A eq.(2) de modo análogo para o escoamento em canais tortuosos, presentes no meio poroso é a eq. (3) que se segue:

$$u_1 = \frac{d_m^2 (-\Delta P)}{K' \mu l'} \quad (3)$$

onde: K' - constante adimensional que depende da estrutura do meio; u_1 - velocidade média do fluido através do canais porosos; d_m - diâmetro do canal poroso; l' - comprimento do canal poroso.

As grandezas u_1 e l' são apenas análogas a u e l_t , pois representam condições particulares do escoamento num poro particular do meio poroso. A velocidade média presente na Lei de Darcy é relacionada com a velocidade no canal poroso. Em geral para meios porosos randômicos, aplica-se a equação: $u_1 = u_c / e$.

Fazendo uso da proposta de Kozeny apud (Coulson & Richardson, 1991) pode-se expressar o diâmetro equivalente do canal presente no meio poroso, na forma:

$$d_m' = \frac{\varepsilon}{S_B} = \frac{\varepsilon}{S(1-\varepsilon)}, \quad \text{onde:} \quad \frac{\varepsilon}{S_B} = \frac{\text{volume ocupado com fluido}}{\text{superfície molhada do meio poroso}};$$

considerando também as relações: $u_1 = u_c / e$ e sendo $l' \propto l_t$, a eq.(4) para u_c torna-se:

$$u_c = \frac{1}{K^*} \frac{\varepsilon^3}{S^2 (1-\varepsilon)^2} \frac{1}{\mu} \frac{(-\Delta P)}{l} = \frac{1}{K^*} \frac{\varepsilon^3}{S_B^2} \frac{1}{\mu} \frac{(-\Delta P)}{l} \quad (4)$$

onde K^* é conhecida na literatura como constante de Kozeny. Comparando a eq. (4) com a Lei de Darcy eq.(1), observa-se que o coeficiente de permeabilidade é dado pela eq. (5):

$$B = \frac{1}{K^*} \frac{\varepsilon^3}{S^2 (1-\varepsilon)^2} \quad (5)$$

A eq.(4) para u_c , é aplicada segundo Carman (apud Coulson & Richardson, 1991) para condições de escoamento através do meio poroso e para condições de escoamento turbulento. A partir destas considerações o fator de atrito modificado, $R_1 / (\rho u_1^2)$ é investigado em função do número de Reynolds modificado, Re_1 na eq. (6):

$$Re_1 = \frac{\rho u_1 d_m}{\mu} = \left(\frac{u_c \rho}{e \mu S (1-\varepsilon)} \right) \quad (6)$$

A força de resistência que atua no fluido por unidade de área e seção transversal do meio é igual a: $R_1 S l (1-\varepsilon)$; esta força deve ser igual àquela produzida pela diferença de pressão ΔP através do meio. Desde que a seção transversal livre ou disponível para o fluido seja igual a “ ε ”, tem-se:

$(-\Delta P) \varepsilon = R_1 S l (1-\varepsilon)$, portanto, a eq. (7):

$$R_1 = \frac{\varepsilon}{S(1-\varepsilon)} \frac{(-\Delta P)}{l} \quad (7)$$

Considere os parâmetros: i) comprimento do meio poroso, “ l ”; ii) área da seção transversal do meio, “ A ”; iii) volume da fração sólida no meio poroso, “ $l(1-\varepsilon)$ ” e superfície total “ $S l (1-\varepsilon)$ ”. Já R_1 é a força de arrasto por unidade de área da superfície da partícula na direção do movimento R_1 pode ser relacionado com propriedades do meio poroso, e com o gradiente de pressão.

Dessa forma tem-se a eq. (8):

$$R_1 / (\rho u_1^2) = \frac{\varepsilon^3}{S(1-\varepsilon)} \left(\frac{-\Delta P}{l} \right) \frac{1}{\rho u_c^2} \quad (8)$$

e sabendo de relações anteriores que: $u_c = \frac{B(-\Delta P)}{\mu l}$, tem-se:

$$R_1 / (\rho u_1^2) = \frac{\varepsilon^3}{S(1-\varepsilon)} \left(\frac{-\Delta P}{l} \right) \frac{1}{\rho u_c \frac{B}{\mu} \left(\frac{-\Delta P}{l} \right)} = \frac{1}{B} \frac{\varepsilon^3}{S(1-\varepsilon)} \frac{\mu}{\rho u_c} =$$

$$= \frac{1}{B} \frac{1}{\left(\frac{\rho u_c}{S(1-\varepsilon)\mu} \right)} \frac{\varepsilon^3}{S^2 (1-\varepsilon)^2} = \frac{1}{B} \frac{\varepsilon^3}{S^2 (1-\varepsilon)^2} \frac{1}{\text{Re}_1} = C \frac{1}{\text{Re}_1} \Rightarrow$$

$$R_1 / (\rho u_1^2) = C \text{Re}_1^{-1} \quad (9)$$

A correlação apresentada pela eq.(9) é semelhante à Lei de Forchheimer, que analisa a resistência do escoamento em duas partes, devido ao arrasto viscoso (efeitos viscosos) na superfície das partículas, e devido à ação turbulenta (efeitos de inércia) nos canais do meio poroso. Na Lei de Forchheimer, os termos do segundo membro variam de acordo com os efeitos de inércia e viscosos. Para pequenas taxas de fluxo $u_c \ll 0$ (escoamento laminar), a segunda parcela do segundo membro tende a zero, $\beta u_c^2 \rightarrow 0$.

Resultados do fator de atrito modificado, também são analisados graficamente na forma de $R_1 / (\rho u_1^2)$ em função de Re_1 , sendo chamado gráfico aproximado de Carman. Este procedimento é análogo à análise do parâmetro $R / (\rho u^2)$ em função de Re para o escoamento em tubulações.

A permeabilidade “K” pode ser determinada a partir da investigação experimental de $\left(\frac{-\Delta P}{l} \right)$ em função de u_c , ou seja $\frac{-\Delta P}{l} = \frac{\mu u_c}{K}$.

A literatura (Gamane & Lannoy, 1996) também mostra que a queda de pressão é bem correlacionada através da expressão semi-empírica para o escoamento em meios porosos, chamada equação de Ergun, a qual se divide basicamente em dois termos, sendo que o primeiro é o laminar e segundo termo a turbulento, sendo escrita como eq.(10):

$$\frac{\Delta P}{l} = 150 \left(\frac{\mu u_c}{d_p^2} \right) \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} + 1,75 \left(\frac{\rho u_c^2}{d_p} \right) \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} \quad (10)$$

Onde:

ΔP - queda de pressão

l - comprimento do leito fixo;

d_p - diâmetro médio das partículas que constituem o meio poroso;

ε - porosidade;

u_c - velocidade média do fluido.

Sabendo que o número de Reynolds é dado por $\left(\frac{\rho u_c d}{\mu}\right)$ e chamando de f^* o fator de atrito de Ergun, a eq.(10) pode ser reescrita como eq.(11):

$$\Delta P = \left(150 \frac{1-\varepsilon}{\text{Re}} + 1,75\right) \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} \frac{L}{d_p} u^2 \rho$$

ou $\Delta P = 2 f^* \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} \frac{L}{d_p} u^2 \rho$ (11)

Os valores “150” e “1,75” não podem ser considerados constantes, como é sugerido para o fator de atrito presente na equação de Ergun. Segundo Heggs (1983), estes valores variam com o número de Reynolds.

Gamane & Lannoy (1996), desenvolveram a seguinte correlação para o fator de atrito, $f^* = \left(360 \frac{1-\varepsilon}{\text{Re}} + 3,6\right)$ no intervalo $1 < \text{Re} < 10^4$.

Para um meio poroso sustentado em geometria cilíndrica, verifica-se experimentalmente, que a queda de pressão e a porosidade sofrem variações com outras grandezas, como a velocidade e a permeabilidade. A Figura 1.a mostra o gráfico da variação da pressão em função da velocidade superficial para meios porosos compostos por fibras (Rahli et al., 1997). As duas curvas no gráfico representam respectivamente dois regimes de escoamento: a curva (1) - regime de Darcy, e a curva (2) - Regime de Não-Darcy. Os dois regimes de escoamento foram obtidos em função da estrutura do meio poroso, caracterizado pelo parâmetro de aspecto da fibra, e demonstra a limitação do modelo de Darcy quando os efeitos de inercia são predominantes.

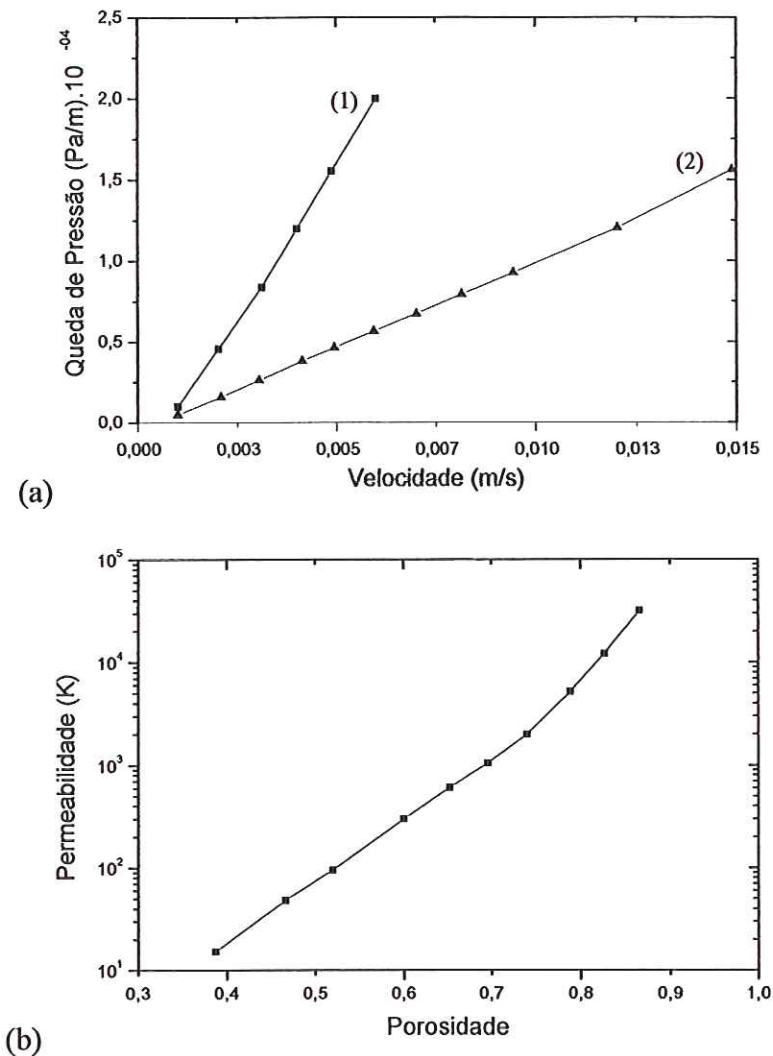


Figura 1. (a) Variação da pressão em função da velocidade superficial.(b) Variação da permeabilidade em função da porosidade (RAHLI et al.,1997).

Observa-se a partir da Figura 1.b, a variação da permeabilidade (K) em função da porosidade (ϵ). Muitos pesquisadores desenvolveram relações para a função $K(\epsilon)$ a partir de hipóteses simplificadoras da geometria do meio poroso. Algumas expressões desta natureza consideram passagens uniformes através da seção transversal dos tubos capilares, e outras combinam passagens seriais e paralelas. Metodologias desta natureza foram desenvolvidas por (KOZENY (1927) e CARMAN (1938) apud RAHLI *et al.*, 1997).

Rahli *et al.* (1997) associaram resultados numéricos e experimentais da porosidade do meio e área específica da partícula. A seguinte relação foi proposta:

$K^* = \frac{\varepsilon^3}{k_k (1-\varepsilon)^2 a_p^2}$ onde k_k é a constante de Kozeny-Carman, em geral encontrada a partir de resultados experimentais da permeabilidade; a_p é a área específica da partícula e a porosidade do meio. Nesta equação tem-se por hipótese que o meio poroso apresenta propriedade de capilaridade com raio hidráulico e seção transversal perpendicular ao eixo do poro. O caminho do líquido passando pelo poro é complexo, e para este meio específico composto por fibras é utilizada a seguinte relação de área específica:

$$a_p = \frac{2(2r+1)}{rd}, \text{ onde "r" é o parâmetro de aspecto de fibra, } \left(\frac{L}{d}\right).$$

Combinando as relações anteriores tem-se a relação para a constante de Kozeny-Carman: $k_k = \frac{\varepsilon^3 r^2 d^2}{4K(1-\varepsilon)^2 (2r+1)^2}$, em função da permeabilidade, porosidade do meio e parâmetros geométricos.

A literatura apresenta estudos a respeito das variações da queda de pressão num leito fixo ou fluidizado. De acordo com Niven (2002) a perda de pressão do escoamento num leito fixo de material granular é determinada pela soma de dois termos: um termo de perda associado à energia viscosa e proporcional à velocidade do fluido, e outro termo de perda inercial ou de energia cinética, proporcional à velocidade quadrática.

A equação de Ergun para a queda de pressão no escoamento através de um leito empacotado é representada em função do número de Reynolds modificado, Re_p $\left(Re_p = \frac{\rho_f d_p u}{\mu}\right)$ e do número modificado de Galileu, Ga^* $\left(Ga^* = \frac{\rho_f g d_p^3}{\mu^2}\right)$, ambos baseados em dimensões características da porosidade do meio poroso; como resultado tem-se uma equação adimensional simples.

A equação de Wen e Yu (1966 apud Niven, 2002) para o escoamento num leito fluidizado também se reduziu a uma forma simples, baseado em um número intersticial modificado de Reynolds com mínima fluidização, $Re_{i,mf}^* = \frac{\rho_f \phi_p d_p u_{mf}}{\mu(1-\varepsilon_{mf})}$, e em um número modificado de Archimedes Ar_{mf}^{**} $\left(Ar_{mf}^{**} = 150 Re_{i,mf}^* + 1.75 (Re_{i,mf}^*)^2\right)$ baseado na escala nula do comprimento e no peso fluidizado mínimo. No resultado de Wen e Yu ,

as funções porosidade são simples e para os adimensionais de Reynolds modificado e Archimedes.

Uma derivação teórica da equação de Ergun também é apresentada no trabalho de Niven (2002), onde é usado um modelo simplificado para o poro canal abrangendo comprimentos revezados de diferentes diâmetros. Para isso é mostrado que o termo U^2 é retirado das perdas inerciais locais durante o escoamento laminar com o meio poroso, especialmente em regime turbulento.

Mesmo após estabelecer a turbulência, tais perdas dominam a perda total da pressão. As análises enfatizam a importância de conduzir a análise dimensional usando os parâmetros físicos, tais como a escala de velocidade que pondera os processos físicos fundamentais do problema. Mesmo com uma análise dimensional correta, a interpretação do problema físico é uma matéria de difícil interpretação.

Eisfeld e Schnizlein (2005) estudaram o escoamento em um leito empacotado (packed bed) com aplicações para reatores. Os autores utilizaram um modelo pseudocontínuo onde são aplicadas as equações de Navier-Stokes e interações de contorno entre fluido e partícula. O efeito viscoso é levado em consideração na porosidade do meio. Bons resultados são verificados entre o modelo dos autores e correlações para a perda de carga no leito empacotado.

Bey e Eigenberger (1996) relatam que um conhecimento detalhado do perfil de velocidade do fluido é essencial para a adequada caracterização do leito fixo. Para esferas diferentes, anéis ou cilindros, todos classificados segundo o tamanho, os perfis de velocidade radiais eram medidos após o leito com velocidades do ar no intervalo: $0,5 \text{ m/s} < v_0 < 1,5 \text{ m/s}$. E com diâmetro de tubo para a relação diâmetro-partícula: $3,3 < \frac{d_t}{d_p} < 11$. Os perfis mostram um máximo de velocidade próximo à vizinhança na parede do tubo. O valor médio dos perfis calculados foi a base para um modelo no qual o perfil de velocidades dentro do empacotado pode ser calculado para esferas, cilindros e anéis. O modelo é baseado na equação de Brinkman, que considera uma viscosidade efetiva para o qual foram derivadas correlações. A comparação do perfil de velocidade simulado com medidas de fluxo líquido foi realizada dentro do leito por Vortmeyer e co-autores.

A literatura indica que o fluxo de fluido pelo leito fixo é muitas vezes caracterizado por um efeito de canalização na parede relatado por vários autores (Kalthoff e Vortmeyer, 1980; Haidegger et al., 1989; Lerou e Froment, 1977; Froment e Bischoff, 1979; Papageorgiou e Froment, 1995 apud Bey e Eigenberger (1996)) que confirmaram a importância de medições internas pela falta de homogeneidade da velocidade em função da posição radial.

Por outro lado, medições diretas dentro do leito têm sido de enorme dificuldade para com o fluxo de gás; somente medidas para o fluxo líquido foram obtidas por McGreavy et al. (1986) e Giese et al. (1996) apud Bey e Eigenberger (1996). A sistemática para determinação do perfil radial de velocidade dentro de empacotamentos de esferas, cilindros e anéis, requer atenção especial devido à influência de reempacotar o leito, e da capacidade de reprodução do perfil de velocidades (Wijngaarden e Westerterp, 1992; Lerou e Froment, 1977). Reproduzir os perfis após o reempacotamento, vai além da influência da velocidade média e das dimensões relativas do tubo $\frac{d_t}{d_p}$.

Bey e Eigenberger (1996) analisaram perfis de velocidade abaixo dos empacotados de esferas, cilindro e anéis; as medidas dos perfis radiais de fluxo foram caracterizadas por velocidades máximas na redondeza da parede do tubo. Flutuações entre estes máximos de velocidade depois de vários reempacotamentos alcançaram acréscimos de até 15%. A distribuição de fluxo dentro do leito foi descrita pela equação de Brinkman e aplicada com grande semelhança ao de Schuster e Vortmeyer (1983). Esta equação consiste em uma queda de pressão correlacionada com a variação radial e a fração de volume ou porosidade em função da posição radial.

De acordo com Subagyo et. al. (1997) um modelo matemático de distribuição de velocidade de um fluido puro foi desenvolvido para um leito fixo, assumindo o fluxo como uma combinação de um meio contínuo e outro descontínuo entre vazios no leito. O modelo pode ser aplicado para fluidos compressíveis e incompressíveis. A validação do modelo foi conferida usando os dados medidos dentro e a jusante do leito. O resultado entre dados medidos e os resultados preditos pelo modelo foram satisfatórios. O modelo comprova com modelos prévios em termos de precisão e simplicidade e não requer novas constantes empíricas.

Os escoamentos num leito fixo são encontrados em muitos processos nas indústrias química e metalúrgica, com grande incentivo a estudos de modelagens matemáticas. Nos anos cinquenta, trabalhos experimentais concluíram que a distribuição de velocidade em leitos fixos que o escoamento do fluido não era uniforme de um dos lados de um leito acumulado, apud Subagyo et. al. (1997) (Arthur et al, 1950; Morais et al., 1951; Schwartz e Smith, 1953; Cairns e Prausnitz, 1959).

Por outro lado outros estudos citados por Subagyo et. al. (1997), como o de Cairns e Prausnitz (1959), verificaram experimentalmente uma distribuição de velocidade a jusante do leito na forma homogênea com um valor de no máximo um ou dois diâmetros de partícula distantes da parede. Mais recente o trabalho experimental de Schertz e Bischo (1969) e Newell e Standish (1973) também concordaram com estes resultados. Para colaborar com os resultados anteriores, foram desenvolvidos numerosos modelos matemáticos. Schwartz e Smith (1953), Newell e Standish (1973), Tsotsas e Schlunder (1988 e 1990) propuseram uma correlação de distribuição de velocidade dentro do leito acumulado. Alguns outros investigadores desenvolveram modelos dividindo o leito em várias regiões, apud Subagyo et. al. (1997) (Martin, 1978; Cohen e Metzner, 1983; Nield, 1983; McGreavy et al., 1986), enquanto outros desenvolveram a distribuição de velocidade estendendo as equações macroscópicas de fluxo no leito fixo, inclusive Ergun (1952), Stanek e Szekely (1974) e Brinkman (1947) com a equação em Vortmeyer e Schuster (1983).

Medidas mais precisas de distribuição de velocidade investigaram a jusante do leito mostrando o perfil oscilando, chegando ao valor máximo muito perto da parede (Preço, 1968; Ziolkowska e Ziolkowski, 1993; Bey e Eigenberger, 1997); esta conclusão também foi apoiada pela medida de distribuição de velocidade dentro do leito (McGreavy et al., 1986 e Stephenson e Stewart, 1986).

Empregando uma viscosidade efetiva, Ziolkowska e Ziolkowski (1993) e Bey e Eigenberger (1997) tentaram desenvolver um modelo matemático de distribuição de velocidade. Ziolkowska e Ziolkowski (1993) desenvolveram seu próprio modelo derivando a equação do movimento com simplificações próprias, enquanto Bey e Eigenberger (1997) estenderam a equação de Brinkman (1947) para melhorarias no modelo. Ambos os modelos usam uma viscosidade efetiva como um fator de ajuste em medidas experimentais para conseqüente aproximação com modelos.

Porém, há críticas no uso de uma viscosidade efetiva como um fator de ajuste para desenvolver um modelo de distribuição de velocidade, por duas razões: primeiro porque reduz a confiança do modelo devido à necessidade de determinar a viscosidade efetiva para uma medida de distribuição de velocidade; segundo, como informado por Mickley et al. (1965) (apud Subagyo et.al., 1997), para fluxo de fluido em leitos fixos, a viscosidade efetiva só é apropriada para representar o comportamento do fluido dentro do vazio.

Balhoff (2006) estudou o fluxo de fluidos não-Newtonianos em leitos compactados com o modelo de lei de potência. Expressões para velocidade de Darcy contra gradiente de pressão para escoamentos não-Newtonianos em leitos compactados são necessários no processamento de polímeros, filtração e recuperação de óleo. Neste trabalho foi modelada a redução de fluxo de fluidos no leito compactado usando modelos de rede fisicamente representativos. Os modelos são úteis porque eles podem ser aplicados a uma gama extensiva de geometrias de leito acumulados, isto é, variações em distribuições de tamanho de partícula e porosidade, comportamento do fluido, heterogeneidade inerente a interconectividade, dentre outros. Em substituição a modelos de alimentação contínua, o autor analisou expressões para a taxa de fluxo em função do gradiente de pressão para a taxa de redução de fluxo do fluido. Um modelo macroscópico simples (modelo de rede) foi usado para investigar os efeitos de comportamento reológico do fluido e a influência da morfologia de leito fixo.

Matveev et. al. (2006) utilizaram a técnica de Ressonância Magnética Nuclear para estudar o fluxo de material granular à jusante de um reator de leito fixo. Por descrever o transporte de partículas sólidas dentro de um leito granular fixo, um modelo foi desenvolvido. Resultados experimentais obtidos do gradiente de campo de velocidade revelaram o caráter de bimodal para dois picos na distribuição de velocidades de partículas. A velocidade de filtração tem um máximo e uma intermediária taxa mássica de fluxo na região do leito inundado. Dos resultados experimentais, também foram avaliados os valores de parâmetros modelo que permitiu descrever velocidades de partícula dentro de um leito.

Ziolkowska e Ziolkowski (1988) apresentaram uma revisão de literatura dos problemas associados à morfologia do meio poroso e suas conseqüências no transporte de fluidos para vários modelos geométricos. Os efeitos da geometria do meio poroso foi

revelado com elementos sólidos regulares e irregulares, no sentido de prever as necessidades de substâncias químicas em processos de reatores.

O artigo de Achenbach (1995) estuda a transferência de calor e características de fluxo num leito fixo. Em sua formulação é prevista transferência de calor por condução, queda de pressão, condutividade térmica efetiva, e transferência de calor de parede. Resultados experimentais são apresentados para o número de Reynolds da ordem de magnitude até, $\frac{Re}{e} = 7.7 \times 10^5$. O domínio de aplicação é largamente explorado, envolvendo um leito fixo catalítico com transferência de calor para investigação de recuperação de detritos. Outros trabalhos do gênero são dedicados a leitos fluidizados, porém a idéia básica é efetivar a transferência de calor de partícula que compõe o leito fixo para o fluido.

No trabalho de Achenbach (1995) o coeficiente de queda de pressão apresentou-se independente de Reynolds para $\frac{Re}{1/e} > 10^5$. Além disso, a influência da porosidade, sua distribuição no leito e o fluxo no contorno foram relevantes.

Com respeito à formação do leito fixo por sinterização, no estudo de Assis & Vieira (1999) encontram a descrição sobre o processo fundamental na união por aquecimento de partículas esféricas. O processo tem início pelo estabelecimento inicial de um “pescoço”, que consiste em uma ponte na área de contato entre as partículas. A formação do pescoço ocorre com o transporte de massa em sua direção, que pode ser visualizado na Figura 2.

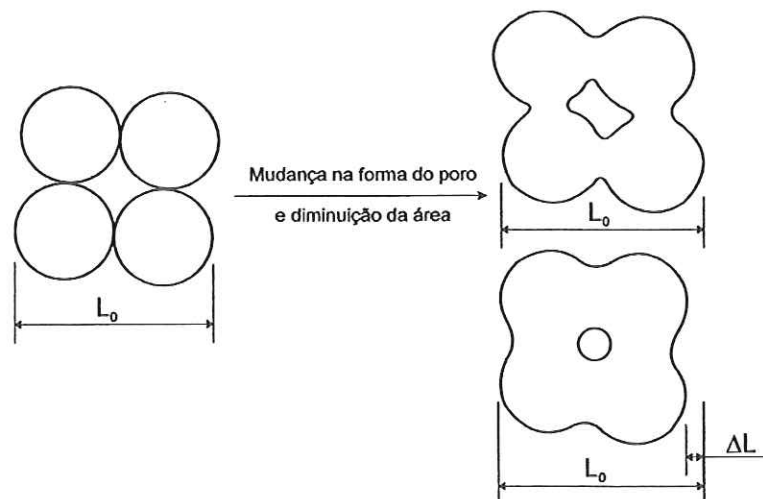


Figura 2: União das partículas com a diminuição da área superficial total dada por ΔL .

Na sinterização vários mecanismos de transporte atômico ocorrem simultaneamente, podendo ser predominantes ou controladores do processo. De uma forma geral os mecanismos que prevalecem estão relacionados com a energia superficial das partículas.

É possível especificar os principais mecanismos de sinterização quando se analisa o modelo esférico. Na superfície das esferas existe um raio positivo de curvatura, os átomos que a compõem apresentam ligações interrompidas ou radicais livres, caracterizando uma maior energia livre. A pressão de vapor é maior do que em uma superfície plana. Com o aquecimento dá-se início ao movimento dos átomos para a região de menor energia, caracterizada pela curvatura inversa (Lee & Rainforth, 1994).

O transporte atômico ocorre desta forma preferencialmente em direção a região de contato, acarretando no crescimento do pescoço e no aumento da densificação. O processo caminha no sentido de diminuir a área superficial, baixando a energia livre do sistema. A Figura 3 apresenta o modelo hipotético para a formação do pescoço entre partículas sólidas.

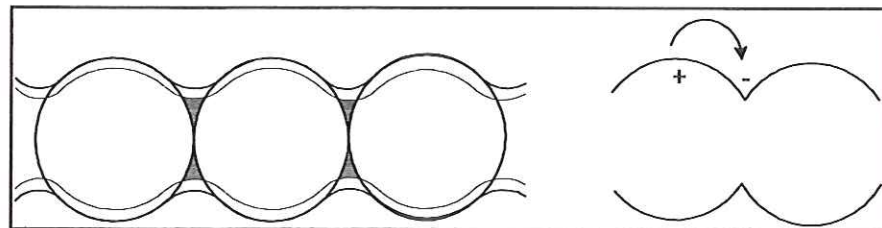


Figura 3: Formação do pescoço.

De uma maneira geral, a sinterização pode ser classificada da seguinte forma:

- Sinterização em estado sólido: O mecanismo de transporte atômico ocorre em fase sólida. Não há presença de fração líquida no sistema, ou seja, a temperatura de sinterização não provoca a fusão de nenhum constituinte.
- Sinterização com fase líquida: Nesta, uma ou mais fases tornam-se líquidas durante o aquecimento. A sinterização por fase líquida é caracterizada quando o líquido presente for igual ou superior a 20% do volume, na temperatura de trabalho.

- Sinterização vítrea ou viscosa: Nesta a sinterização ocorre por fluxo viscoso sendo o mecanismo predominante em materiais amorfos, como vidros.

Nos vidros a variação da viscosidade (η) é fortemente dependente da temperatura, esta característica deve-se aos tipos de ligações e a distribuição em que os átomos estão dispostos. O fluxo viscoso pode ser considerado como um processo onde está envolvido o movimento de átomos, ou grupo de átomos. No mecanismo viscoso, uma vez iniciado o processo de sinterização, a migração atômica acontece por deslocamento “em conjunto” de átomos. Este movimento simultâneo é estabelecido por um átomo que desencadeia o processo como demonstrado no modelo apresentado por Scherer (1984). Para que exista o escoamento, os átomos devem vencer uma barreira de potencial, que nada mais é do que a energia requerida para iniciar o processo. Esta energia é fornecida pelo aquecimento, caracterizando o ponto de amolecimento em temperaturas (para o vidro) ao redor da indicada na Figura 4, segundo informações apresentadas por Assis & Vieira, (1999).

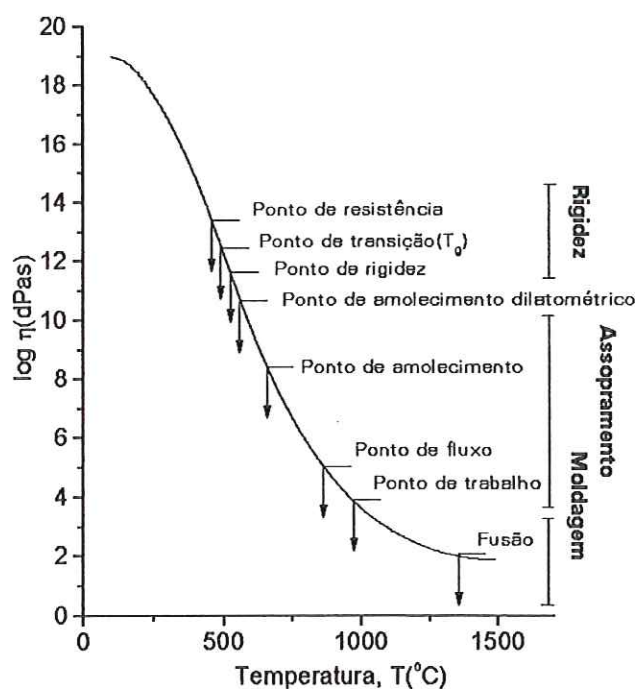


Figura 4: Variação da viscosidade em função da temperatura para vidro silicato alcalino.

Estas considerações da literatura demonstram que vários aspectos particulares são objetos de motivação para a melhor compreensão da natureza do escoamento em meios porosos. Dentre esses, outros foram empregados na metodologia que segue no capítulo 3.

CAPÍTULO 3. METODOLOGIA EXPERIMENTAL E MODELAGEM MATEMÁTICA.

3.1. Confeção do Leito Fixo Sinterizado e Montagem Experimental

O meio poroso tipo leito fixo foi confeccionado para estudo neste trabalho na forma de uma pastilha circular. O meio poroso (pastilha) foi composto de esferas de vidro com diâmetro, d_p , de valores entre: 1,0 mm a 1,7 mm trabalhando-se com média 1,35 mm para menor esfera; 1,4 mm a 2,0 mm com média 1,7 mm para esfera de médio tamanho e por ultimo esferas de 2,4 mm a 3,3 mm média de 2,85 mm, todas estas informações com procedência comprovada pelo fabricante, assim como sua composição expressa na Tabela 1 abaixo:

Tabela 1 - Composição das Esferas de vidro.

Óxido	% Mássica
Si O ₂	72,5
Na ₂ O	13,7
CaO	9,8
MgO	3,3
Al ₂ O ₃	0,4
Fe ₂ O ₃	0,2
FeO	0,2
K ₂ O	0,1
Outros óxidos	<0,3

Fabricante: Potters Industrial Ltda. (Rio de Janeiro)

Estas esferas foram sinterizadas em forno elétrico no patamar de temperatura de 750°C com tempo variando de acordo com o tamanho das esferas de: 40 a 100 min com taxa de aquecimento de 10°C por minuto e resfriado de 12 a 14 horas.

A sinterização, como visto, pode ser definida como um processo no qual ocorre à união de duas ou mais partículas, via transferência entre partículas. Essa união faz com que ocorra uma diminuição na área superficial do volume, acompanhada ou não, de uma redução dos vazios (poros), simultânea a formação da estrutura.

Com o objetivo de compor um leito fixo na forma de um elemento rígido, as esferas de vidro foram compactadas num molde cilíndrico (veja Figura 5.a), e sujeitas a uma sinterização, conduzida em diferentes intervalos de tempo de 30 a 100 minutos, escolhidos para esferas de diferentes diâmetros.

O produto final na forma de uma pastilha rígida, só foi obtido com sucesso, após várias tentativas que buscaram adequar a espessura do meio, o tamanho da esfera de vidro escolhida, a temperatura e o tempo da sinterização durante o patamar. Nas primeiras tentativas o produto final não tomava a forma rígida e circular como ilustrado na Figura 5.b. Posterior ao sucesso da rigidez das pastilhas elas foram fixas em anéis de policloreto de vinila (PVC) também visualizado na Figura 5.b.. Tudo isso utilizado para facilitar a colocação das mesmas na tubulação transparente de 29 mm de diâmetro com 3 m de altura de vidro mais 50 cm de acrílico, de acordo com a montagem experimental descrita a seguir (Figura 6.a).

O meio poroso sinterizado tomou a forma de um elemento rígido na forma de pastilhas com diâmetro de 0,029 m, espessura de 0,01 m, de acordo com o molde metálico usinado em aço inox 310 e visualizado na Figura 5.a.. Para evitar a fixação da pastilha porosa no molde de inox após a queima, foi feito um banho em pó cerâmico (caolin) junto à superfície do molde de inox a cada nova pastilha sinterizada.

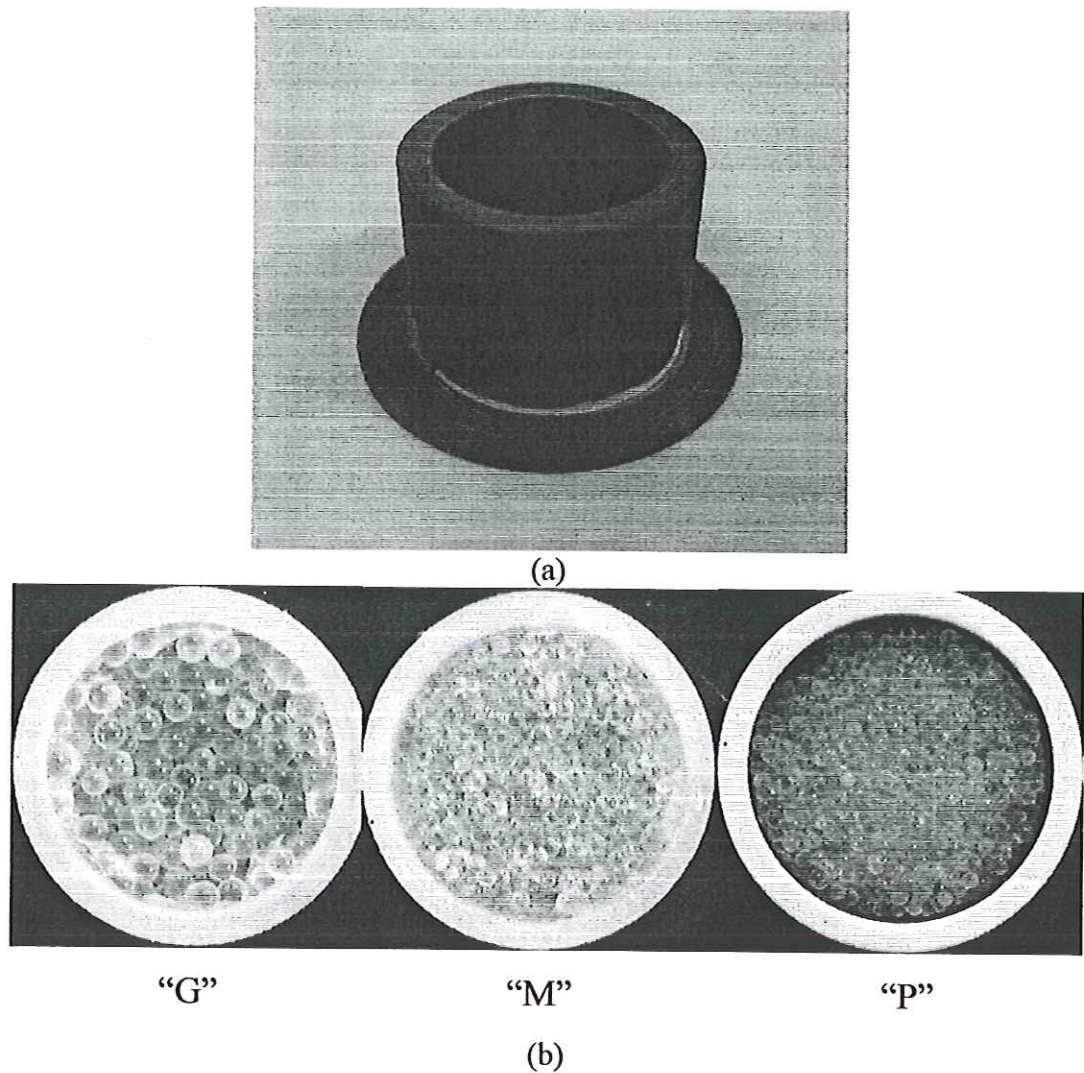


Figura 5. (a) Molde em aço inox 310 usado em forno elétrico de alta temperatura (temperatura máxima suportada 1000°C) para a sinterização das pastilhas ensaiadas; (b) Fotos das três pastilhas produzidas no molde da Figura 5.a e ensaiadas experimentalmente; denominadas no texto respectivamente como G, M e P.

A Figura 6.a ilustra a montagem para os ensaios experimentais de escoamento nas pastilhas porosas e mostra a instalação completa no Laboratório de Engenharia Térmica e Fluidos - NETeF/EESC-USP de uma tubulação transparente de 3 metros de vidro e 50 cm de acrílico na base torneada em forma de rosca para criar uma emenda para facilitar o manuseio e troca dos meios porosos (pastilhas) que são vedados por o-rings comerciais; a base de acrílico ainda recebeu um tampão colocado com o-ring para vedar a saída e um bico de PVC para saída fluídica perpendicular ao tampão, tubulação esta a qual foi fixa a uma estrutura metálica.

Foram escolhidos níveis em pontos discretos da tubulação de forma a cobrir toda sua extensão, foi colocada marcas na tubulação de 30 cm em 30 cm em um total de nove marcas, marcas estas que serviram para nível da água em cada uma delas, niveladas através de registro de precisão com posterior estabilização do fluxo antes da retirada de vazão em triplicata.

Na Figura 6.b tem-se o desenho esquemático de criação da base de acrílico com sua pastilha tampão de vedação com o ring e bico coletor da vazão total, a medida da distância entre pastilha e tampão (5,5 cm) é dada com margem de erro, para não haver possibilidade de um enchimento desse espaço reservado. Os pontos (1); (2) e (3) são os pontos considerados no cálculo posterior da variação de pressão. E Figura 6.c é uma foto ilustrativa da base acrílica usada.

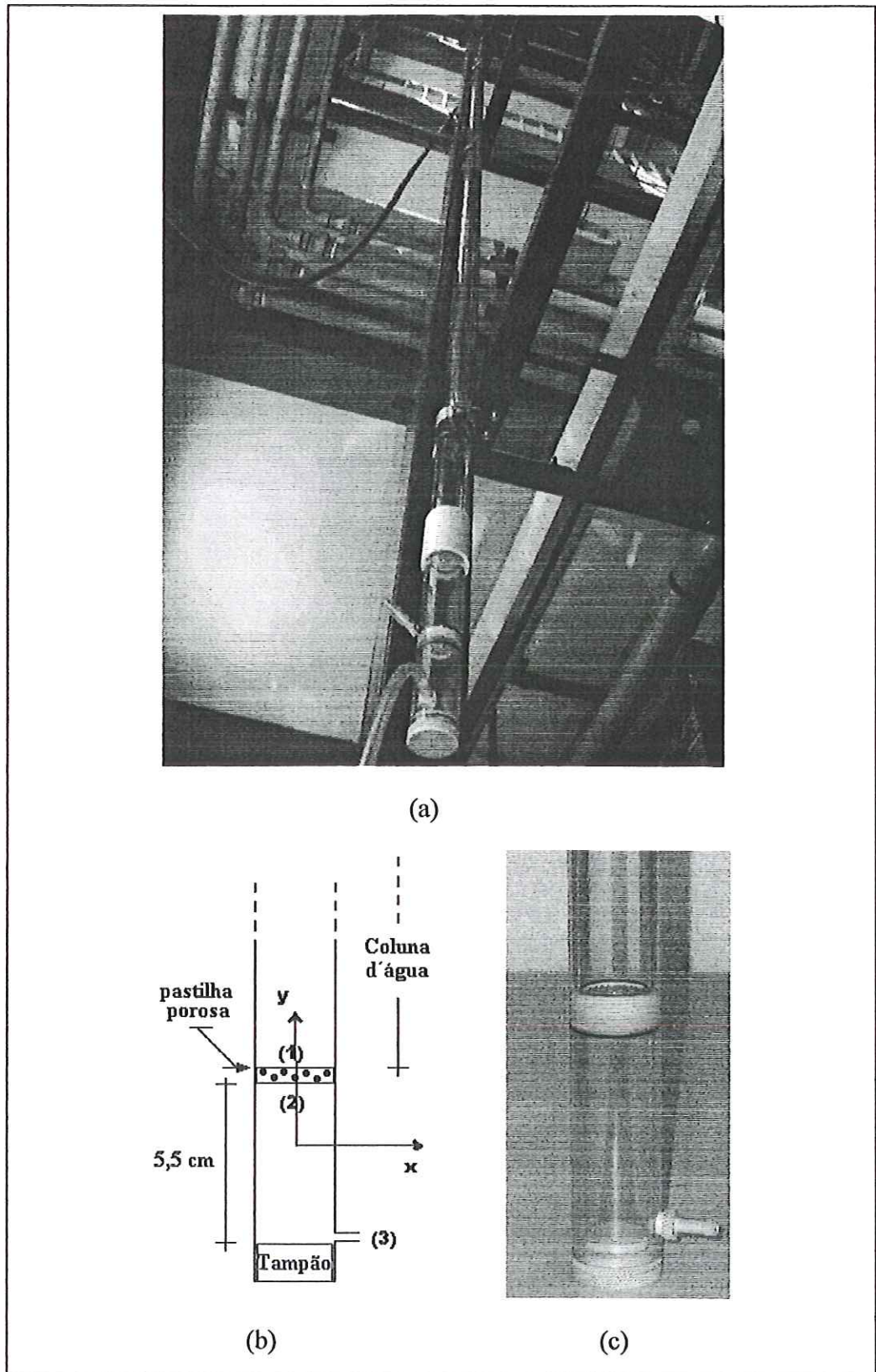


Figura 6. Construção experimental. (a) Fixação na tubulação no Laboratório de Engenharia Térmica e Fluidos; (b) Desenho esquemático da instalação da pastilha; (c) foto da posição da pastilha porosa no tubo transparente;

As pastilhas ensaiadas experimentalmente (M, G e P, Figura 5.b) são caracterizadas respectivamente para $\frac{D}{d_p}$ nos seguintes valores: 21,4; 17,1 e 10,2. Foram realizados ensaios experimentais do escoamento normal (direção perpendicular a pastilha) para cada pastilha: com água pura, e posteriormente água pura mais a adição em batelada (cargas pré-determinadas) na tubulação sobre a pastilha na quantidade de 20 gramas, 40 gramas e 60 gramas dos seguintes materiais: esferas da mesma composição das pastilhas: esfera de vidro com 0,00285 m de diâmetro médio (G); esfera de vidro com 0,0017 m de diâmetro médio (M); esfera de vidro com 0,00135 m de diâmetro médio (P); areia grossa com 0,001205 m de valor médio de partícula; areia fina com 0,000775 m de valor médio de partícula, areia esta que foi preparada em peneiras comerciais por técnica de agitação em bancada de peneiramento nos garantindo uma faixa de precisão de tamanho da partícula; polpa de açaí secado em estufa obtendo em sua maioria fibras e aproximação do tamanho da partícula através de foto microscópica (Figura 7) com 0,00005 m de valor médio de tamanho de fibra. Somente o açaí foi adicionado em bateladas menores de 10g 15g e 20g devido a baixo tamanho da partícula, e a complexidade de sua torta que se acumula sobre o meio poroso.

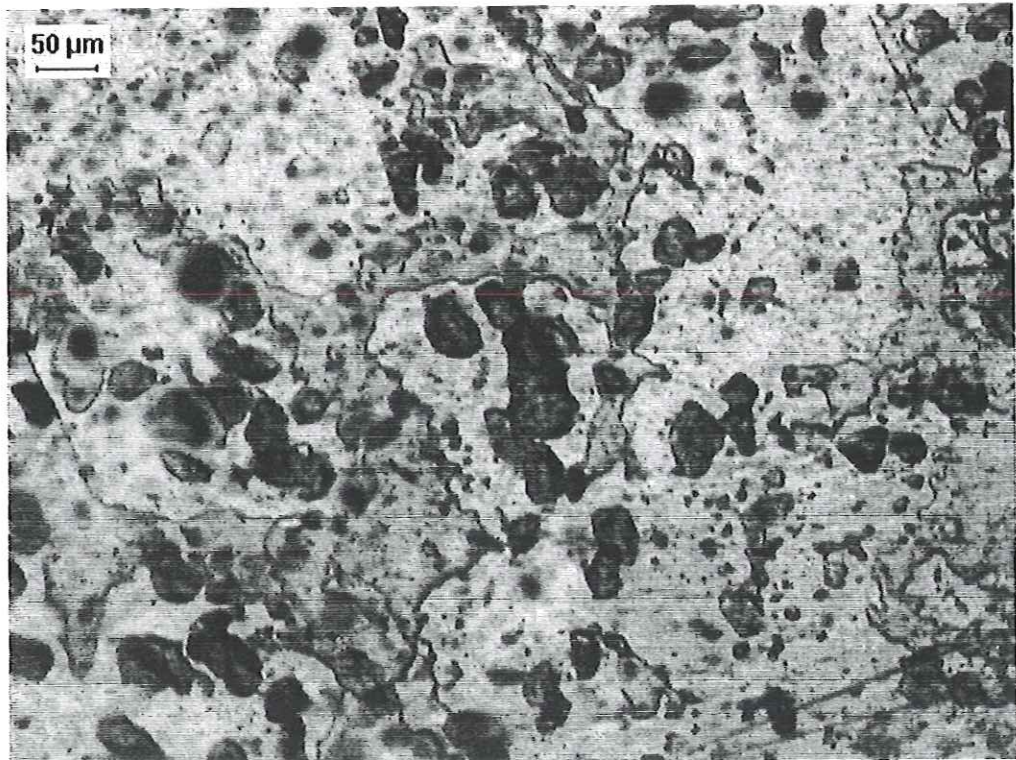


Figura 7: Foto microscópica da estrutura do açaí.

Em todas as situações de escoamento, foram realizadas medições de vazão após a pastilha. As medições realizadas na temperatura ambiente de 27°C, foram realizadas em triplicata, mantendo-se constante ao nível de coluna d'água nos seguintes valores: 0,3m; 0,6m; 0,9m; 1,2m; 1,5m; 1,8m; 2,1m; 2,4m e 2,7m. A constância está estabelecida através de registro preciso, e estabilização de cada vazão a cada altura, com possíveis reajustes de medida a medida. Foi considerado o valor médio das três medidas realizadas para a vazão mássica, na posição "3" indicada na Figura 6.b., posição esta no bico de saída de captação do fluido.

Os resultados experimentais foram sujeitos à análise adimensional representativa de propriedades físicas, parâmetros fluidodinâmicos e geométricos que influenciam, por exemplo, a variação de pressão no meio poroso.

Uma análise clássica de Niven (2002) dos parâmetros que influenciam o escoamento num meio poroso, conduz ao seguinte resultado da eq.(12):

$$\frac{\Delta P}{L} = \phi(\mu, \rho_f, u, d_p, \varepsilon, D, h), \quad (12)$$

Onde $\frac{\Delta P}{L}$ representa a variação da pressão (ΔP) ao longo do leito fixo (L , espessura do leito fixo). A análise adimensional a partir do teorema dos PI de Buckingham, conduz dentre outros adimensionais, a uma forma das mais comuns da literatura (Bird, 1960), ou seja: $\frac{\Delta P \rho_f d_p}{G_0^2} \cdot \frac{d_p}{L} \frac{\varepsilon^3}{1-\varepsilon}$ em função de $\frac{d_p G_0}{\mu} \frac{1}{1-\varepsilon}$, conhecida como uma das formas para a equação de Ergun (Bird, 1960). Os resultados deste trabalho serão apresentados no Capítulo 4, dentre outros, para os adimensionais acima.

Os valores de porosidade (ε) de cada pastilha foram obtidos como segue: sendo a razão entre o volume de vazios e o volume total do leito poroso (volume do leito + volume dos vazios), na forma da eq.(13).

$$\varepsilon = \frac{V_{\text{vazios}}}{V_{\text{total(leito + vazios)}}} \quad (13)$$

Onde V_{vazios} é volume dos espaços vagos entre as esferas das pastilhas e V_{total} é o volume dos vazios mais o volume do leito composto por esferas. Sendo assim:

$$V_{leito} = \frac{\pi D^2}{4} * h = \frac{m}{\rho}, \text{ onde "m" é a massa medida de cada pastilha, das quais tem-se:}$$

- i. Pastilha com esferas maiores ou pastilha G (grande), $m= 11,51$ gramas;
- ii. Pastilha com esferas intermediárias ou pastilha M (média), $m= 12,70$ gramas;
- iii. Pastilha com esferas menores ou pastilha P, $m= 13,11$ gramas.

Para o valor da densidade do vidro, tomado como o fornecido pelo fabricante Potters Industrial Ltda como $\rho= 2613 \text{ kg/m}^3$. Foi estabelecida medida em triplicata da massa do volume de água dentro dos vazios no meio poroso (entre as esferas), medida esta que foi feita com as pastilhas já fixadas nos anéis de PVC, colados em lâminas de vidro com silicone, posteriormente tendo a massa da lâmina mais a das pastilhas, foi adicionado água aos espaços vazios entre as esferas, obtendo a massa total.

Portanto fazendo as diferenças obtém-se as massas das pastilhas e dos espaços vazios. Com estes valores empregados na eq.(13) foram calculados os valores médios para cada conjunto de três medições. Logo tem-se: $\varepsilon = 0,33 ; 0,1675$ e $0,1716$, respectivamente, para pastilha G, M e P. A proximidade da permeabilidades $0,1675$ e $0,1716$ é devido ao coeficiente de tempo de sinterização por tamanho da esfera, repetindo a confecção da pastilha M, nota-se que ela acaba por se sinterizar em um patamar de temperatura que fica próximo ao patamar da pastilha P.

Os valores da variação de pressão (ΔP) no leito poroso obtém-se como segue; P_1 a pressão na entrada da pastilha e P_2 a pressão na saída da pastilha, de acordo com a Figura 6.b, pode-se escrever para um fluido ideal a seguinte eq.(14):

$$\Delta P = (P_2 - P_1) = [P_2 - (P_{atm} - \rho gh)] \quad (14)$$

Sendo, a densidade da água e outras propriedades dadas por: $\rho=998 \text{ kg/m}^3$; $\mu= 10^{-3} \text{ Pa.s}$ e $g=9,8 \text{ m/s}^2$, característicos da corrente de fluido na saída da pastilha. Os parâmetros também foram usados no cálculo do número de Reynolds partícula, definido

$$\text{como: } Re_p = \frac{(\rho v d_p)}{\mu}.$$

Para o cálculo da variação da pressão, e a correta adaptação da região presente na montagem experimental (Figura 6.b), escreve-se a equação de Bernoulli eq.(15); os índices “1”, “2” e “3” são identificados na Figura 6.b:

$$P_2 + \rho \frac{v_2^2}{2} + \rho g z_2 = P_3 + \rho \frac{v_3^2}{2} + \rho g z_3 + k \rho \frac{v_3^2}{2} \Rightarrow$$

$$P_2 = P_{atm} + \frac{\rho}{2} [v_3^2 - v_2^2] + \rho g (z_3 - z_2) + k \rho \frac{v_3^2}{2} \quad (15)$$

Considerando na eq.(15), $v_2^2 \ll v_3^2$ e $z_3 - z_2 = l$, a equação torna-se:

$$P_2 = P_{atm} + \frac{\rho}{2} v_3^2 + \rho g l + k \rho \frac{v_3^2}{2}$$

Substituindo P_2 na eq. (14), vem:

$$\Delta P = (P_2 - P_1) = P_{atm} + \frac{\rho}{2} v_3^2 + \rho g l + k \rho \frac{v_3^2}{2} - P_{atm} - \rho g h$$

Assim encontra-se a eq. (16) utilizada no cálculo de ΔP :

$$\Delta P = \frac{\rho}{2} (v_3^2 + k v_3^2) + \rho g (l - h) \quad (16)$$

O valor do coeficiente de perda de pressão (k) associado à região de entrada foi extraído da literatura (Fox e Mcdonald, 1998), como sendo $k = 0,5$.

3.2. Modelagem Matemática

A literatura apresenta modelos matemáticos com o objetivo de descrever o escoamento em leitos fixos. São encontrados os modelos de Vortmeyer & Schuster (1983), Bey & Eigenberger (1997) e Subagyo et. Al. , (1998), dentre outros comentados no item 2.1.

A modelagem deste trabalho é decorrente do estudo de Vortmeyer & Schuster (1983) e da modificação da formulação de Subagyo et. Al., (1998). Tais trabalhos da literatura são voltados para a modelagem do escoamento num leito fixo, o que difere deste no sentido de que a pastilha porosa (meio filtrante fixo) foi preparada com sinterização até a estruturação na forma de uma pastilha rígida.

A formulação diferencial que descreve o escoamento num meio poroso compactado e sustentado por uma coluna de fluido num tubo cilíndrico é estabelecida pela equação de Brinkman, apresentada por Vortmeyer e Schuster (1983) na forma da eq.(17):

$$\frac{\partial P}{\partial z} = - f_1' u - f_2' u^2 + \frac{\mu}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial u}{\partial r} \right] \quad (17)$$

Os coeficientes de Ergun f_1' e f_2' são dados na forma, $f_1' = 150 \mu \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3 d_p^2}$ e

$f_2' = 1,75 \rho \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3 d_p}$ (Vortmeyer e Schuster, 1983; Gamane e Lannoy, 1996 e Subagyo e

Standish, 1998). Os valores numéricos presentes em f_1' e f_2' são chamados de constantes de Ergun, de onde podem ser isoladas as funções da porosidade:

$f_1(\varepsilon) = 150 \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3}$ e $f_2(\varepsilon) = 1,75 \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3}$. Reescrevendo a eq.(17) obtém-se a

eq.(18):

$$\frac{\partial P}{\partial z} = - \frac{\mu}{d_p^2} f_1(\varepsilon) u - \frac{\rho}{d_p} f_2(\varepsilon) u^2 + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (18)$$

Onde as constantes de Ergun foram adicionadas às funções porosidade, $f_1(\varepsilon)$ e $f_2(\varepsilon)$. Considerando o gradiente de pressão constante, $\frac{\partial P}{\partial z} = -\frac{\Delta P}{L}$, e

definindo as variáveis: $u_o^* = \left(\frac{\Delta P}{L} \frac{d_p^2}{\mu} \right)$, velocidade de Darcy modificada -

onde “ L ” é a comprimento do leito fixo e $x = \frac{r}{d_p}$, a eq.(18) é reduzida na forma

da eq.(19):

$$-\frac{\Delta P}{L} = -\frac{\mu}{d_p^2} f_1(\varepsilon) \mu - \left(\frac{\rho u d_p}{\mu} \right) \frac{\mu}{d_p^2} f_2(\varepsilon) u + \frac{\mu}{d_p^2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial u}{\partial x} \right) \quad (19)$$

O termo entre parênteses que acompanha $f_2(\varepsilon)$ representa o número de Reynolds da partícula ($Re_p = \frac{\rho u d_p}{\mu}$), onde “ d_p ” é o diâmetro médio característico das partículas que compõem o meio poroso, e a velocidade “ u ” em “ Re_p ” é considerada como um valor médio. Sendo assim, a eq.(19) torna-se eq.(20):

$$-\frac{\Delta P d_p^2}{L \mu} = -f_1(\varepsilon) u - Re_p f_2(\varepsilon) u + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial u}{\partial x} \quad (20)$$

Com o termo da velocidade de Darcy modificada $u_o^* = \left(\frac{\Delta P}{L} \frac{d_p^2}{\mu} \right)$, a eq.(20) torna-se eq.(21):

$$-u_o^* = \left(-f_1 + Re_p f_2 \right) u + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial u}{\partial x} \quad (21)$$

Adimensionalizando a variável para a velocidade “ u ” na forma: $v_z = u / u_o^*$ e fazendo a mudança de variável para “ x ” na forma: $y = x.d_p / R$, a eq.(21) torna-se eq.(22):

$$-1 = -[f_1 + Re_p f_2] v_z + \left(\frac{R^2}{d_p^2} \right) \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} + \frac{1}{y} \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) \quad (22)$$

A eq.(22) fica reduzida a eq.(23):

$$1 - a v_z + c \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} + \frac{1}{y} \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) = 0 \quad (23)$$

$$\text{Onde } a = (f_1 + \text{Re}_p f_2) \text{ e } c = \left(\frac{R^2}{d_p^2} \right).$$

A solução para a equação diferencial eq.(23) foi obtida com o auxílio do programa Maple V (Waterloo Maple V, 1994), cujo desenvolvimento pode ser visto no Apêndice 1, encontrando-se o resultado em termos de funções modificadas de Bessel, como eq.(24):

$$\begin{aligned} v_z(y) = & \text{BesselJ}(0, \sqrt{\frac{-a}{c}} y) * C_2 + \dots \\ & \dots + \text{BesselY}(0, \sqrt{\frac{-a}{c}} y) * C_1 + \frac{1}{a} \end{aligned} \quad (24)$$

As constantes C_1 e C_2 na eq.(24) são determinadas com as seguintes condições de contorno:

$$\text{i-)} \quad x = \frac{R}{d_p} \text{ ou } y = 1 \Rightarrow v_z = 0, \text{ condição de aderência do fluido na}$$

superfície do tubo, onde R é o raio do tubo;

$$\text{ii-)} \quad r = x = y = 0 \Rightarrow v_z \rightarrow \text{finito}. \text{ Esta condição substitui a condição de simetria, } \left. \frac{\partial v_z}{\partial y} \right|_{y=0} = 0, \text{ a qual conduz a uma indeterminação na solução.}$$

Tendo-se para o resultado final do perfil de velocidades adimensional, a eq.(25):

$$v_z(y) = \frac{1}{a} \left[1 - \frac{\text{BesselJ}(0, \sqrt{-\alpha} y)}{\text{BesselJ}(0, \sqrt{-\alpha})} \right] \quad (25)$$

$$\text{Onde } \alpha = \frac{-a}{c}.$$

Considere o modelo de Subagyo et. al. (1998), o qual em sua formulação escreve a equação para a conservação da quantidade de movimento do escoamento na saída do

leito fixo. A equação encontrada no trabalho de Subagyo (1998) tem a forma:

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial z} = - \left(\frac{\partial p}{\partial z} + \rho g \right) + \mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)$$

A equação anterior é decorrente da formulação diferencial para a conservação da quantidade de movimento do fluido em escoamento laminar e permanente no meio poroso fixo; o resultado escrito para a componente longitudinal da velocidade (u) tem a forma da eq.(26):

$$\rho \left(v. \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial p}{\partial z} - F_{z,G} + \varepsilon \rho g_z \quad (26)$$

$$\text{Onde, } F_{z,G} = \left(- \frac{\mu}{d_p^2} f_1(\varepsilon) \right) u + \left(- \frac{\rho}{d_p} f_2(\varepsilon) \right) u^2 .$$

Com as hipóteses e simplificações para os termos não lineares e difusivos, ou seja: $\frac{\partial u}{\partial r} \ll \frac{\partial u}{\partial z}$; $\frac{\partial u}{\partial z} \ll u^2$, em regime de escoamento estabelecido;

desprezando os efeitos do campo gravitacional, a eq.(26) torna-se eq.(27):

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial z} = \mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial P}{\partial z} - F_{z,G} \quad (27)$$

A eq.(27) pode ser reescrita na forma da eq.(28):

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial z} = & - \left(\frac{\mu}{d_p^2} f_1(\varepsilon) + \rho \frac{\partial u}{\partial z} \right) u - \left(\frac{\rho}{d_p} f_2(\varepsilon) \right) u^2 + \dots \\ \dots + \mu & \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \end{aligned} \quad (28)$$

A eq.(28), ainda pode ser reduzida na forma da eq.(29):

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial z} = & - \left(\frac{\mu}{d_p^2} f_1 \right) u - \left(\frac{\rho}{d_p} f_2 \right) u^2 + \dots \\ \dots + \mu & \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{u^2}{2\nu} \right] \right\} \end{aligned} \quad (29)$$

Integrando a eq.(29) para toda a espessura do leito fixo, tem-se que eq.(30):

$$\int_0^L \frac{\partial p}{\partial z} dz = - \int_0^L \left(\frac{\mu}{d_p^2} f_1 \right) u dz - \int_0^L \left(\frac{\rho}{d_p} f_2 \right) u^2 dz + \dots$$

$$\dots + \int_0^L \frac{\mu}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) dz + \int_0^L \mu \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{u^2}{2\nu} \right) dz \Rightarrow$$
(30)

Inserindo a hipótese de um regime de escoamento pseudo-estabelecido, e considerando $\frac{\partial u}{\partial z} \ll u^2$, e realizando a devida integração, a eq.(30) torna-se:

$$-\frac{\Delta p}{L} = - \left(\frac{\mu}{d_p^2} f_1 \right) u - \left(\frac{\rho}{d_p} f_2 \right) u^2 + \dots$$

$$\dots + \frac{\mu}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\mu}{L} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{u^2}{2\nu} \right) \Big|_0^L \Rightarrow$$

$$-\frac{\Delta p}{L} = - \left(\frac{\mu}{d_p^2} f_1 \right) u - \left(\frac{\rho}{d_p} f_2 \right) u^2 + \dots$$

$$\dots + \frac{\mu}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\mu}{L} \left(\frac{u^2}{2\nu} \right) \Rightarrow$$

Ou ainda a eq.(31):

$$-\frac{\Delta p}{L} = - \left(\frac{\mu}{d_p^2} f_1 \right) u - \left(\frac{\rho}{d_p} f_2 + \frac{\mu}{\nu} \frac{1}{2L} \right) u^2 + \dots$$

$$\dots + \frac{\mu}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) \Rightarrow$$
(31)

Reescrevendo a eq.(31) tem-se eq.(32):

$$-\frac{\Delta p}{L} = - \left(\frac{\mu}{d_p^2} f_1 \right) u - \left(\frac{\rho}{d_p} f_2 + \frac{\rho}{2L} \right) u^2 + \dots$$

$$\dots + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right)$$
(32)

Definindo as variáveis: $u_o^* = \left(\frac{\Delta P}{L} \frac{d_p^2}{\mu} \right)$ - velocidade de Darcy

modificada, $x = \frac{r}{d_p}$ e $v_z = u / u_o^*$, a eq.(32) é reduzida na forma eq.(33):

$$\begin{aligned}
 -\frac{\Delta p}{L} \frac{d_p^2}{\mu} &= -f_1 u - \left(\frac{d_p \rho}{\mu} f_2 + \frac{d_p^2 \rho}{2L\mu} \right) u^2 + \dots \\
 \dots + d_p^2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) &\Rightarrow \\
 -u_0^* &= -f_1 u - \left(\frac{d_p \rho}{\mu} f_2 + \frac{d_p^2 \rho}{2L\mu} \right) u^2 + \dots \\
 \dots + d_p^2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) &
 \end{aligned} \tag{33}$$

A eq.(33) é dividida por “ u_0^* ” para tomar a forma eq.(34):

$$\begin{aligned}
 -1 &= -f_1 v_z - \left(\frac{d_p \rho u_0^*}{\mu} f_2 + \frac{d_p \rho u_0^*}{\mu} \frac{d_p}{2L} \right) v_z^2 + d_p^2 \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial r} \right) \Rightarrow \\
 -1 &= -f_1 v_z - \left(\text{Re}_p^* f_2 + \text{Re}_p^* \frac{d_p}{2L} \right) v_z^2 + \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) \Rightarrow \\
 \text{onde } v_z &= \frac{u}{u_0^*}
 \end{aligned} \tag{34}$$

Ou eq.(35):

$$1 - f_1 v_z - \left(\text{Re}_p^* f_2 + \text{Re}_p^* \frac{d_p}{2L} \right) v_z^2 + \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) = 0 \tag{35}$$

Onde foi definido na eq.(35) número de Reynolds da partícula para u_0^* ,

$$\text{Re}_p^* = \frac{d_p \rho u_0^*}{\mu}$$

Fazendo a mudança de variável: $y = x.d_p / R$, a eq.(35) torna-se eq.(36):

$$1 - f_1 v_z - \left(\text{Re}_p^* f_2 + \text{Re}_p^* \frac{d_p}{2L} \right) v_z^2 + \left(\frac{R^2}{d_p^2} \right) \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} + \frac{1}{y} \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) = 0 \tag{36}$$

As condições de contorno utilizadas para atender a solução da eq.(36) são as mesmas da formulação da eq.(22) ou eq.(23):

A eq.(36) pode ser escrita como eq.(37):

$$1 - a' v_z - b v_z^2 + c \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} + \frac{1}{y} \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) = 0 \quad (37)$$

Onde:

$$a' = f_1; b = \left(\text{Re}_p^* f_2 + \text{Re}_p^* \frac{d_p}{2L} \right) e \quad c = \left(\frac{R^2}{d_p^2} \right)$$

A formulação da eq.(37) mais as mesmas condições de contorno aplicadas na eq.(23), não conduziu a uma solução analítica tipo Bessel (análoga à eq.(24)) ou outra aproximada, conforme exploração dos programas Maple (Waterloo Maple V, 1994) e Mathematica (Wolfram, 1996 e Beltzer, 1995).

Por outro lado, a solução decorrente do modelo de Vortmeyer & Schuster (1983) eq.(25) foi explorada e não se adequou com aproximação aos resultados experimentais. Graficamente o perfil de velocidades dado pela eq.(25) é um perfil homogêneo e constante com valor nulo na parede do tubo.

A Figura 8 ilustra três perfis calculados a partir da eq.(25). Em algumas tentativas o valor da vazão foi calculado pela integração sobre a curva, a partir de perfis correspondentes as condições experimentais de “ α ” eq.(25). Os valores da vazão sempre foram muito inferiores aos experimentais.

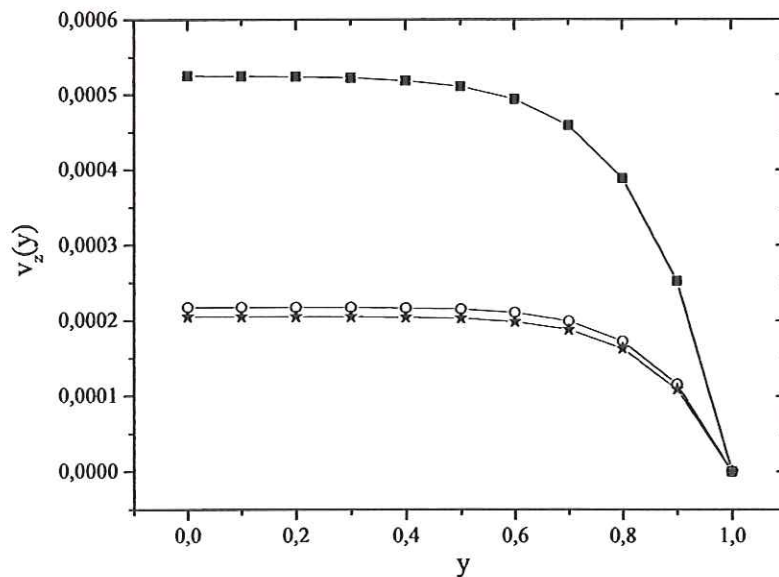


Figura 8. Gráfico do perfil de velocidades $v_z(y)$ em função da posição adimensional y . Resultado proveniente do modelo de Vortmeyer e Schuster (1983) eq.(25).

A eq.(37) difere essencialmente da eq.(23) na presença do termo quadrático para a velocidade (bv_z^2). Como não foi encontrada nenhuma solução aproximada para a eq.(37), como ocorrido para a eq.(23). Definiu-se neste trabalho o objetivo de modelar o termo quadrático (bv_z^2) como uma quantidade numérica adicional na eq.(23), que reflete em alterações no perfil de velocidades e um conseqüente aumento de vazão, criando assim a possibilidade de modelar os resultados experimentais.

Várias tentativas nesta direção foram avaliadas, das quais a seguinte conduziu a bons ajustes com os resultados experimentais, ou seja, eq.(38):

$$-bv_z^2 = \gamma(1 - 1,5d_p) * Re_p^2. \quad (38)$$

Onde “ γ ” foi uma constante estabelecida como característica particular de cada pastilha porosa. A proposta da eq.(38) como um modelo quantitativo e representativo de “ bv_z^2 ” foi analisado e conduziu a uma boa correlação com os resultados experimentais como será mostrado graficamente no Capítulo 4.

CAPÍTULO 4. RESULTADOS E DISCUSSÃO.

4.1. Análise do Desempenho do Leito Fixo Sinterizado

A partir dos resultados experimentais da vazão medida na saída do meio poroso, calculou-se a velocidade média do escoamento no leito fixo. O valor calculado para cada condição de pressão de coluna de água, caracterizou basicamente a permeação da pastilha porosa. Tais resultados são apresentados a seguir, presentes em parâmetros adimensionais típicos da literatura (Bird, 1960) para descrição do escoamento num leito fixo. Os parâmetros adimensionais correlacionam grandezas fluidodinâmicas (pressão e velocidade) com grandezas do meio poroso (porosidade e tamanho das esferas de vidro).

Os gráficos apresentados na Figura 9 a Figura 11, foram construídos para os parâmetros adimensionais na forma de $\frac{\Delta P \rho}{G_0^2} \cdot \frac{d_p}{L} \frac{\varepsilon^3}{1-\varepsilon}$ em função de $\frac{d_p G_0}{\mu} \frac{1}{1-\varepsilon}$, onde $G_0 = \rho v_0$, e $v_0 = \bar{v} \varepsilon$. Na Figura 9 são apresentados os resultados dos ensaios experimentais com a pastilha G. As informações compactadas na legenda indicam as condições de cada ensaio. Para esclarecimento da série de símbolos na legenda referente a cada condição de ensaio experimental, tem-se que:

Água/G – Ensaio somente com água.

MG/20 – Ensaio com adição de esferas grossas na quantidade de 20 gramas.

MM/20 – Ensaio com adição de esferas média na quantidade de 20 gramas.

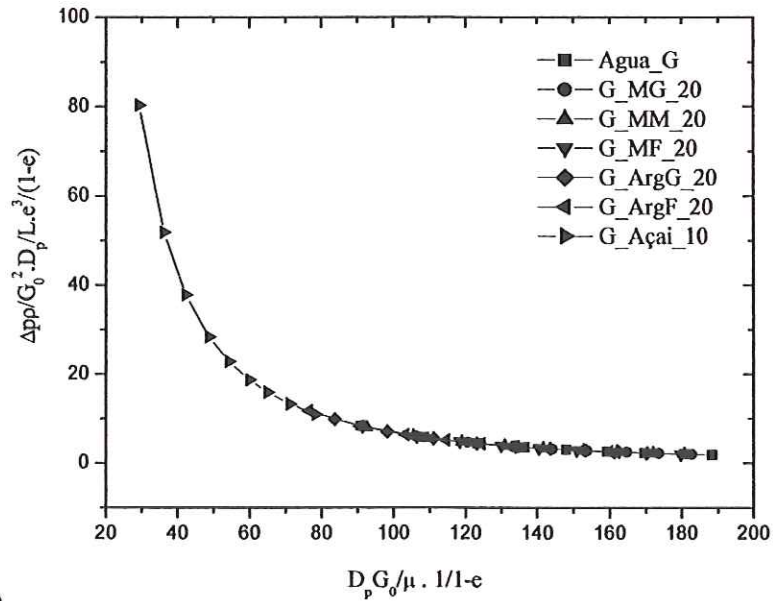
MF/20 – Ensaio com adição de esferas finas na quantidade de 20 gramas.

ArgG/20 – Ensaio com adição de areia grossa na quantidade de 20 gramas.

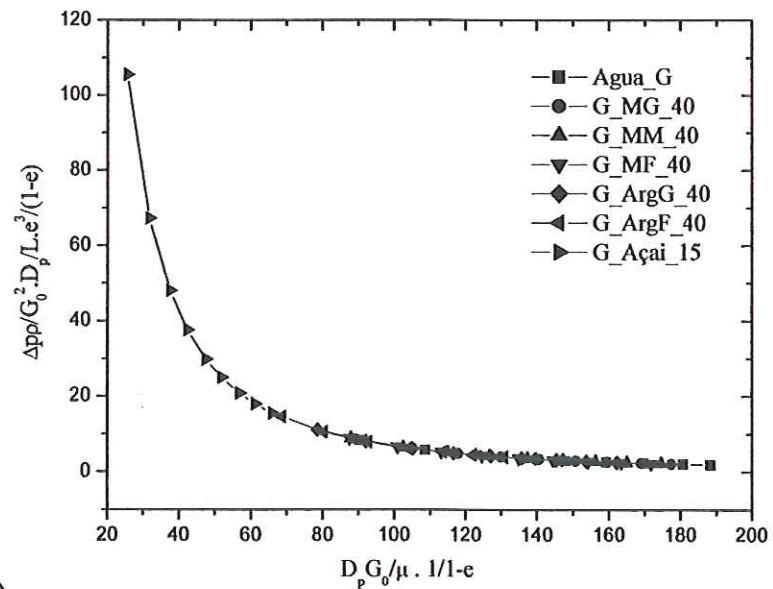
ArgF/20 - Ensaio com adição de areia grossa na quantidade de 20 gramas.

Açaí/10 - Ensaio com adição de açaí na quantidade de 10 gramas.

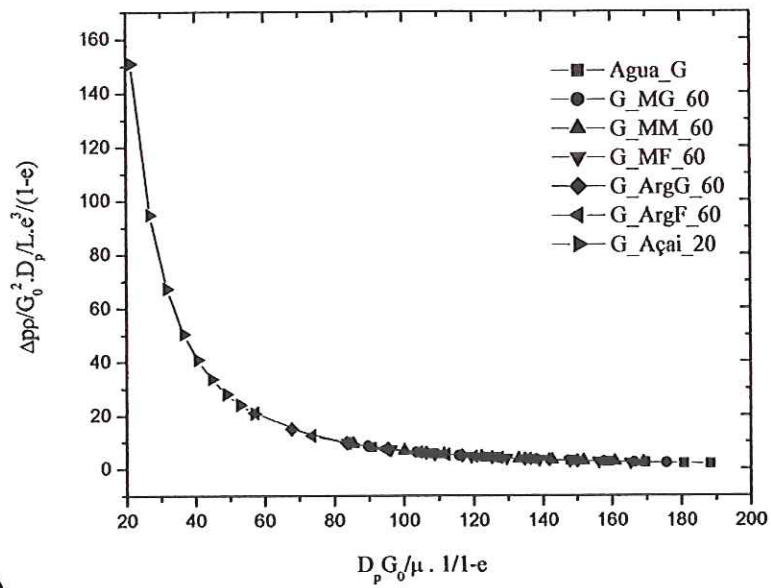
Nas demais figuras, as legendas indicam os ensaios com a pastilha média (letra M) e com a pastilha fina (letra P), além de considerar experimentos com adição de massa em quantidades diferentes, por exemplo: G/MG/60, respectivamente: “G” - pastilha grande, “MG” - esfera grossa e “60” - adição em batelada de 60 gramas.



(a)

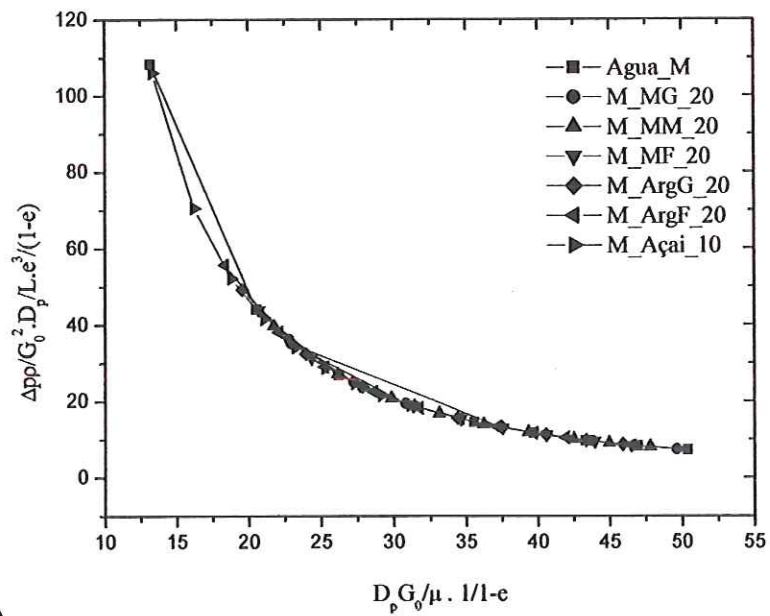


(b)

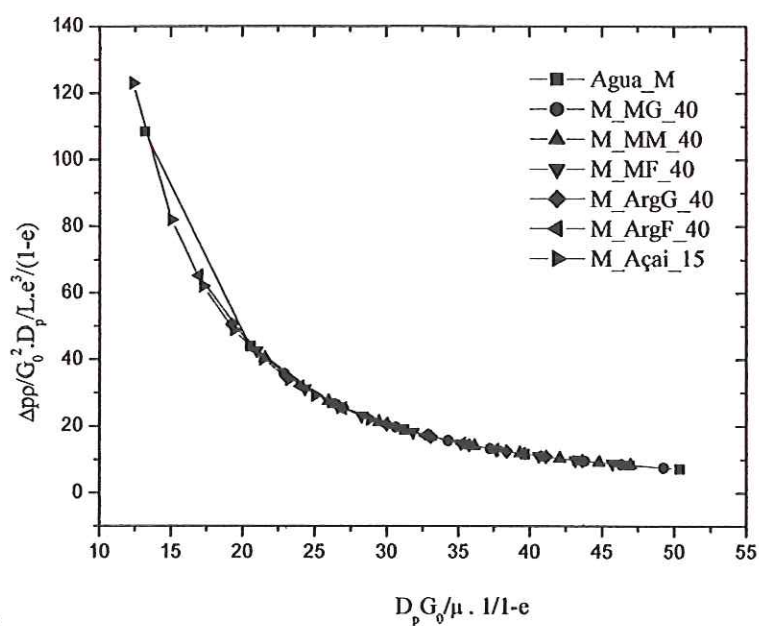


(c)

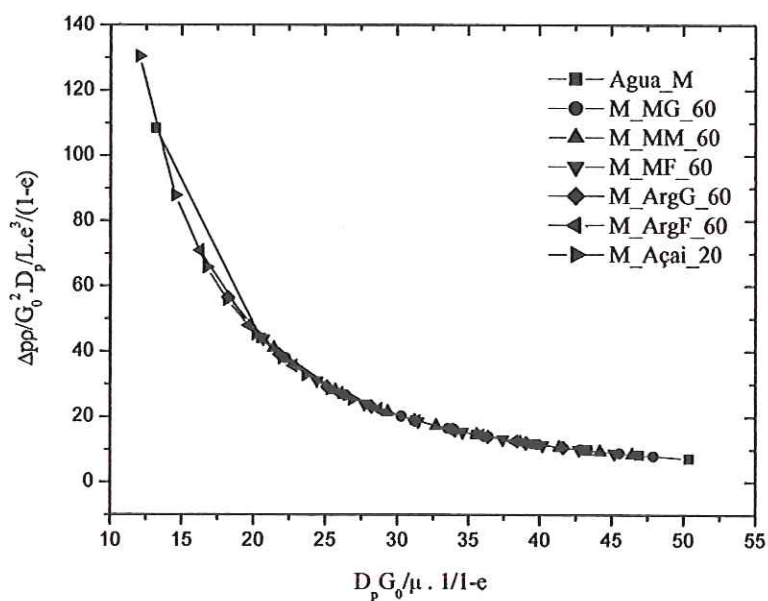
Figura 9. Gráficos de $\frac{\Delta P \rho}{G_0^2} \cdot \frac{d_p}{L} \frac{\epsilon^3}{1-\epsilon}$ em função de $\frac{d_p G_0}{\mu} \frac{1}{1-\epsilon}$ para adição em batelada na pastilha "G" de: (a) 20 gramas; (b) 40 gramas; (c) 60 gramas, dos materiais: esferas: grossas, médias e finas, areia grossa e fina e açai.



(a)



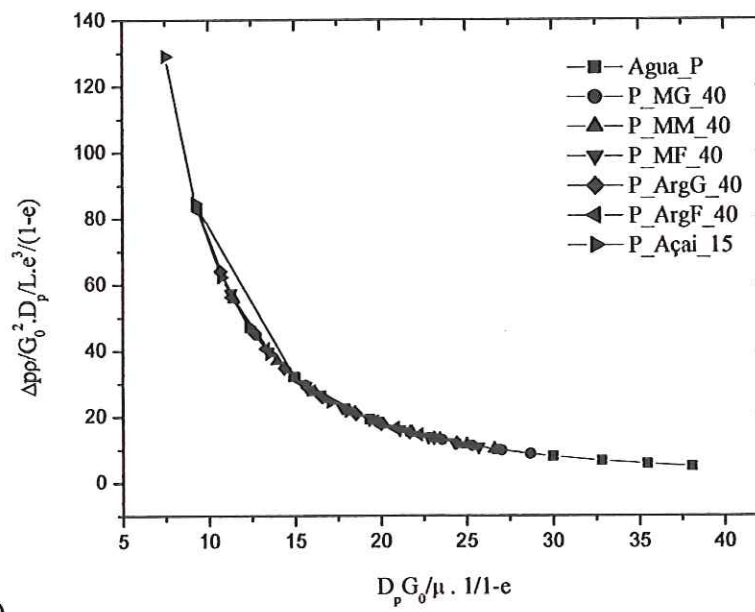
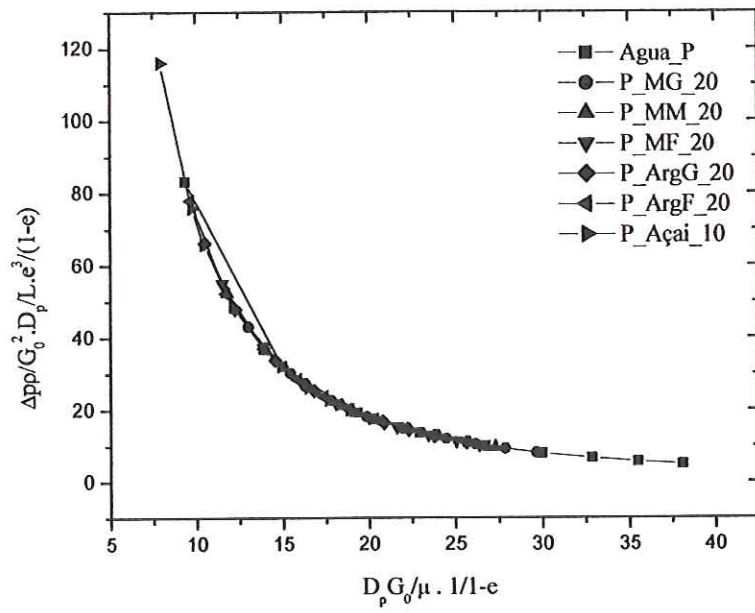
(b)

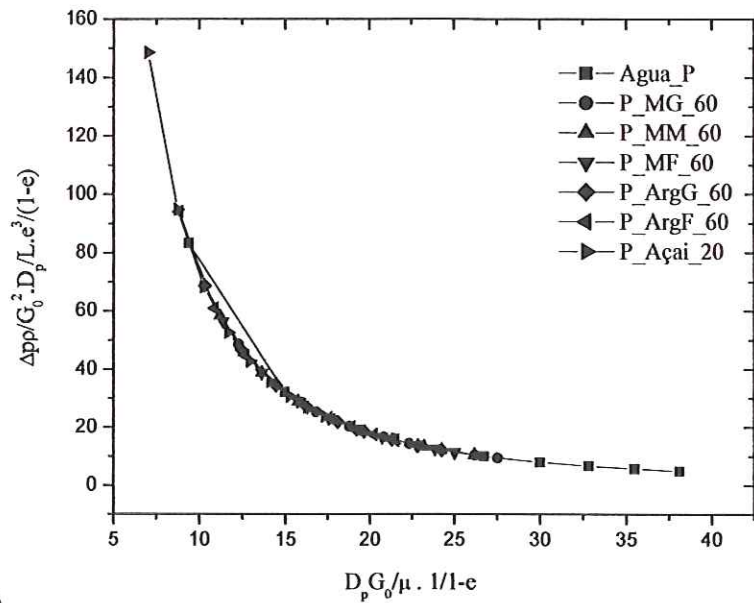


(c)

Figura 10. Gráficos de $\frac{\Delta P \rho}{G_0^2} \cdot \frac{d_p}{L} \frac{\varepsilon^3}{1-\varepsilon}$ em função de $\frac{d_p G_0}{\mu} \frac{1}{1-\varepsilon}$ para adição em

batelada na pastilha “M” de: (a) 20 gramas; (b) 40 gramas; (c) 60 gramas, dos materiais: esferas: grossas, médias e finas, areia grossa e fina e açai.





(c)

Figura 11. Gráficos de $\frac{\Delta P \rho}{G_0^2} \cdot \frac{d_p}{L} \cdot \frac{\varepsilon^3}{1-\varepsilon}$ em função de $\frac{d_p G_0}{\mu} \frac{1}{1-\varepsilon}$ para adição em

batelada na pastilha “P” de: (a) 20 gramas; (b) 40 gramas; (c) 60 gramas, dos materiais: esferas: grossas, médias e finas, areia grossa e fina e açaí.

Observa-se na Figura 9, Figura 10 e Figura 11 que os resultados acompanham uma mesma tendência de perfil em intervalos diferentes para a grandeza correspondente ao eixo “x”. Os maiores valores correspondentes ao eixo x, são os do ensaio com água (maior permeação), enquanto os menores com adição de massa de açaí (menor permeação), pode-se observar que quase todos os pontos das menores permeações nos gráficos são decorrentes do açaí. Os valores correspondentes ao parâmetro $\frac{d_p G_0}{\mu} \frac{1}{1-\varepsilon}$ (eixo “x”) são maiores para a pastilha “G” (cerca de 180) e diminuem respectivamente para as pastilhas “M” (50) e “P” (35), porém os valores do limite superior são mais próximos para as pastilhas “M” e “P”. As variações do parâmetro adimensional do eixo “y” são menores devido a prevalecer neste parâmetro a diferença de pressão, ΔP , a mesma atribuída em todas as pastilhas.

Os resultados inseridos na Figura 9 a Figura 11 são provenientes de diferentes condições experimentais, ou seja, diferentes meios porosos (diferentes porosidades) e diferentes partículas (forma e tamanho) sujeitas à retenção. A curva no gráfico

configura-se numa forma complementar e contínua, podendo ser bem representada por um polinômio de $\frac{\Delta P \rho}{G_0^2} \cdot \frac{d_p}{L} \frac{\varepsilon^3}{1-\varepsilon}$ em função de $\frac{d_p G_0}{\mu} \frac{1}{1-\varepsilon}$.

Em particular na Figura 9.c, Figura 10.c e Figura 11.c, são apresentados resultados correspondentes as menores vazões mássicas. O valor adicionado em batelada de açaí (20 gramas) minimizou a permeação nas pastilhas, corresponde ao parâmetro adimensional do eixo “y” com valores acima de 120. O menor valor de vazão foi observado com a pastilha “P” corresponde ao valor de $30,3 \text{ kg/m}^2$ (adicionado em batelada) com $\frac{D}{d_p} = 580$.

Os mesmos resultados da Figura 9 a Figura 11 são apresentados na Figura 12, Figura 13 e Figura 14, porém agrupados para a mesma quantidade em massa adicionada em batelada de todas as partículas (esferas de vidro grande, média e pequena; areia grossa, areia fina e açaí), respectivamente para quantidades de 20 gramas (Figura 12), 40 gramas (Figura 13) e 60 gramas (Figura 14).

Os resultados experimentais foram sobrepostos à curva de Ergun, conhecida graficamente na literatura (Bird, 1960) e obtida a partir de resultados experimentais do escoamento de ar. Ambas as coordenadas adimensionais (“x” e “y”) da Figura 12 a Figura 14 encontram-se em base logarítmica. Nas legendas da Figura 12, Figura 13 e Figura 14 são representados os valores da porosidade (ε) de cada pastilha.

Na Figura 12, Figura 13 e Figura 14 observam-se a curva característica de cada pastilha com tendência de variação linear em escala logarítmica. A inclinação é mantida nos três casos, e apenas a curva corresponde à pastilha “G” intercepta a curva de Ergun.

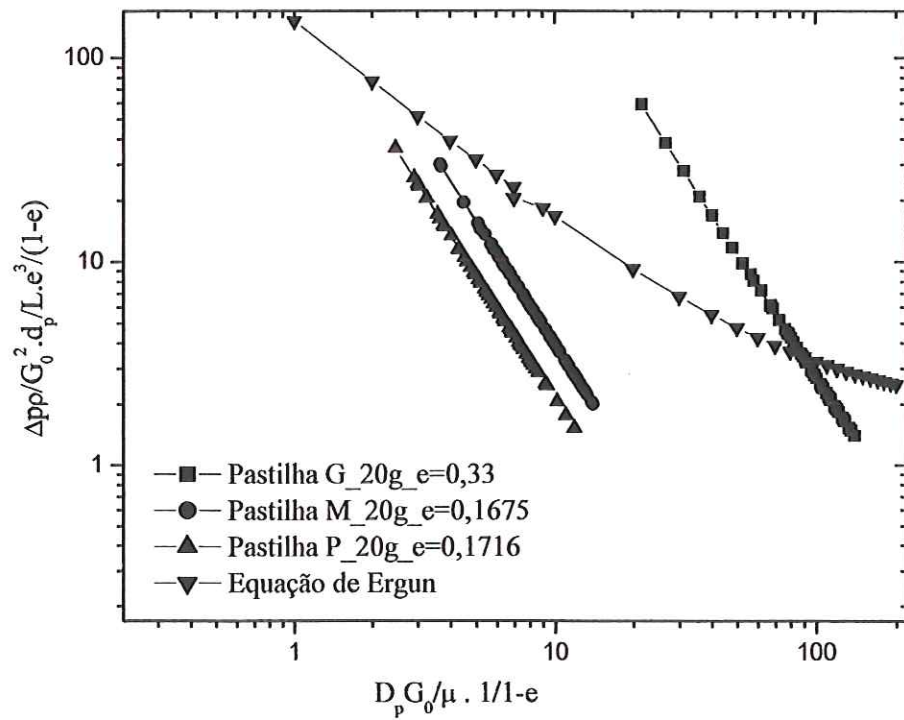


Figura 12. Gráfico de $\frac{\Delta P \rho}{G_0^2} \cdot \frac{d_p}{L} \cdot \frac{\epsilon^3}{1-\epsilon}$ em função de $\frac{d_p G_0}{\mu} \cdot \frac{1}{1-\epsilon}$ para adição em batelada de 20 gramas.

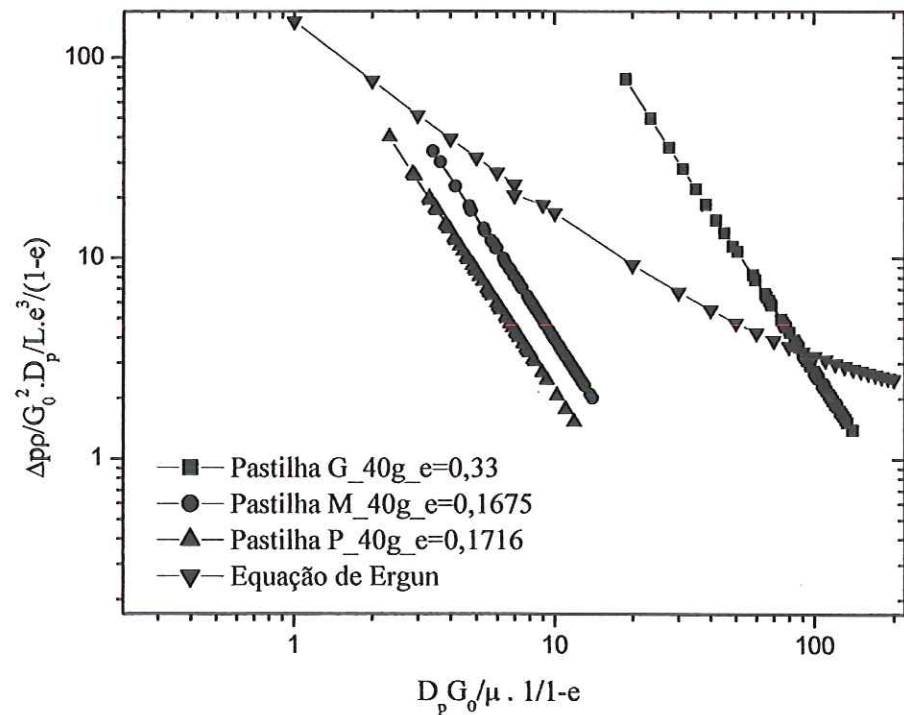


Figura 13 . Gráfico de $\frac{\Delta P \rho}{G_0^2} \cdot \frac{d_p}{L} \cdot \frac{\epsilon^3}{1-\epsilon}$ em função de $\frac{d_p G_0}{\mu} \cdot \frac{1}{1-\epsilon}$ para adição em batelada de 40 gramas.

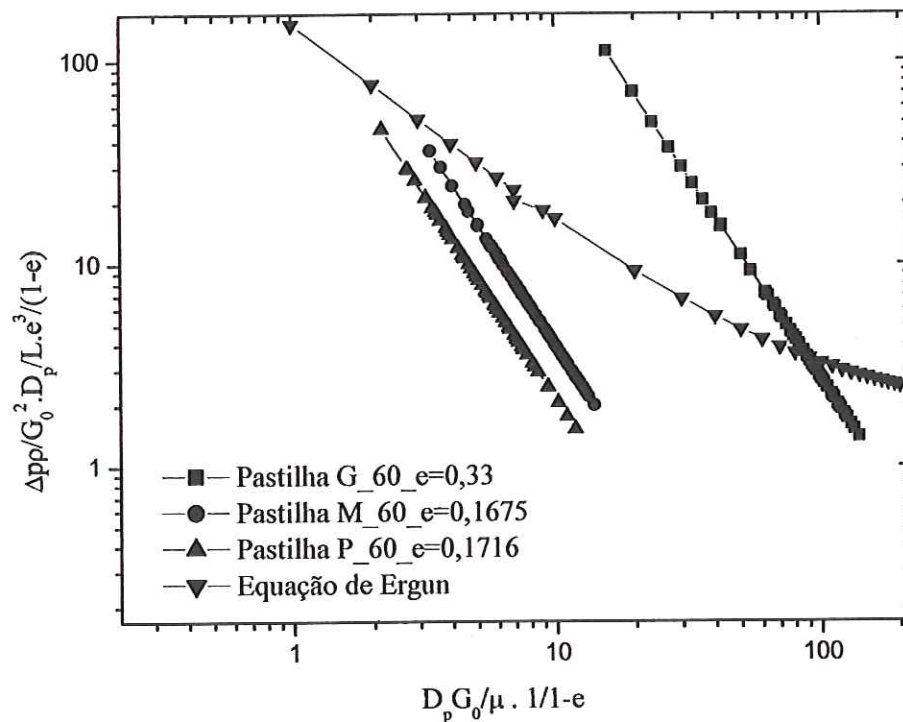


Figura 14. Gráfico de $\frac{\Delta P \rho}{G_0^2} \cdot \frac{d_p}{L} \cdot \frac{\epsilon^3}{1-\epsilon}$ em função de $\frac{d_p G_0}{\mu} \cdot \frac{1}{1-\epsilon}$ para adição em batelada de 60 gramas.

Na Figura 15, Figura 16 e Figura 17 são apresentados os resultados teóricos obtidos a partir do modelo matemático. Tais resultados foram sobrepostos aos resultados experimentais, respectivamente apresentados na Figura 12, Figura 13 e Figura 14.

Os valores produzidos pela modelagem deste trabalho envolvem as velocidades “teóricas” calculadas a partir dos valores de vazão, decorrentes da integração dos perfis de velocidade conseguidos através dos experimentos da Figura 6. Porém a vazão e conseqüentemente a velocidade média são corrigidas com a inserção da eq.(38) no modelo de Vortmeyer e Schuster (1983), com o objetivo de adequar-se com os resultados experimentais.

Os gráficos da Figura 15, Figura 16 e Figura 17, indicam uma boa aproximação entre os resultados da modelagem e os experimentais. O adequado ajuste do modelo teórico foi obtido respectivamente para as pastilhas G, M e P, para $\gamma = 0,00075$; 0,0029 e 0,0055, de acordo com a eq.(38).

As curvas características de cada pastilha são novamente comparadas com os resultados da equação de Ergun. As diferenças de tendência assintótica dos resultados deste trabalho em relação à equação de Ergun, ficam atribuídas principalmente à estruturação de um leito fixo rígido, aqui produzido por sinterização. A literatura indica que existe influência da acomodação do leito na parede. Outras diferenças podem ser devido ao fato que a equação Ergun foi construída a partir de resultados do escoamento de ar.

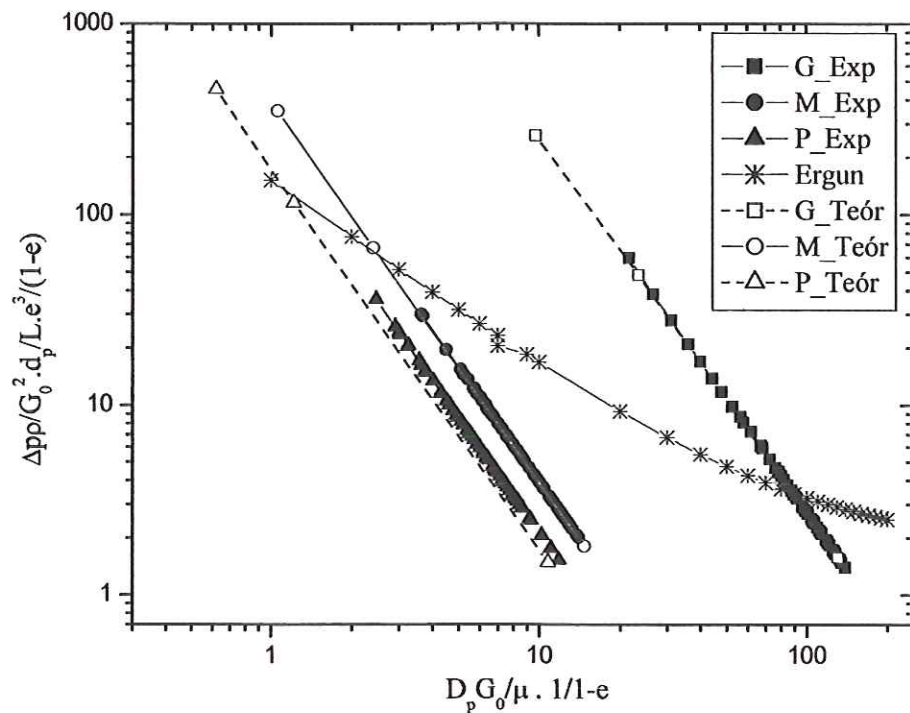


Figura 15. Gráfico de $\frac{\Delta P \rho}{G_0^2} \cdot \frac{d_p}{L} \cdot \frac{\epsilon^3}{1-\epsilon}$ em função de $\frac{d_p G_0}{\mu} \cdot \frac{1}{1-\epsilon}$ também para resultados da modelagem deste trabalho. Adição em batelada de 20 gramas.

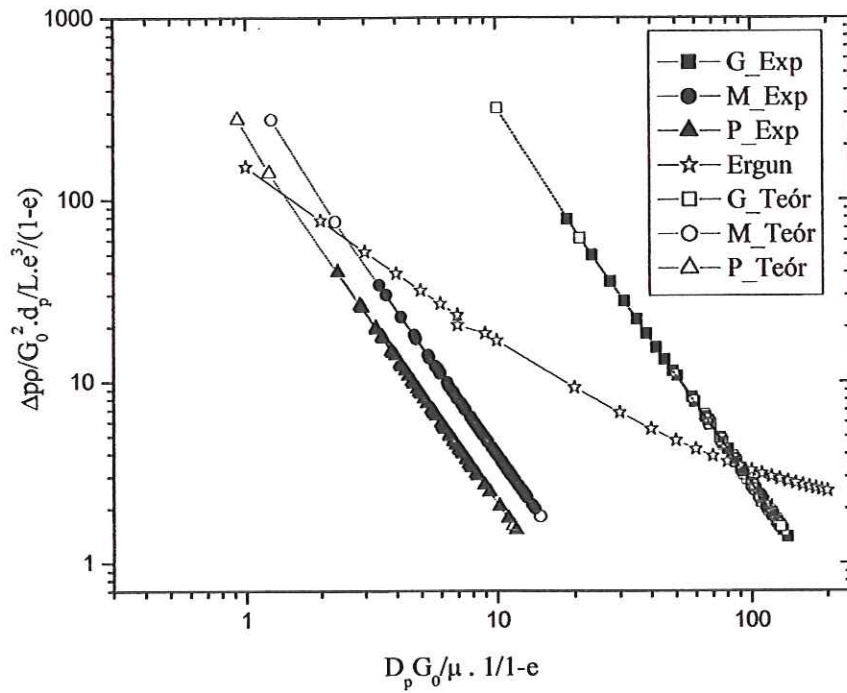


Figura 16. Gráfico de $\frac{\Delta P \rho}{G_0^2} \cdot \frac{d_p}{L} \frac{\epsilon^3}{1-\epsilon}$ em função de $\frac{d_p G_0}{\mu} \frac{1}{1-\epsilon}$ também para resultados da modelagem deste trabalho. Adição em batelada de 40 gramas.

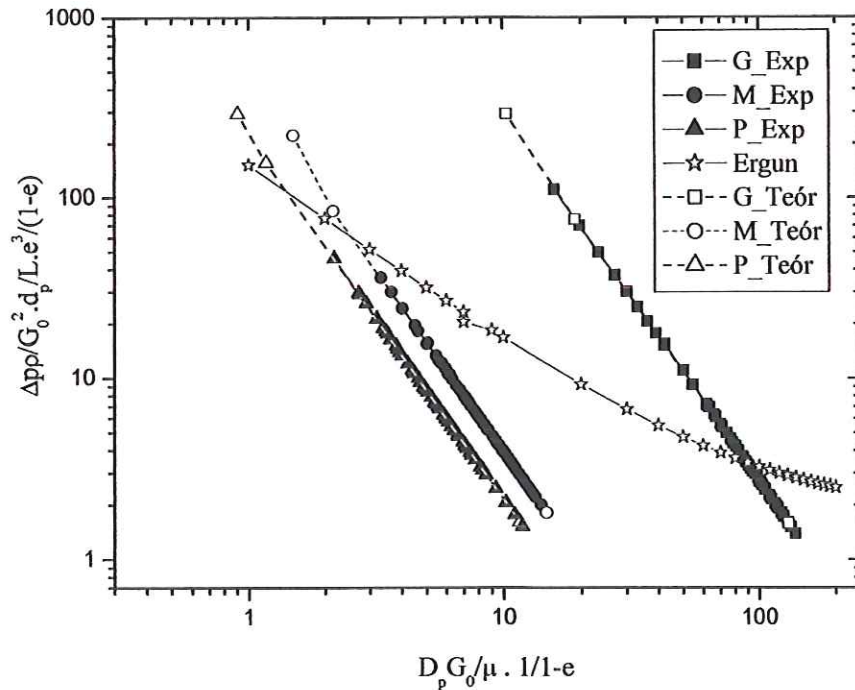


Figura 17. Gráfico de $\frac{\Delta P \rho}{G_0^2} \cdot \frac{d_p}{L} \frac{\epsilon^3}{1-\epsilon}$ em função de $\frac{d_p G_0}{\mu} \frac{1}{1-\epsilon}$ também para resultados da modelagem deste trabalho. A adição em batelada de 60 gramas.

A análise experimental acerca da permeabilidade (K) num meio poroso é descrita na literatura por Bird (1960) e Chhabra (1999), dentre outras. O parâmetro é importante e característico do fluxo num meio poroso. Considerando um meio homogêneo, a porosidade pode ser definida a partir da equação de Darcy (Bird, 1960), como eq.(39):

$$\frac{Q}{A} = V_c = \left(\frac{K}{\mu} \right) \left(-\frac{\Delta P}{L} \right) \quad (39)$$

Reescrevendo a eq.(39) tem-se que:

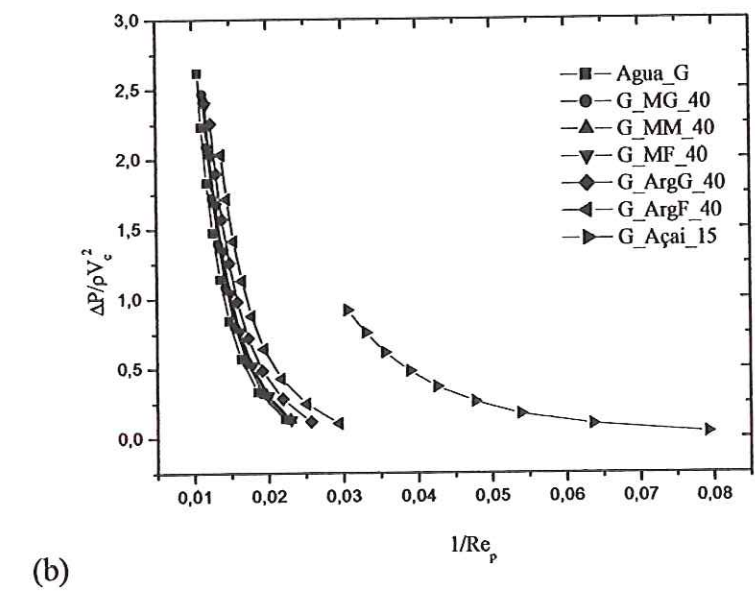
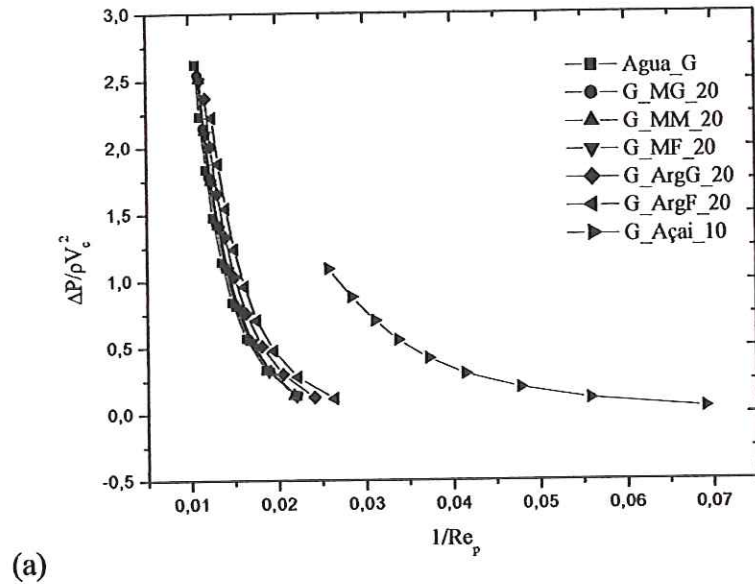
$$\begin{aligned} \Delta P = -V_c \mu \frac{L}{K} &\Rightarrow \Delta P = -V_c \mu \frac{L}{K} \frac{\rho V_c}{\rho V_c} \frac{d_p}{d_p} \Rightarrow \\ \frac{\Delta P}{\rho V_c^2} &= \left(-\frac{L d_p}{K} \right) \frac{1}{\frac{\rho V_c d_p}{\mu}} = \left(-\frac{L d_p}{K} \right) \frac{1}{\text{Re}_p} \Rightarrow \\ \frac{\Delta P}{\rho V_c^2} &= \left(-\frac{L d_p}{K} \right) \frac{1}{\text{Re}_p} \end{aligned} \quad (40)$$

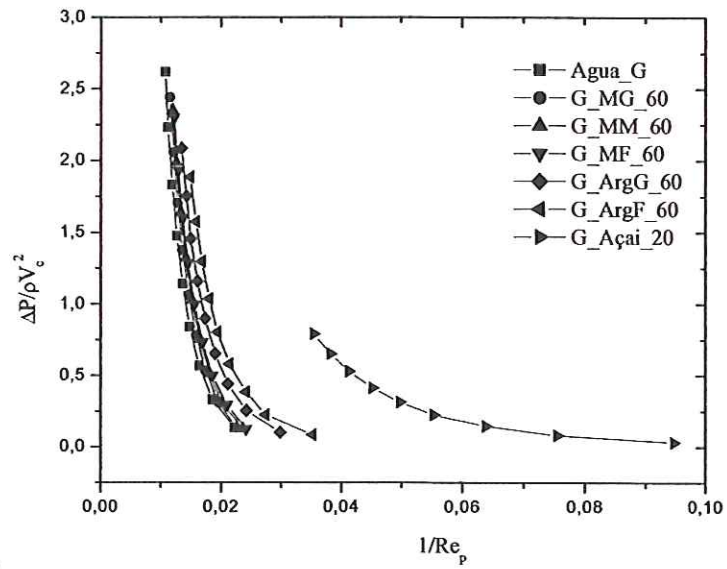
Os gráficos de $\frac{\Delta P}{\rho V_c^2}$ em função de $\frac{1}{\text{Re}_p}$ para todas as pastilhas e para todas as adições em batelada em todos os tipos de materiais são apresentados na Figura 18 na Figura 19 e na Figura 20.

Os gráficos são característicos de cada pastilha combinada com o material (partículas) sujeito ao escoamento e retenção na pastilha. Observa-se na Figura 18, referente à pastilha “G”, que os valores dos parâmetros adimensionais se diferenciam dos demais particulados adicionados em batelada. As variações são decorrentes principalmente do tamanho das fibras de açaí e sua interferência no meio poroso (pastilha “G”). Tais variações não foram tão acentuadas nas pastilhas menores, onde os resultados são apresentados, respectivamente na Figura 19 (pastilha “M”) e Figura 20 (pastilha “P”).

De acordo com a literatura (Seguin et.al., 1998) apud (Singulani, 2001) valores de $\text{Re}_p < 135$ correspondem ao escoamento em regime laminar. Dessa forma o

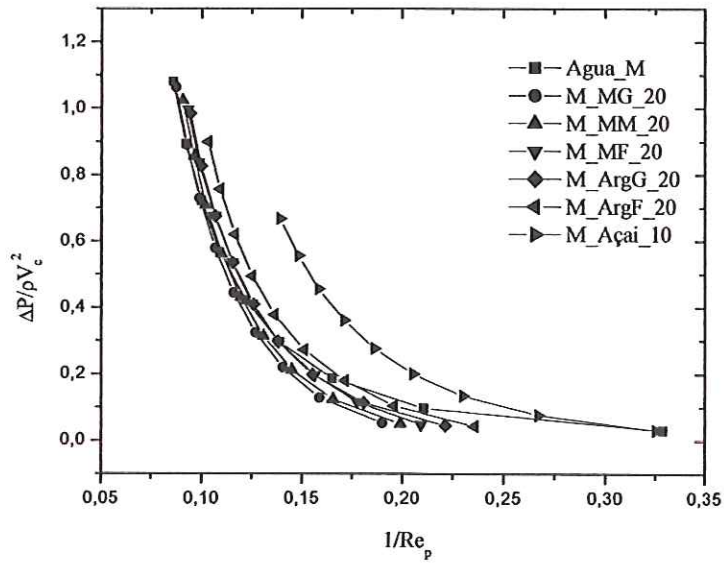
escoamento deste trabalho se mantém em regime laminar no intervalo aproximado de $1,8 < Re_p < 100$.



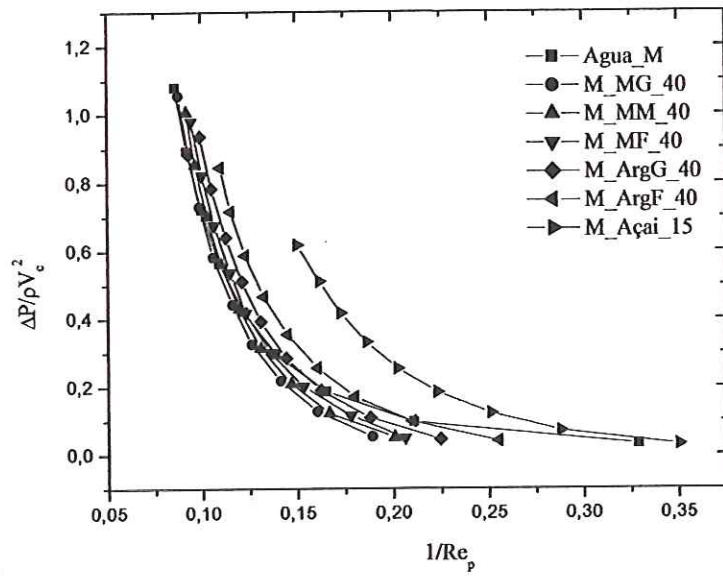


(c)

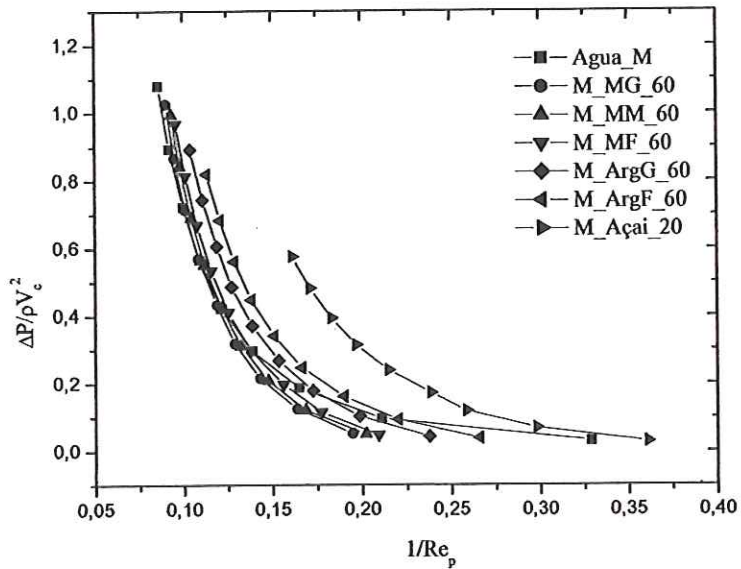
Figura 18. Gráfico de $\frac{\Delta P}{\rho V_c^2}$ em função de $\frac{1}{Re_p}$, para a pastilha "G" com adição de 20 gramas (a), 40 gramas (b) e 60 gramas (c).



(a)

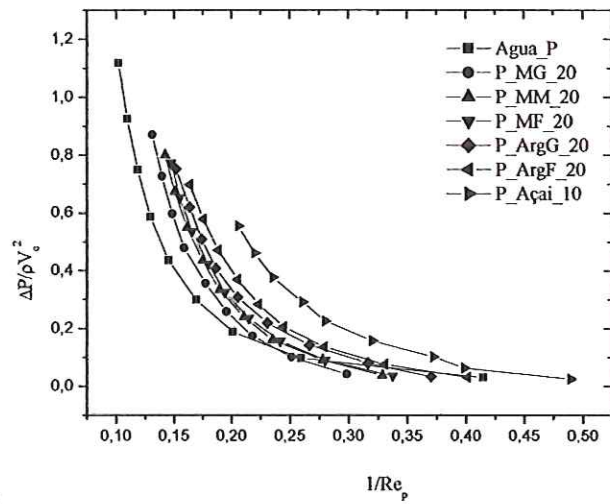


(b)

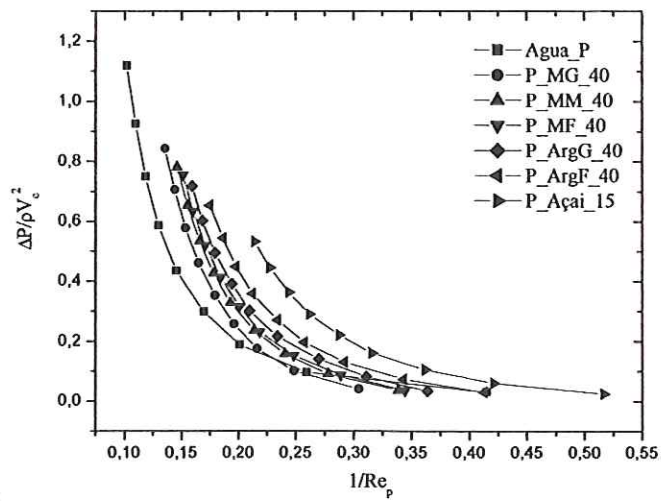


(c)

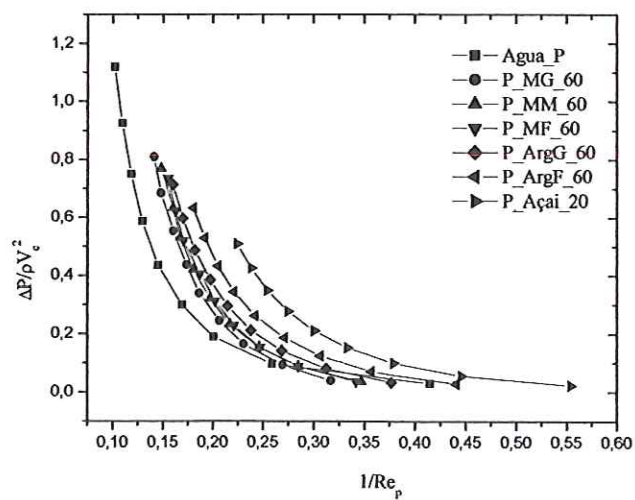
Figura 19. Gráfico de $\frac{\Delta P}{\rho V_c^2}$ em função de $\frac{1}{Re_p}$, para a pastilha "M" com adição de 20 gramas (a), 40 gramas (b) e 60 gramas (c).



(a)



(b)



(c)

Figura 20. Gráfico de $\frac{\Delta P}{\rho V_c^2}$ em função de $\frac{1}{Re_p}$, para a pastilha “P” com adição de 20 gramas (a), 40 gramas (b) e 60 gramas (c).

Foi explorada em cada curva da Figura 18, Figura 19 e Figura 20, em escala logarítmica, a inclinação correspondente ao valor de “ β ”, $\beta = \left(-\frac{Ld_p}{K} \right)$, presente como um coeficiente angular na eq.(40). A partir do valor de “ β ” a permeabilidade (K) foi calculada para envolvimento em adimensionais apresentados nas Figuras seguintes. As Figura 21, Figura 22 e Figura 23 apresentam resultados do adimensional do inverso da permeabilidade $\left(N_p = \frac{L_p D_p}{K} \right)$ em função do parâmetro adimensional $\left(\frac{M_p}{d_p} \right) \left(\frac{M}{D_{particula}} \right)$, respectivamente para as pastilhas confeccionadas com as esferas de vidro grande (G), média (M) e fina (P).

Os parâmetros adimensionais apresentados nas Figuras consideram a massa de cada pastilha: sendo M_p = massa da pastilha; pastilha G: 0,01151 kg; pastilha M: 0,0127 kg; pastilha P: 0,01311 kg.e “ d_p ” é o diâmetro médio das esferas de vidro utilizadas na sinterização das pastilhas. “M” é a massa do acúmulo acrescentada por batelada sobre as pastilhas, ou seja: 20 g, 40 g e 60 g, exceto para as fibras de açaí cujo máximo valor de massa adicionado foi 20 gramas. “ $D_{particulas}$ ” é o diâmetro médio das partículas acrescentadas sobre a pastilha: esfera de vidro grande, 0,00285 m; esfera de vidro média, 0,0017 m; esfera de vidro pequena, 0,00135 m; areia grossa, 0,001205 m; areia fina, 0,000775 m e açaí, 0,00005 m.

Analisando os gráficos da Figura 21, Figura 22 e Figura 23, observa-se que a maior variação percentual entre os valores do adimensional N_p , ocorre entre as fibras de açaí e as demais no uso da pastilha “G” (Figura 21). Por outro lado observa-se uma variação bem menor no uso das pastilhas “M” (Figura 22) e “P” (Figura 23), em cerca de 30%. A interação partículas de açaí e meio poroso na pastilha “G”, é mais evidente não apenas na diferença de tamanho (partícula – esfera de vidro), como também no formato das fibras, com possibilidades de acomodação junto à superfície da pastilha e conseqüente redução de permeação.

Comparando os resultados de N_p para as pastilhas “M” (Figura 22) e a pastilha “P” (Figura 23), não se observa variações significativas na magnitude de N_p , tornando-se neste caso indiferente, como já presente em outras caracterizações: como na proximidade entre as curvas correspondentes a “M” e “P” na Figura 12, Figura 13 e

Figura 14, e propriamente na proximidade entre os valores de porosidade, pastilha “M”, $\varepsilon=0,1675$ e pastilha “P”, $\varepsilon=0,1716$.

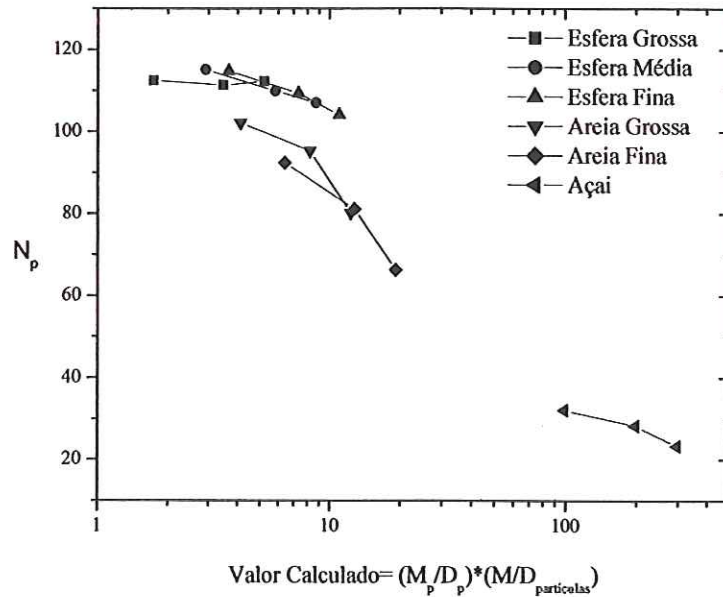


Figura 21. Valor calculado para a pastilha “G”. Adimensional do inverso da

permeabilidade (N_p) em função de $\left(\frac{M_p}{d_p}\right) \left(\frac{M}{D_{particula}}\right)$.

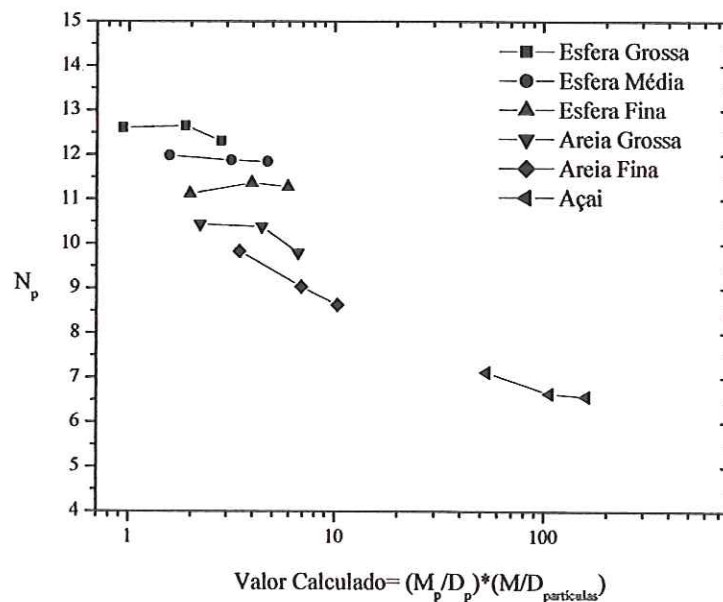


Figura 22. Valor calculado para a pastilha “M”. Adimensional do inverso da

permeabilidade (N_p) em função de $\left(\frac{M_p}{d_p}\right) \left(\frac{M}{D_{particula}}\right)$.

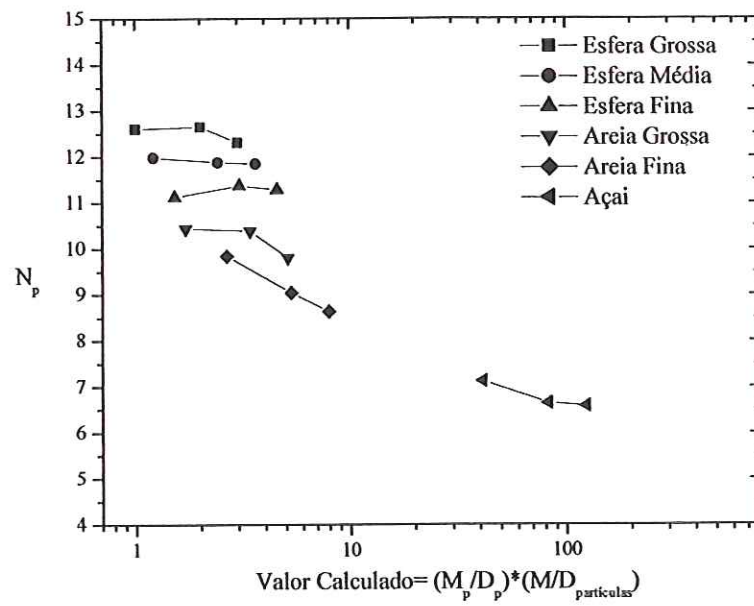


Figura 23. Valor calculado para a pastilha “P”. Adimensional do inverso da

permeabilidade (N_p) em função de $\left(\frac{M_p}{d_p}\right)\left(\frac{M}{D_{particula}}\right)$.

CAPÍTULO 5. CONCLUSÕES E SUGESTÕES

5.1. Conclusões

Com a análise dos resultados obtidos pode-se concluir que:

i) O elemento filtrante tipo leito fixo, e estruturado por sinterização na forma de um corpo rígido, apresentou um comportamento distinto daquele do leito fixo clássico caracterizado pela equação de Ergun;

ii) O modelo matemático modificado a partir da formulação para um leito fixo de Vortmeyer & Schuster (1983) e Subagyo et. al, (1998), foi satisfatório no ajuste aos resultados experimentais característicos de cada pastilha porosa composta com esferas de vidro, estabelecido para o termo quadrático “ bv_z^2 ” eq.(38) a relação $bv_z^2 = \gamma(1 - 1,5d_p) * Re_p^2$;

iii) Os gráficos da permeabilidade indicam as diferença entre o tamanho e a natureza das partículas estudadas correlacionadas ao tamanho e natureza dos meios porosos filtrante; diferenciando em ordem de grandeza os resultados para o açai em relação aos demais;

iv) O elemento filtrante rígido demonstrou-se muito satisfatório na retenção de partículas de 1 mm até 3,3 mm, e fibras de açai (aproximadamente igual à $d_p = 0,05\text{mm}$). No caso da retenção de fibras de açai a pastilha fina (P) foi restritiva ao uso devido à reduzida vazão observada no caso do acréscimo em batelada de fibras de açai de $20\text{g}/6,6\text{ cm}^2$ (área circular da pastilha em cm^2). Ou seja, $3,02\text{ g/cm}^2$.

5.2. Sugestões

Dentre sugestões que possam surgir para futuros trabalho decorrente desta dissertação de mestrado, podem-se destacar:

- i) Sinterizar e ensaiar pastilhas com esferas de tamanho precisamente controlado para aplicações específicas;
- ii) Avaliar a abrangência da modelagem, realizando experimentos com diferentes fluidos e parâmetros fluidodinâmicos.
- iii) Possibilidade de teste com impregnação química tornando o meio poroso catalítico.

CAPÍTULO 6. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ACHENBACH, E. (1995) *Heat and Flow Characteristics of Packed Beds* Experimental Thermal and Fluid Science, v.10, p.17-27.

ASSIS, O.B.G. et al. (1998) *Confecção e Avaliação de Filtros de Fibras de Vidro Apropriados ao Depósito de Material Bioativo*, XXV Congresso Brasileiro de Sistemas Particulados (ENEMP), S. Carlos, Out. 1997, (M.C. Ferreira & J.T. Freire eds) UFSCar, Vol I, 282-286.

ASSIS, O. B. G. ; VIEIRA, D. C. (1999). *Considerações Teóricas sobre a Sinterização Viscosa e a Formação de Poroso no Processamento de Filtros de Interesse à Agroindústria*. São Carlos, SP: Embrapa, (Publicação Interna CT 33). 18p.

BALHOFF, M. T., THOMPSON, K. E. (2006) *A macroscopic model for shear-thinning flow in packed beds based on network modeling*, Chemical Engineering Science, v.61, p. 698-719.

BELTZER, A. I. (1995) *Engineering analysis with Maple/Mathematica*. London: Academic Press, 282p.

BEY, O., EIGENBERGER, G. (1996) *Fluid flow through catalyst filled tubes*. Chemical Engineering Science, v.52, p.1365-1376.

BIRD, R.B., STEWART, W.E., LIGHTFOOT, E.N. (1960) *Transport Phenomena*, first ed. Wiley, New York.

CHHABRA, R. P., RICHARDSON, J. F. (1999) *Non-Newtonian Flow in the Process Industries*, Butterworth Heinemann, England

COULSON, J. M., RICHARDSON, J. F. (1991) *Chemical Engineering*. Pergamon Press. New York.

EISFELD, B., SCHNIZLEIN, K. (2005) *A new pseudo-continuous model for the fluid flow in packed beds*. Chemical Engineering Science, v.60, p.4105-4117.

FOX, R.W., MCDONALD, A.T. (1998) *Introdução à Mecânica dos Fluidos*. LTC Editora Guanabara Dois, Rio de Janeiro, 5ª Edição.

GAMANE, N., LANNOY, F. (1996) *Estimate fixed-bed pressure drop*, Chemical Engineering, p. 123-25.

HEGGS, P. J. (1983) *Fixed Beds, in Heat Exchange Design Handbook. - Fluid Mechanics and Heat Transfer*, Hemisphere Publishing. New York.

LEE, E. W., RAINFORTH, M. W. (1994) *Ceramic Microstructures: Property control by processing*. London, Chapman & Hall.

LORTIE, R., THOMAS, D. (1986) *Heterogeneous one-dimensional model for fixed bed enzyme reactors*. Biotechnology & Bioengineering, v. 28, p. 1256-60.

MATVEEV, A. V. et. al. (2006) *Investigation of fine granular material flow through a packed bed*, Chemical Engineering Science, v.61, p.2394-2405.

MOREIRA, E.A., et al.. (2004) *Permeability of ceramic forms to compressible and incompressible flow*. Journal of the European Ceramic Society, v.24, p.3209-3218.

NIVEN, R. K. (2002) *Physical insight into the Ergun and Wen & Yu equations for fluid flow in packed and fluidised beds*. Chemical Engineering Science, v.57, p.527-534.

PETRO, M., SVEC, F., FRÉCHET, J.M.J. (1996) *Immobilization of Trypsin onto "Molded" Macroporous Poly(Glycidyl Methacrylate-co-Ethylene Dimethacrylate)*

Rods and Use of the Conjugates as Bioreactors and for Affinity Chromatography. Biotechnology & Bioengineering, v.49, p.355-363.

RAHLI, O. et al. (1997) *Fluid flow through randomly packed monodisperse fibers: the Kozeny-Carman parameter analysis* Journal of Fluids Engineering, v.119, n.3, p.188-92.

RICE, R. G., DUONG, D.D. (1995) *Applied Mathematics and Modeling for Chemical Engineering*, John Wiley & Sons. New York.

SAHRAOUI, M., KAVIANY, M.. (1992) *Slip and no-slip Boundary Condition at Interface of Porous Media.* International Journal of Heat Mass Transfer, v. 35, n.4, p. 927-943.

SCHERER, W. G. (1984) *Viscous Sintering of a Bimodal Pore-Size Distribution*, Journal of the American Ceramic Society, v. 67 n. 11, p. 709-715.

SINGULANI, R. C. (2001) *Análise teórico-experimental do escoamento de ar em leito fixo.* São Carlos, dissertação(mestrado), UFSCAR, 97p.

SVEC, F., FRÈCHET, J. M. J. (1996) *New designs of macroporous polymers and supports: from separation to biocatalysis* Science, v.273, p.205-11.

SUBAGYO, STANDISH, N., BROOKS, G.A. (1998) *A new model of velocity distribution of a single-phase fluid flowing in packed beds* Chemical Engineering Science, v.53, n.7, p.1375-85.

VASQUES, R. A., (2001) *Preparação e caracterização de elementos vítreos porosos para uso em microfiltração*, São Carlos, dissertação(mestrado) Universidade de São Paulo, p.177.

VIEIRA, D. C. (2002) *Fabricação de elementos vítreos porosos para o depósito de polímeros visando à obtenção de membranas com superfícies ativas* tese (Doutorado Ciência e Engenharia de Materiais), Universidade de São Paulo São Carlos, 2002, p146.

Disponível em: <<http://www.teses.usp.br/teses/disponiveis/88/88131/tde-18062002-142324/>> Acesso em: 25 set 2005.

VORTMEYER, D., SCHUSTER, J. (1983) *Evaluation of steady flow profiles in rectangular and circular packed beds by a variational method*, Chemical Engineering Science, v.38, n.10, p.1691-99.

ZIOLKOWSKA, I., ZIOLKOWSKI D.(1988) *Fluid Flow inside Packed Beds* Chemical Engineering Processes, v.23. p.137-164

ZOTIN, F. M. Z. (1985) *O efeito de parede em colunas de recheio*. São Carlos, UFSCAR, 1985. 85p.(dissertação).

WATERLOO MAPLE V (1994), Copyright © 1981-1994 by *Waterloo Maple software and the University of Waterloo*, Maple V is registered trademarks of Waterloo Maple software.

WOLFRAM, S. (1996) *The Mathematica Book*, Cambridge University Press, 3° ed..

Apêndice I – Solução do Maple para as Equações do Trabalho.

BESSEL

ODEP7:=c*(diff(u(y),y,y)+(1/y)*diff(u(y),y))-a*u(y)+1=0;

$$ODEP7 := c \left(\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} u(y) \right) + \frac{\frac{\partial}{\partial y} u(y)}{y} \right) - a u(y) + 1 = 0$$

ans7[1] := dsolve(ODEP7);

$$ans7_1 := u(y) = \text{BesselJ} \left(0, \sqrt{-\frac{a}{c}} y \right) _C2 + \text{BesselY} \left(0, \sqrt{-\frac{a}{c}} y \right) _C1 + \frac{1}{a}$$

INFLUÊNCIA DO TERMO PRESENTE NO MODELO DE SUBAGYO (1993)

ODEP1:=c*(diff(u(y),y,y)+(1/y)*diff(u(y),y))-a*u(y)-b*u(y)*u(y)+1=0;

ODEP2:=c*(diff(u(y),y,y)+(1/y)*diff(u(y),y))-(a*b)*((1/b)*u(y)+(1/a)*VM)+1=0;

$$ODEP1 := c \left(\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} u(y) \right) + \frac{\frac{\partial}{\partial y} u(y)}{y} \right) - a u(y) - b u(y)^2 + 1 = 0$$

$$ODEP2 := c \left(\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} u(y) \right) + \frac{\frac{\partial}{\partial y} u(y)}{y} \right) - a b \left(\frac{u(y)}{b} + \frac{VM}{a} \right) + 1 = 0$$

ANS[2] := dsolve(ODEP2);

$$ANS_2 := u(y) = \text{BesselJ} \left(0, \sqrt{-\frac{a}{c}} y \right) _C2 + \text{BesselY} \left(0, \sqrt{-\frac{a}{c}} y \right) _C1 + \frac{1 - VM b}{a}$$

PERFIL DE VELOCIDADE

UY:=((1/a)*(1-VM*b))*(1-BesselJ(0,sqrt(-a/c)*y)/BesselJ(0,sqrt(-a/c)));

$$UY := \frac{(1 - VM b) \left(1 - \frac{\text{BesselJ}\left(0, \sqrt{-\frac{a}{c}} y\right)}{\text{BesselJ}\left(0, \sqrt{-\frac{a}{c}}\right)} \right)}{a}$$

UY:=((1/1900)*(1-(0.0)*4600))*(1-BesselJ(0,sqrt(-1900/25)*y)/BesselJ(0,sqrt(-1900/25))); plot(UY, y=0..1);

$$UY := .0005263157895 - \frac{.0005263157895 \text{BesselI}(0, 2 \sqrt{19} y)}{\text{BesselI}(0, 2 \sqrt{19})}$$

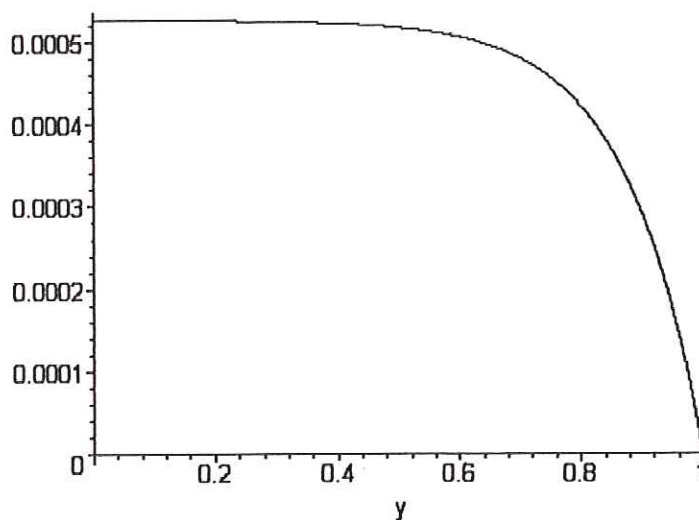


GRÁFICO BESSEL PASTILHA G, PARA MAIOR REYNOLDS

VEL1:=(1/11110.872)*(1-(BesselJ(0,(sqrt(-11110.872/25.8849))*x)/BesselJ(0,sqrt(-11110.872/25.8849))));

$$VEL1 := .00009000193684 - .1025782019 \cdot 10^{-11} \text{BesselI}(0, 20.71814301 x)$$

plot(VEL1,x=-1..1);

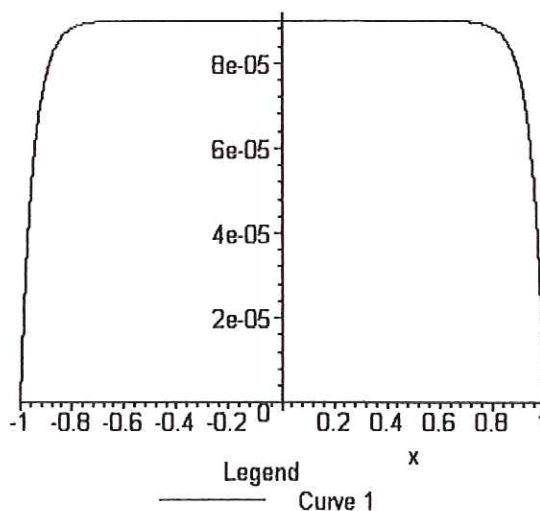


GRÁFICO BESSEL PASTILHA M, PARA MENOR REYNOLDS

$VEL1 := (1/27261.035) * (1 - (\text{BesselJ}(0, (\text{sqrt}(-27261.035/72.7509)) * x) / \text{BesselJ}(0, \text{sqrt}(-27261.035/72.7509)))));$

$VEL1 := .00003668239302 - .1574651504 \cdot 10^{-11} \text{ Bessell}(0, 19.35762111 x)$

`plot(VEL1,x=-1..1);`

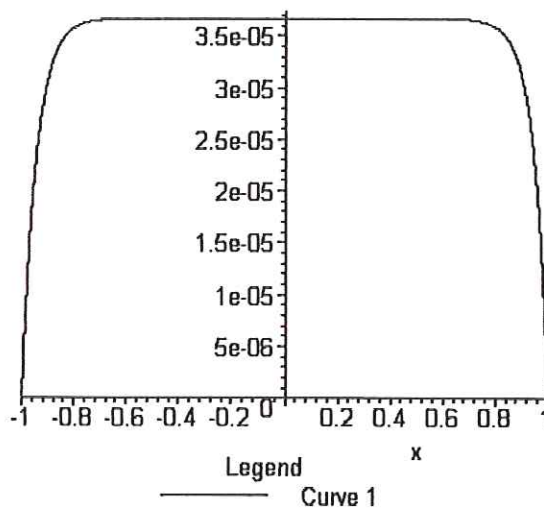


GRÁFICO BESSEL PASTILHA M, PARA MAIOR REYNOLDS

$VEL1 := (1/43692.45) * (1 - (\text{BesselJ}(0, (\text{sqrt}(-43692.45/72.7509)) * x) / \text{BesselJ}(0, \text{sqrt}(-43692.45/72.7509)))));$

$VEL1 := .00002288724940 - .6426265119 \cdot 10^{-14} \text{ Bessell}(0, 24.50665369 x)$

`plot(VEL1,x=-1..1);`

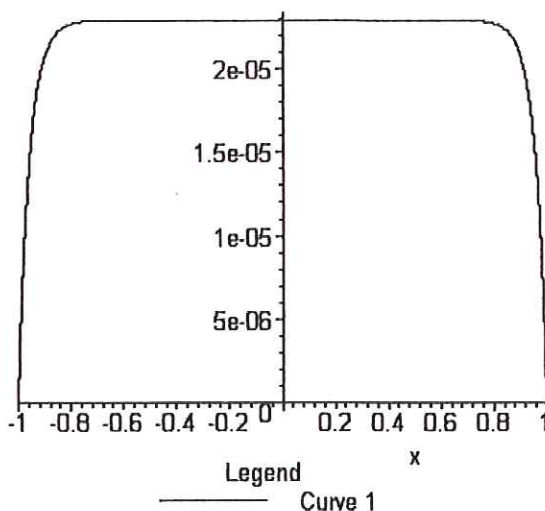


GRÁFICO BESSEL PASTILHA P, PARA MENOR REYNOLDS

VEL1:=(1/23394.691)*(1-(BesselJ(0,(sqrt(-23394.691/115.3635))*x)/BesselJ(0,sqrt(-23394.691/115.3635))));

$$VEL1 := .00004274474068 - .2619500687 \cdot 10^{-9} \text{ Bessel}(0, 14.24047399 x)$$

plot(VEL1,x=-1..1);

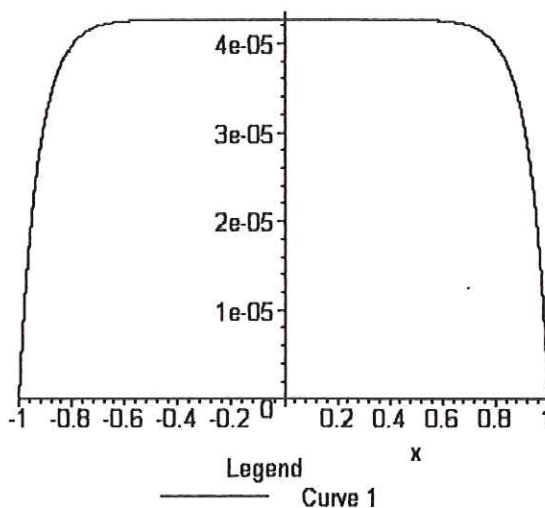


GRÁFICO BESSEL PASTILHA P, PARA MAIOR REYNOLDS

VEL1:=(1/36797.208)*(1-(BesselJ(0,(sqrt(-36797.208/115.3635))*x)/BesselJ(0,sqrt(-36797.208/115.3635))));

$$VEL1 := .00002717597487 - .5008746766 \cdot 10^{-11} \text{ Bessel}(0, 17.85966145 x)$$

plot(VEL1,x=-1..1);

