

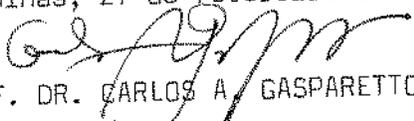
UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA DE ALIMENTOS
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE ALIMENTOS

**FLUIDODINÂMICA E TRANSPORTE DE CALOR NO ESCOAMENTO
LAMINAR PERMANENTE DE FLUIDO NÃO-NEWTONIANO NA
REGIÃO DE ENTRADA DE TUBOS**

PARECER

Este exemplar corresponde à redação final da tese defendida por SÉRGIO RODRIGUES FONTES e aprovada pela Comissão Julgadora em 27 de fevereiro de 1996.

Campinas, 27 de fevereiro de 1996.

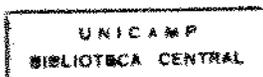

PROF. DR. CARLOS A. GASPARETTO
Presidente da Banca

Autor: SÉRGIO RODRIGUES FONTES

Tese apresentada à Faculdade de Engenharia de Alimentos da Universidade Estadual de Campinas para a obtenção do Título de Doutor em Engenharia de Alimentos

Orientador: PROF. DR. CARLOS ALBERTO GASPARETTO

CAMPINAS/SP
Fevereiro/1996



BANCA EXAMINADORA



Prof. Dr. Carlos Alberto Gasparetto
(orientador)

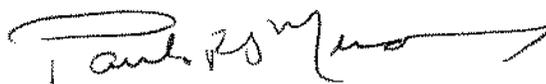


Prof. Dr. Carlos A. C. Altemani
(membro)

Prof. Dr. Giovanni Brunello
(membro)

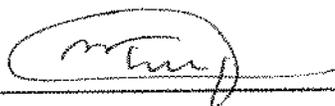


Prof. Dr. Marcius F. Giorgetti
(membro)



Prof. Dr. Paulo R. S. Mendes
(membro)

Profª. Dra. Sandra C. dos Santos Rocha



Prof. Dr. Satoshi Tobinaga

Campinas/SP, de Fevereiro de 1996

Aos meus pais, José e Djanira
À minha esposa Maria Solange

AGRADECIMENTOS

Ao professor Carlos Alberto Gasparetto pela amizade, incentivo e confiança na realização deste trabalho.

A CAPES pela concessão da bolsa de estudo.

Aos professores Carlos A. C. Altemani (FEM-UNICAMP), Giovanni Brunello (EP-USP), Marcius F. Giorgetti (EESC-USP), Paulo R. S. Mendes (PUC-RJ), Sandra C. dos Santos Rocha (FEQ-UNICAMP) e Satoshi Tobinaga (FEA-UNICAMP) pela correção da tese.

Aos técnicos da Unicamp que ajudaram diretamente na construção experimental.

Ao Silvio Rodrigues Fontes pelo auxílio na construção do controlador de temperatura.

A Isabel Schineider gerente técnico da Sanofi Ltda pela doação das gomas Xantana e Guar.

Ao Laboratório de Fenômenos de Transporte do SHS-EESC/USP pela utilização do viscosímetro.

Ao Maurício e ao João Carlos pelos trabalhos de ilustração da tese.

Aos colegas de pós-graduação pela amizade.

ÍNDICE

RESUMO	i
ABSTRACT	ii
NOMENCLATURA	iii
1. <u>INTRODUÇÃO</u>	01
1.1. APLICAÇÕES	01
1.2. OBJETIVOS	04
2. <u>REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</u>	05
2.1. INTRODUÇÃO	05
2.2. INVESTIGAÇÕES SOBRE O ESCOAMENTO NA REGIÃO DE ENTRADA DE TUBOS	10
3. <u>METODOLOGIA</u>	23
3.1. EQUAÇÕES DO ESCOAMENTO	23
3.2. FORMULAÇÃO E MODELAGEM	31
3.3. INVESTIGAÇÃO EXPERIMENTAL	38
4. <u>RESULTADOS E DISCUSSÃO</u>	54
4.1. INTRODUÇÃO	54
4.2. COEFICIENTE DE PERDA DE CARGA - RESULTADOS EXPERIMENTAIS	56
4.3. COEFICIENTES DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR - RESULTADOS EXPERIMENTAIS E NUMÉRICOS	64
4.4. ESCOAMENTO ISOTÉRMICO - RESULTADOS NUMÉRICOS	82
4.5. CORRELAÇÕES EXPERIMENTAIS E NUMÉRICAS	86
5. <u>CONCLUSÕES E SUGESTÕES</u>	89
6. <u>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</u>	92
<u>ANEXO A</u>	104
<u>ANEXO B</u>	117

FONTES, SÉRGIO RODRIGUES Fluidodinâmica e transporte de calor no escoamento laminar permanente de fluido não-newtoniano na região de entrada de tubos. Campinas: Departamento de Engenharia de Alimentos da Faculdade de Engenharia de Alimentos, 1996, 117 p. (Tese de Doutorado em Engenharia de Alimentos)

RESUMO

Neste trabalho é investigado o escoamento incompressível laminar permanente de fluido não-newtoniano com transferência de calor na região de entrada de tubos cilíndricos. A condição de contorno admitida é de temperatura constante na parede, tanto para aquecimento como para resfriamento. O escoamento é analisado experimentalmente com soluções aquosas de gomas Xantana e Guar com características reológicas do tipo pseudoplástico, cujos parâmetros foram determinados em reômetro de cilindros concêntricos. O comportamento dos fluidos é bem descrito pelo modelo de Lei de Potência, $\tau = K (\dot{\gamma})^n$. A dependência de K com a temperatura é descrita por uma relação exponencial. Os resultados experimentais estão delimitados nos intervalos: $2 \times 10^{-04} < Gz^{-1} < 10^{-02}$, $300 < Pr < 1000$, $30 < Re < 400$ e $30,9 < L/D < 135,8$. Os resultados são reportados na forma de correlações entre os adimensionais de Reynolds, Prandtl e L/D, com o objetivo prático de calcular os coeficientes de transferência de calor e perda de carga do escoamento não isotérmico de entrada. Também foi desenvolvida modelagem desse escoamento, utilizando-se da formulação variacional, com uma proposta de funções para os campos de velocidade e temperatura. Os resultados experimentais, da modelagem e de trabalhos da literatura, são comparados e apresentam boa concordância.

Palavras Chave: Escoamento Laminar; Convecção Térmica; Região de Entrada; Pseudoplástico.

FONTES, SÉRGIO RODRIGUES Steady Laminar Flow and Heat Transfer of Non-Newtonian Fluids in the Inlet Region of Tubes. Campinas: Food Engineering Department, Faculty of Food Engineering, 1996, 117 p. (Ph.D. in Food Engineering).

ABSTRACT

This is an investigation of non isothermal and non newtonian laminar flow in the entrance region of tubes. The flow is steady, incompressible and tube wall has constant temperature. Heating and cooling are considered. Experimental work was conducted using solutions of Xantan and Guar gums which exhibited pseudoplastic, as behaviour determined in a concentric cylinder rheometer. Power law fitted well the rheological behaviour of all fluids and temperature dependence between consistency index was of the exponential type. Experiments lie in the ranges: $2 \times 10^{-04} < Gz^{-1} < 10^{-02}$, $300 < Pr < 1000$, $30 < Re < 400$ e $30,9 < L/D < 135,8$. Results were reported as correlations of the following non dimensional parameters: Reynolds, Prandlt e L/D, allowing practical calculations of heat transfer and pressure drop. Also a variational approach was developed with proposed functions to describe velocity and temperature fields. Comparison is carried among experimental, analytical and literature data and good agreement is observed.

Key Words: Laminar Flow; Forced Convection; Entry Region; Pseudoplastic.

NOMENCLATURA

- a Variável de ajuste definida na equação 3.12b
- b Variável de ajuste definida na equação 3.13
- Bi Número de Biot: $Bi = \frac{R h}{k_f}$
- Br Número de Brinkman: $Br = \frac{\mu U_0^2}{k_f (T_0 - T_p)}$
- C_p Calor específico (J/Kg °C)
- C_b Fator de Colburn: $St \times Pr^{(2/3)}$
- D Diâmetro interno do tubo (m)
- f Fator de atrito: $f = \frac{(-dP/dx) D}{(1/2) \rho U_m^2}$
- g Aceleração da gravidade (m/s²)
- Gr Número de Grashof: $Gr = \rho^2 g \beta (T - T_m) D^3 / \mu^2$
- Gz Número de Graetz: $Gz = \frac{D}{x} Re Pr$
- Gz^{-1} Inverso do número de Graetz: $Gz^{-1} = \frac{L/D}{Re Pr}$
- h_x Coeficiente convectivo local de transporte de calor (W/m² °C)
- \bar{h}, \bar{h} Coeficiente convectivo médio de transporte de calor: $\bar{h} = \frac{1}{x} \int_0^x h_x dx$ (W/m² °C)
- k_f Condutividade térmica do fluido (W/m °C)
- K Índice de consistência do fluido (Pa.sⁿ)
- k(x) Função definida a partir da equação 3.12b
- L Comprimento do tubo (m)
- L/D Adimensional geométrico dos tubos
- m(x) Função definida a partir da equação 3.13
- \dot{m} Vazão mássica (Kg/s)
- n Índice de comportamento do fluido
- Nu_x Número de Nusselt local: $Nu_x = \frac{h_x D}{k_f}$; em função da temperatura:

$$Nu_x = \left(2 \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=1} \right) / (T_s - T_m)$$

Nu, \bar{Nu}	Número de Nusselt médio: $Nu = \frac{1}{x} \int_0^x Nu_x dx$	
p	Variável de ajuste definida na equação 3.12b	
Pr	Número de Prandlt generalizado: $Pr = \frac{(U_m / D)^{(n-1)} K}{\rho \alpha}$	
P	Pressão	(Pa)
\bar{P}	Variável adimensional de pressão: $\bar{P} = \frac{P}{\rho U_m^2}$	
Pe	Número de Peclet: $Pe = Re Pr$	
q	Variável de ajuste definida na equação 3.12b	
Q	Vazão volumétrica	(m ³ /s)
r	Coordenada radial do tubo	(m)
\bar{r}	Coordenada radial adimensional: $\bar{r} = r / R$	
R	Raio interno do tubo	(m)
Re	Número de Reynolds generalizado: $Re = \frac{\rho U_m^{2-n} D^n}{K}$	
Re_D	Número de Reynolds (fluido newtoniano): $Re_D = \frac{\rho U_m D}{\mu}$	
St	Número de Stanton: $St = \frac{Nu}{Re Pr}$	
St_m	Número de Stanton modificado: $St_m = \frac{Nu}{(Re Pr)^{1/3}}$	
t	Tempo	(s)
T	Temperatura	(°C)
\bar{T}	Adimensional de Temperatura: $\bar{T} = \frac{T_p - T}{T_p - T_m}$	
T_p ou T_s	Temperatura na parede do tubo	(°C)
T_o	Temperatura do fluido na entrada do tubo	(°C)
T_m	Temperatura média de mistura do fluido: $T_m = (2 \int_0^R T u r dr) / U_m R^2$	
u	Componente longitudinal da velocidade	(m/s)
\bar{u}	Componente longitudinal adimensional da velocidade: $\bar{u} = u / U_m$	
U_m	Velocidade média do fluido: $U_m = (2 \int_0^R u r dr) / R^2$	(m/s)
U_o	Velocidade do fluido na entrada do tubo	(m/s)
v	Componente radial da velocidade	(m/s)
x	Coordenada axial do tubo	(m)
\bar{x}	Coordenada axial adimensional: $\bar{x} = \frac{x}{Re R}$ (isotérmico); $\bar{x} = \frac{x}{Re Pr R}$ (não isotérmico)	

Y	Número de Yield: $Y = \frac{\tau_0 R}{\eta U_0}$; η - viscosidade plástica do fluido de Bingham	
α	Difusividade térmica: $\alpha = \frac{k_f}{\rho C_p}$	(m s)
β	Coefficiente de expansão volumétrica: $\beta = \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial T}$	
ϕ	Coefficiente de perda de carga definido pela equação 4.2	
$\dot{\gamma}$	Taxa de deformação	(s ⁻¹)
ρ	Massa específica	(kg/m ³)
τ	Tensão de cisalhamento	(Pa)
μ	Viscosidade	(Pa s)
δu	Varição arbitrária da velocidade axial	

1. INTRODUÇÃO

1.1. APLICAÇÕES

O escoamento na região de entrada em tubos, com transporte de calor, é extensivamente tratado na literatura e está associado a muitas aplicações em diversas áreas da engenharia. Para a otimização dos processos industriais que envolvem fluidos não-newtonianos é necessária a determinação de correlações para os coeficientes de troca de calor e de perda de carga do escoamento, especialmente no caso de configurações em tubos curtos onde têm-se desenvolvimento simultâneo dos campos de velocidade e temperatura.

Os escoamentos de fluidos não-newtonianos têm grande importância pois caracterizam a maioria dos materiais processados na indústria química e alimentícia. Na indústria de alimentos, materiais como goma Xantana e goma Guar são utilizados como agentes de textura em sorvetes e requeijão. Na indústria química outros materiais são importantes na fabricação de defensivos agrícolas, cosméticos e tintas em geral. Aplicações mais específicas destacam-se na área de bioengenharia, como por exemplo, no projeto de bombas de escoamento de sangue.

As condições de contorno do escoamento são fundamentais para a completa descrição da situação física. Por exemplo, no estudo de condensadores e evaporadores a condição de temperatura constante na parede é válida apenas para trocadores de calor em que a resistência térmica da parede é desprezível.

A maioria dos trabalhos recentes na literatura, aborda o problema com simulação numérica e um número menor é de investigação experimental. Esta é tendência é natural pelo fato dos escoamentos de entrada não possuírem solução

exata e também devido ao avanço computacional. O desenvolvimento de técnicas numéricas, como a de elementos finitos, e analíticas tem sido comprovado na simulação de escoamentos de entrada.

O escoamento com desenvolvimento simultâneo dos campos de velocidade e temperatura na região de entrada de um tubo circular foi investigado numericamente por: (i) VRADIS et alii (1993) através da técnica de diferenças finitas para fluidos não-newtonianos do tipo Bingham; (ii) SHOME & JENSEN (1995) através da técnica de volume finito para fluidos newtonianos. A técnica analítica da transformada integral generalizada foi utilizada por SILVA et alii (1992) na solução aproximada do escoamento de fluidos newtonianos com desenvolvimento simultâneo dos perfis de velocidade e temperatura na região de entrada de placas planas paralelas.

O escoamento com desenvolvimento simultâneo dos campos de velocidade e temperatura na região de entrada de um tubo circular foi investigado experimentalmente por: GHAJAR & TAM (1994) para fluidos newtonianos, estudaram a influência da geometria de entrada; NOUAR et alii (1995) para fluidos não-newtonianos do tipo Herschel-Bulkley. Estes são exemplos recentes do interesse que o tema desperta.

Este trabalho apresenta uma investigação experimental e de modelagem do escoamento laminar ($Re < 400$) na região de entrada com transporte de calor para fluidos não-newtonianos independentes do tempo e com característica pseudoplástica. São considerados os fenômenos de desenvolvimento dos campos de velocidade e temperatura. O escoamento é estudado a partir de uma montagem experimental para a determinação de seus parâmetros característicos. Os resultados são apresentados em função dos adimensionais de Nusselt, Stanton, Prandtl, Reynolds e Graetz. Um modelo aproximado é utilizado para descrever os campos de velocidade e temperatura. As equações básicas do

escoamento são escritas na formulação integro-variacional. Os resultados da modelagem são comparados com os experimentais e com a literatura.

1.2. OBJETIVOS

Este trabalho é desenvolvido com os seguintes objetivos:

- i -) investigar experimentalmente os efeitos associados ao escoamento laminar de entrada de fluidos não-newtonianos (pseudoplástico) com desenvolvimento simultâneo de velocidade e temperatura;

- ii -) propor e analisar uma modelagem do escoamento a partir de funções pré-estabelecidas para os campos de velocidade e temperatura e que através de uma única expressão descrevam os casos de resfriamento e aquecimento;

- iii -) analisar a investigação experimental através da comparação dos resultados com os da literatura;

- iv -) avaliar a modelagem do problema através do cálculo do coeficiente de transferência de calor e de sua comparação com os resultados experimentais e da literatura;

- v -) utilizar os resultados obtidos para o desenvolvimento de correlações para os coeficientes de transferência de calor e perda de carga.

2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1. INTRODUÇÃO

O escoamento laminar em tubos pode ser classificado como: completamente desenvolvido para os campos de velocidade e temperatura, com desenvolvimento do campo de velocidade, com desenvolvimento do campo de temperatura e com desenvolvimento simultâneo dos campos de velocidade e temperatura.

O escoamento em regiões de entrada antecede o escoamento completamente desenvolvido e está associado ao crescimento da camada limite de velocidade, de temperatura ou ambas.

No escoamento isotérmico, na região de entrada, tem-se apenas o desenvolvimento da camada limite de velocidade. Quando ocorre apenas o crescimento da camada limite térmica, o escoamento com perfil de velocidade desenvolvido fica sujeito ao efeito do aquecimento ou resfriamento das paredes do tubo. Este caso, muito citado na literatura, é chamado problema de Graetz. JOHNSTON (1991) investigou este escoamento para o fluido plástico de Bingham. Por fim tem-se o caso em que há desenvolvimento simultâneo dos perfis de velocidade e temperatura, que é a situação estudada neste trabalho.

A maioria dos resultados da literatura para os coeficientes de transferência de calor em escoamentos laminares forçados considera o perfil de velocidades desenvolvido a partir de uma posição em que a parede do tubo fica sujeita ao aquecimento ou resfriamento. Esta é uma consideração aceitável para fluidos com grandes valores do número de Prandtl, onde os perfis de velocidade desenvolvem-se mais rapidamente que os perfis de temperatura. Por outro lado

nos fluidos com número de Prandtl próximo à unidade, os perfis de velocidade e temperatura desenvolvem-se simultaneamente.

A figura 2.1 ilustra a situação de escoamento em que a temperatura da parede do tubo é maior que a temperatura do fluido ($T_p > T_f$) e o número de Prandtl é maior que a unidade.

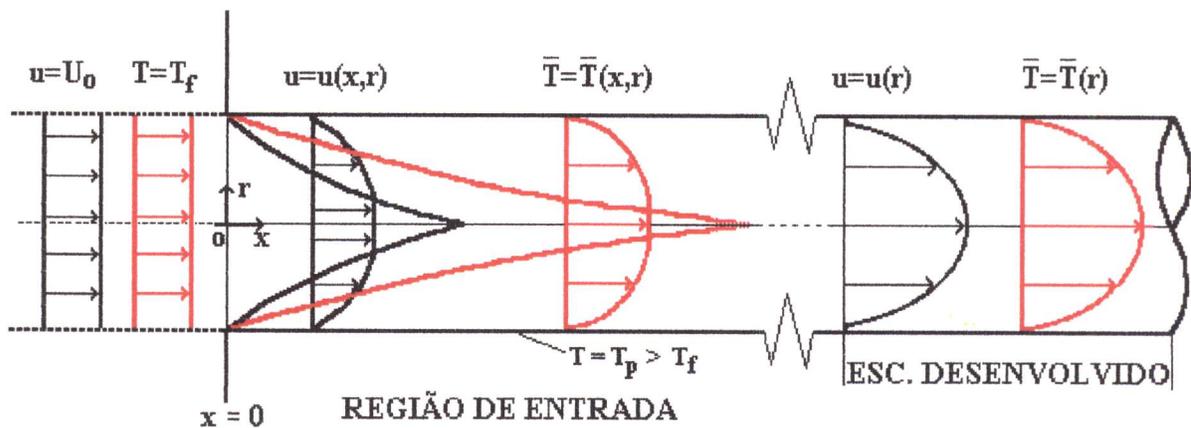


Figura 2.1. Escoamento na região de entrada de um tubo circular com desenvolvimento simultâneo dos perfis de velocidade e temperatura.

Na Figura 2.1 as linhas em preto representam os perfis de velocidade e as linhas em vermelho os perfis de temperatura. " T_f " é a temperatura do fluido; " T_p " é a temperatura da parede do tubo; " T_m " é a temperatura média de mistura do fluido e " \bar{T} " a variável adimensional de temperatura, $\bar{T} = (T_p - T)/(T_p - T_m)$.

As condições de contorno do escoamento são fundamentais para a completa descrição da situação física e do campo de aplicações. As condições de contorno que descrevem as situações mais estudadas são:

- i-) a parede do tubo tem temperatura uniforme e resistência térmica desprezível, " T_p " é constante;
- ii-) como a anterior exceto que a resistência térmica da parede é finita; $T_{po} = T_{po}(r)$ e $T_{po} = T_{po}(r,x)$, onde, - po - é a notação para a superfície externa da parede do tubo;
- iii-) o fluxo de calor na parede do tubo, denotado por " q ", é considerado constante e uniforme em parede com baixa condutividade térmica;
- iv-) como a anterior, exceto que envolvem materiais de alta condutividade térmica; $q_p = q_p(r)$ e $T_p = T_p(x)$;
- v-) o fluxo de calor na parede é dependente da posição axial, sendo mais comum a hipótese de uma função exponencial do tipo: $q_p = q_0 \exp(m x)$ com $T_p = T_p(x)$.

As condições de contorno (i) e (ii) são mais adequadas para o estudo de condensadores ou evaporadores. As condições (iii) e (iv) são mais utilizadas no estudo de trocadores de calor em tubos que estão sujeitos a um aquecimento uniforme, como por exemplo o aquecimento por resistência elétrica ou reatores nucleares. A condição (v) é usada em estudos de trocadores de calor com fluxo reverso para valores apropriados de " m ".

É importante destacar que a reologia do fluido em escoamento na região de entrada é responsável por efeitos ainda pouco compreendidos. O comportamento reológico dos fluidos é extensivamente descrito na literatura através de modelos empíricos que correlacionam a tensão de cisalhamento com o gradiente de velocidade. Os fluidos newtonianos têm para esta relação uma dependência linear, enquanto os não newtonianos apresentam um comportamento não linear. Quanto aos parâmetros reológicos, mesmo a viscosidade dos newtonianos, são fortemente dependentes da temperatura e essa dependência é também não linear. Esta natureza dos fluidos não newtonianos induz problemas de convergência nas

soluções numéricas que são muito utilizadas nas soluções de escoamentos isotérmicos e não isotérmicos, como comentado no trabalho de WRITE et alii (1987).

Na figura 2.2 é apresentado o reograma dos fluidos mais comuns.

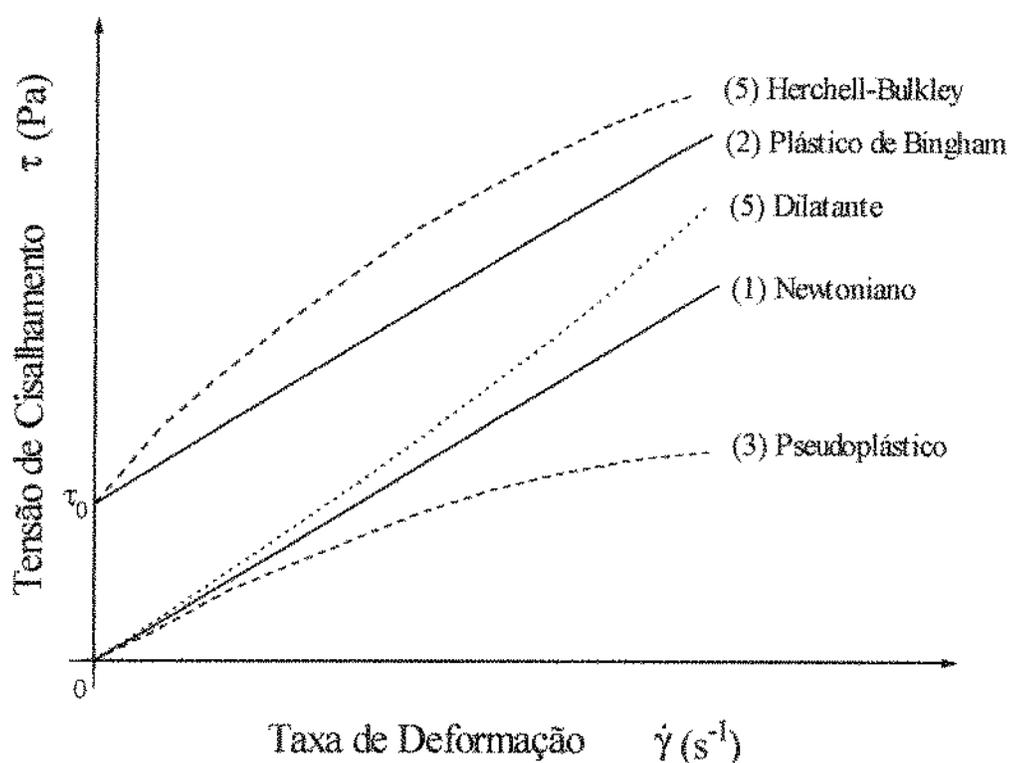


Figura 2.2. Reograma para fluidos newtonianos e não-newtonianos.

A curva (3) da figura 2.2, representa o comportamento típico dos fluidos pseudoplásticos que descrevem soluções poliméricas e suspensões muito comuns na indústria de processamento de alimentos e química.

A natureza do escoamento estudado é facilmente entendida. Considerando-se que a temperatura da parede do tubo é constante, no aquecimento de fluidos pseudoplásticos a viscosidade na região próxima à

parede diminui consideravelmente, causando gradientes de velocidades maiores nessa região e menores no centro. Assim, o perfil de velocidade tende para um escoamento pistonado. A taxa de transferência de calor é aumentada devido ao maior gradiente de velocidade na parede. No resfriamento de fluidos pseudoplásticos, devido à maior viscosidade e menor gradiente de velocidade na parede, a taxa de transferência de calor será reduzida e o coeficiente de transferência de calor é menor que no caso de aquecimento.

2.2 - INVESTIGAÇÕES SOBRE O ESCOAMENTO NA REGIÃO DE ENTRADA DE TUBOS .

Muitos trabalhos experimentais, analíticos e numéricos foram desenvolvidos desde o início do século para descrever o escoamento na região de entrada em tubos.

As investigações teóricas encontram dificuldades particulares de natureza analítica e numérica, pois as equações que descrevem o escoamento são não lineares. Por outro lado as pesquisas experimentais exigem construções cuidadosas para obter resultados confiáveis.

O primeiro pesquisador a fazer uma proposta de solução analítica para a equação da quantidade de movimento foi LANGHAR (1942). O autor linearizou a equação da quantidade de movimento escrevendo os termos não lineares na forma: $u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} = \nu \beta u$ - onde β é função da posição longitudinal. A partir deste procedimento a equação diferencial é reduzida à equação de Bessel sendo o campo de velocidades dado na forma de funções de Bessel. Posteriormente esta técnica foi desenvolvida por SPARROW et alii (1964).

A literatura indica que o número de publicações de trabalhos teóricos sobre o tema é muito superior ao número de investigações experimentais. Este fato deve-se ao avanço das técnicas numéricas e da capacidade computacional. Além disso uma montagem experimental elaborada com uma instrumentação moderna para medidas de velocidade e temperatura é muito dispendiosa.

Os escoamentos de entrada abrangem uma grande variedade de situações físicas. Dentre as variáveis que diferenciam este tipo de escoamento têm-se: a

geometria, o regime de escoamento e a natureza do fluido. Não se encontra na literatura nenhuma referência cuja investigação fosse compatível com os intervalos de Reynolds, Prandtl e Graetz deste trabalho. Embora a maioria das referências são sobre o estudo dos escoamentos em geometria circular, os escoamentos de entrada em geometria não circular também são muito investigados. Assim, o propósito desta revisão de literatura é apresentar uma abordagem geral sobre o tema. São comentadas as mais recentes técnicas experimentais e numéricas. No capítulo de referências bibliográficas são listados alguns trabalhos que não aparecem no texto, porém podem ser de interesse ao leitor.

MOFFAT (1990) descreve algumas técnicas de medida de temperatura em processos de transferência de calor. O autor discute a teoria e prática dos termopares para baixas e altas temperaturas, de outras técnicas desenvolvidas recentemente e dos problemas de calibração e instalação de sensores especiais, especificamente o caso da medida de temperatura em superfícies. A perda de calor para a vizinhança de uma superfície afeta o valor da medida de temperatura feita por termopares e as diferentes formas de adaptação das junções dos termopares resultam em diferentes erros experimentais.

Quando a situação não permite a instalação de termopares diretamente na superfície estudada, estes são instalados de forma encapada e abaixo da superfície. Duas fontes de erros não devem ser esquecidas nesta situação: i) o termopar, por aproximar-se da superfície pode alterar a distribuição de temperatura; ii) o poço do termopar pode transferir calor da superfície estudada e alterar sua temperatura.

A experimentação em mecânica dos fluidos e transferência de calor foi por muitas décadas feita através de sensores mecânicos para descrever o campo de escoamento em processos de transferência de calor. A medida da pressão dinâmica e estática tem sido o principal meio de medir a velocidade média,

e o anemômetro de fio-quente o principal instrumento para medir a velocidade instantânea. Estas técnicas importantes continuam muito usadas. Porém, foram desenvolvidas as técnicas óticas, cuja principal vantagem é permitir o estudo dos escoamentos sem incluir sensores, os quais perturbam o fenômeno.

DURST (1990) apresenta uma revisão de literatura de técnicas óticas mais utilizadas no estudo de transferência de calor, quantidade de movimento e massa. O desenvolvimento destas técnicas permitiu a melhor compreensão dos fenômenos de transporte em escoamentos turbulentos. As duas técnicas mais citadas na literatura, e descritas por DURST (1990), são a anemometria a laser para medida de velocidade e a técnica do espalhamento de Raman para medidas de temperatura. As técnicas óticas são utilizadas com o objetivo de obter informações globais do campo de velocidades e temperatura ou obter a velocidade e temperatura locais. O método a ser utilizado depende do interesse e do tipo de informação requerida.

UELL et alii (1990) discutem a utilização e operação dos mais modernos microsensores para medidas de pressão, umidade, viscosidade, vazão e temperatura. Várias tecnologias são citadas, como por exemplo a fabricação de termo-resistores através da deposição de materiais cuja resistência elétrica é dependente da temperatura. O autor se refere a medida direta da tensão de cisalhamento em escoamentos turbulentos a partir da mudança da capacitância de sensores que são elementos móveis sujeitos a ação do escoamento.

SCIROCCO et alii (1985) investigaram experimentalmente o escoamento laminar com transferência de calor de fluidos pseudoplásticos na região de entrada em tubos circulares. O escoamento foi estudado para números de Reynolds no intervalo de 4 a 100 e números de Graetz entre $4,5 \times 10^{-6}$ a $4,0 \times 10^{-3}$. O fluido estudado possui viscosidade aparente no intervalo de 1 a 60

poises. Os perfis de velocidade na região de entrada foram obtidos com um anemômetro a laser e os perfis de temperatura foram medidos com termopares. Os efeitos térmicos foram produzidos submetendo a superfície dos tubos de cobre a diferentes fluxos de calor.

A interação entre a troca de calor e o escoamento foi analisada e expressa através da correlação entre o número de Nusselt e outros adimensionais. A correlação apresentada pelos autores é a seguinte:

$$Nu = 1,369 [b \varphi (D / 2) \lambda_m]^{0,177} [x^+]^{0,319}$$

onde: b é o coeficiente da dependência do parâmetro reológico "K", com a temperatura ($K = a \exp (-b T)$); $x^+ = 2 (z/D)/(Re Pr)$;

D diâmetro do tubo (m); φ densidade de fluxo de calor (W/m^2);

λ_m condutividade térmica da mistura; z distância a partir da entrada do tubo.

Verifica-se que a correlação obtida está de acordo com a literatura no intervalo de variação de $x^+ : 4,0 \times 10^{-6}$ a $4,0 \times 10^{-3}$.

NOUAR et alii (1994) apresentam um estudo experimental e teórico do escoamento com convecção forçada na região de entrada de tubos circulares com fluido do tipo Herschel-Bulkley. Foram realizadas medidas de temperatura e velocidade para os casos isotérmico e não isotérmico, com a intenção de verificar o efeito de troca de calor no escoamento. Os resultados são apresentados na correlação entre o número de Nusselt e parâmetros característicos do fluido.

YOO et alii (1993) determinaram experimentalmente os coeficientes de transferência de calor do escoamento turbulento de fluidos viscoelásticos com transporte de calor na região de entrada. O número de Nusselt local foi

correlacionado com os adimensionais de Reynolds e Graetz na forma: $Nu_x = Nu_\infty + 0,04(Re Gz)^{0,353}$, onde Nu_x é o número de Nusselt local.

Os efeitos da degradação das soluções poliméricas foram observados a partir da análise da viscosidade aparente em função da tensão de cisalhamento em soluções a 1.000 p.p.m.. Observou-se um comportamento decrescente da viscosidade em função da tensão de cisalhamento com tendência a um valor constante.

JOSHI & BERGLES (1980) desenvolveram um estudo experimental do escoamento com transferência de calor de fluidos pseudoplásticos na região de entrada e desenvolvida de tubos circulares. A construção experimental mantém constante o fluxo de calor e a temperatura na entrada do tubo e é capaz de aumentar ou diminuir o fluxo de calor na seção de ensaio. São medidas as temperaturas do fluido na entrada e saída do tubo, as temperaturas externas da parede do tubo e a vazão mássica. Os intervalos das variáveis estudadas nos experimentos são os seguintes: Vazão mássica: 16 a 140 kg/hr; Fluxo de calor: $12,5 \times 10^6$ a $62,0 \times 10^6$ W/m²; Pr: 560 a 1344 e Rey: 2 a 26; "n" (parâmetro reológico no intervalo de temperatura de 21 a 55 °C): 0,55 a 0,76.

São apresentadas correlações para o número de Nusselt médio em função da distância axial adimensional no tubo e dos parâmetros reológicos "n" e "K", característicos da modelagem de lei de potência.

WHITE et alii (1987) apresentam uma revisão de literatura do problema do escoamento isotérmico na região de entrada. Mais de 100 referências são citadas. Os autores destacam as técnicas experimentais, analíticas e numéricas para descrição do escoamento. Os fenômenos associados ao escoamento de fluidos não-newtonianos na região de entrada em geometrias circulares e não circulares são discutidos.

LEI & TRUPP (1991) estudaram experimentalmente a convecção forçada do escoamento laminar de fluidos newtonianos na região de entrada de um tubo com geometria semi-circular. Esta geometria é de interesse em sistemas de escoamento através de tubos com múltiplas passagens, comuns na engenharia química e alimentícia. Os pesquisadores estudaram o escoamento hidrodinâmico desenvolvido com transporte de calor axialmente uniforme e mediram a variação de temperatura e a queda de pressão na região de entrada aquecida. As medidas de pressão foram obtidas com transdutores de pressão e a temperatura a partir da instalação de termopares ao longo do tubo, antes e depois da região aquecida. Foi obtida uma correlação para o fator de atrito em função do número de Reynolds e do número de Grashof. Na região com transferência de calor, o aumento do fator de atrito é mais pronunciado para baixos números de Reynolds e pode duplicar quando atingem-se altos números de Grashof. A influência do número de Reynolds no número de Nusselt local foi analisada para o intervalo de variação Rey: 400 a 1.600, para Pr igual a 4,0 e 6,0 e número de Rayleigh ($Ra=GzPr$) igual a $1,10 \times 10^7$ e $2,80 \times 10^8$, respectivamente. Quanto maior o número de Reynolds maior é o valor de Nusselt local ao longo do tubo. Observa-se também que o número de Rayleigh influencia fortemente a transferência de calor, causando um fluxo secundário principalmente para $Ra > 5,0 \times 10^7$. Outros resultados são apresentados em equações de correlação na forma de Nu em função de Ra.

GHAJAR & TAM (1994) realizaram uma investigação experimental do escoamento de entrada de fluidos newtonianos com transporte de calor em tubos circulares. O escoamento é analisado para a condição de fluxo de calor constante na superfície do tubo, e para três geometrias diferentes da região de entrada: reentrada, canto vivo e boca de sino. Os experimentos são realizados em regime de escoamento de transição, para o intervalo aproximado de Re entre 2000 e 10000. A influência da geometria de entrada no escoamento de transição é analisada através dos resultados de Nusselt e Stanton.

Duas formas de modelagem do escoamento com transferência de calor na região de entrada de tubos são citadas na literatura. Uma delas é inteiramente numérica e substitui as equações diferenciais não lineares por equações de diferenças finitas ou elementos finitos. Outra forma é a analítico-numérica onde propostas de formulação matemática são utilizadas para a solução das equações do escoamento, com auxílio de um método numérico.

COMINI et alii (1980) utilizaram o método numérico dos elementos finitos para resolver o escoamento isotérmico de fluidos newtonianos na região de entrada de tubos cilíndricos. Através desta técnica descrita por RAO (1988), os autores obtiveram os perfis de velocidade do escoamento e a queda de pressão ao longo do tubo. A formulação foi realizada a partir da equação da quantidade de movimento, linearizada por SPARROW et alii (1964).

SHOME & JENSEN (1995) investigaram numericamente o escoamento de fluidos newtonianos com desenvolvimento térmico e simultâneo dos perfis de velocidade e temperatura em tubos circulares. Foram analisadas as influências do número de Prandtl e Rayleigh na transferência de calor (Nu) em regiões próximas a entrada do tubo. Os autores utilizaram do programa Phoenics elaborado para a técnica de elementos finitos. Os resultados indicam que o efeito da variação da viscosidade é mais significativo no fator de atrito que no número de Nusselt. No escoamento com desenvolvimento simultâneo a variação de Nusselt com Graetz é linear para $10^{-6} < Gz^{-1} < 10^{-3}$ tornando-se sensível a variação de Prandtl para $Gz^{-1} > 10^{-3}$. Este trabalho apresenta várias correlações para Nusselt obtidas a partir dos escoamentos de água, ar, álcool e glicerina.

SHOME & JENSEN (1993) investigaram numericamente o escoamento de fluidos newtonianos com desenvolvimento simultâneo dos perfis de velocidade e temperatura em tubos circulares. São apresentadas correlações do número de Nusselt e do fator de atrito em função da coordenada axial. Os resultados foram

obtidos pela mesma técnica do trabalho de SHOME & JENSEN (1995). As correlações do fator de atrito (para $Pr=1$), e do número de Nusselt médio (para Pr muito maior que 500), apresentam variação de até 12 %. São as seguintes:

$$f Re/16 = \begin{cases} 1 + \frac{3,44}{x_i^{0,50001}} - \frac{3,3628}{x_i^{0,5}} + \frac{0,00432}{10^3 x_i}, & 10^{-6} \leq x_i < 10^{-3} \\ 1 + \frac{3,44}{x_i^{0,5051}} - \frac{3,4464}{x_i^{0,5}} - \frac{1,1772}{10^3 x_i}, & x_i \geq 10^{-3}; x_i = x / DRe \end{cases}$$

$$Nu = \begin{cases} Nu_T (1 + 209,92 \tanh(1,12 / Bi) (1 + x_i^{-0,20}))^{-0,03} \\ Nu_T = \begin{cases} -0,5632 + 1,571 x_i^{-0,3351}, & 10^{-6} \leq x_i \leq 10^{-3} \\ 0,9828 + 1,129 x_i^{0,3686}, & 10^{-3} < x_i \leq 10^{-2}; x_i = x / DRePr \end{cases} \end{cases}$$

PRUSA & MANGLIK (1994) apresentam uma solução numérica, obtida pelo método de diferenças finitas, do escoamento de Graetz para fluidos newtonianos e não-newtonianos com condição de temperatura constante na superfície de tubos circulares. Os resultados são comparados com outros da literatura, dentre eles a correlação teórica de LEVÊQUE (1928) e a experimental de JOSHI & BERGLES (1982). Estes resultados muito citados na literatura são correlacionados para fluidos não-newtonianos e são na forma:

$$\text{LEVÊQUE (1928):} \quad Nu = 3,36 \left(\frac{3n+1}{9n} \right)^{1/3} (Gz)^{1/3};$$

$$\text{JOSHI & BERGLES (1982):} \quad Nu = 3,66 \left(\frac{3n+1}{4n} \right)^{1/3} (1 + 0,07623 Gz^{1,02})^{1/3};$$

onde n é o índice de comportamento do fluido. Os resultados experimentais de JOSHI & BERGLES (1982) apresentam variação inferior a 10 %.

VRADIS et alii (1993) resolveram numericamente o problema do desenvolvimento simultâneo dos campos de velocidade e temperatura na região de entrada num tubo circular para fluidos não-newtonianos do tipo Bingham. As

equações da continuidade, quantidade de movimento e energia foram analisadas através da técnica de diferenças finitas e reduzidas a um sistema de equações lineares. Os resultados foram obtidos para intervalos específicos dos adimensionais de Reynolds, Yield, Prandlt e Brinkman e encontram-se de acordo com a literatura. A convergência do esquema numérico é fortemente dependente do número de Yield. Em situações com altos números de Yield foram necessárias malhas com discretização superior a 100 para manter o nível de acurácia. Em condições de escoamento laminar, são apresentados os resultados do fator de atrito e do número de Nusselt em função da posição axial do tubo, para Yield no intervalo 0 a 10 e Prandlt de 0,1 a 10, Reynolds de 10 a 1.000 e Brinkman de 0,1 a 10. Esse trabalho demonstrou que para fluidos de Brinkman têm-se pequenas velocidades na região de entrada do tubo diminuindo com o aumento do número de Yield. A dependência de Nusselt com Yield é muito pequena, podendo ser desprezada. Os efeitos do número de Brinkman são importantes e modificam o número de Nusselt em uma ordem de grandeza.

NGUYEN (1991) estudou numericamente o escoamento de fluidos newtonianos com desenvolvimento simultâneo da velocidade e temperatura na região de entrada de placas planas paralelas no intervalo de Reynolds de 1,0 a 20 e Prandlt = 0,7. A técnica de solução utilizada reduziu as equações diferenciais parciais não lineares do escoamento a equações de diferenças finitas. Os termos convectivos presentes nas equações da quantidade de movimento e energia foram modelados a partir da interpolação quadrática proposta por LEONARD (1979) (citado por NGUYEN, 1991) e citada na literatura como QUICK (Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics). Utilizou-se o método iterativo ADI (Alternating Direction Implicit) para a solução das equações de diferenças finitas. Os resultados foram correlacionados na forma $Nu = f(Re)$ e $L = f(Re)$ (onde L é o comprimento de

entrada) para o escoamento com condições de contorno de temperatura ou fluxo de calor constantes na parede do tubo.

NGUYEN & MACLAINE-CROSS (1991), através da mesma técnica utilizada no trabalho de NGUYEN (1991), ampliaram os resultados para intervalo de Reynolds, de 40 a 2.000 e de Prandtl, de 0,2 a 100. Os resultados foram correlacionados na forma $Nu = f(Re)$, com condição de contorno de temperatura constante na parede.

NGUYEN (1992) investigou o escoamento de fluidos newtonianos na região de entrada de tubos e placas paralelas apenas com o desenvolvimento do campo de temperatura. O perfil de velocidades é considerado desenvolvido na entrada da secção de transferência de calor. Para a condição de contorno de temperatura constante na superfície são apresentadas correlações para o número de Nusselt e comprimento de entrada térmico em função do número de Peclet. As correlações são apresentadas para alguns intervalos do número de Peclet: 1 a 5; 5 a 20; 20 a 100 e 100 a 1000. Os resultados estão de acordo com outros da literatura apresentados por SHAH & LONDON (1978).

PAGLIARINI (1989) estudou o escoamento laminar na região de entrada de tubos circulares com o desenvolvimento simultâneo dos perfis de velocidade e temperatura. O problema é formulado com o método de Galerkin-Kantorovich e resolvido numericamente através da técnica de elementos finitos. O domínio integral, para as equações de conservação, é discretizado com elementos axialmente simétricos. Para cada elemento os componentes para a velocidade e temperatura são aproximadas por polinômios quadráticos e a pressão por polinômios lineares. A aplicação do método de elementos finitos reduz as equações de conservação a um sistema de equações algébricas que é determinado com a discretização do domínio de estudo. A metodologia utilizada mostrou-se satisfatória, a partir do trabalho de BEN-SABAR & CASWELL (1979). Os resultados dos perfis de temperatura são

apresentados graficamente, onde o efeito de difusão axial de calor é observado ao comparar os valores da temperatura, desprezando-se ou não a difusão axial. Os resultados demonstraram satisfatório o fato de se desprezar a difusão axial de calor para altos números de Peclet ($Pe = 350$ e $Pr = 0,7$). O número de Nusselt local é investigado em função da posição axial do tubo, do número de Peclet e do número de Prandtl. Observa-se que para elevados "Pe" ou baixos "Pr", "Nu" diminui próximo entrada do tubo.

FONTES (1991) utiliza para a modelagem do escoamento isotérmico de fluidos newtonianos na região de entrada, a formulação integral desenvolvida por CAMPBELL & SLATERY (1963), porém com uma forma apropriada que escreve os perfis de velocidade na forma de séries de Fourier.

JAVERI (1976) investigou o escoamento laminar com desenvolvimento simultâneo térmico e hidrodinâmico de fluidos newtonianos com condição de contorno de fluxo de calor e temperatura constantes na superfície do tubo. A solução do problema foi obtida através da formulação variacional de Galerkin-Kantorovich. O autor propôs aproximar o campo de velocidade através da expressão, $u(r,m(x)) = (1+2/m)(1-r^m)$, para a velocidade longitudinal "u(r,x)", onde "m" é uma função livre de "x" (posição axial). O campo de temperatura foi descrito a partir da expansão em série contendo as variáveis radial e axial do tubo. A metodologia reduz a determinação dos perfis de velocidade a um sistema de equações diferenciais ordinárias, que foi resolvido pelo método numérico de Crank-Nicolson. A influência dos números de Biot e Prandtl sobre o número de Nusselt foi investigada desprezando ou não a transferência de calor radial. O autor observou na comparação com outros trabalhos que o número de Nusselt local para $Pr = 0,7$, próximo à entrada do tubo, é diferente no caso de desprezar o termo de convecção radial da equação da energia. Esta diferença é menos significativa para $Pr < 0,7$ e $Bi < 5$.

SHI-XING & ZHI-QING (1993) investigaram teoricamente o escoamento laminar isotérmico na região de entrada e desenvolvido em tubos triangular isósceles. Na região de escoamento desenvolvido os perfis de velocidade são aproximados pela função: $U(y) = (z^2 - T^2 y^2) f(y)$, onde z e y são coordenadas; T define o contorno do tubo ($z = \pm T y$) e $f(y)$ é função desconhecida da coordenada axial. Através da formulação variacional a equação diferencial que descreve o escoamento foi reduzida, a partir da equação proposta, a uma equação diferencial exata de segunda ordem para $f(y)$, cuja forma permitiu encontrar uma solução particular para $f(y)$, tendo-se, conseqüentemente determinado o campo de velocidade.

GORLA & MADDEN (1984) estudaram o escoamento laminar transiente de fluidos não-newtonianos em tubos circulares sujeito a diferentes gradientes de pressão. Os autores investigaram o campo de velocidade em função do tempo através da função aproximada: $u(x,r) \approx \varphi = (1 - \eta^{(n+1)/n}) G(t)$, onde $\eta = r/R$, n é o índice de comportamento do fluido e $G(t)$ é uma função arbitrária do tempo. Esta proposta reduziu o problema à resolução de uma equação diferencial exata de primeira ordem para $G(t)$, que foi resolvida pelo método numérico de Runge-Kutta de quarta ordem.

SILVA et alii (1992) apresentam uma solução analítica do escoamento laminar newtoniano com desenvolvimento simultâneo dos perfis de velocidade e temperatura em geometria de placas planas paralelas. Os autores utilizaram a técnica da transformada integral generalizada descrita por MIKHAILOV & OZISIK (1984), que reduz a equação da energia a um sistema de equações diferenciais ordinárias para a transformada integral da temperatura. O sistema de equações é resolvido numericamente por uma técnica não especificada pelos autores. Esta técnica é citada na literatura como sendo muito eficiente para a solução de problemas de escoamentos de entrada, dentre outros.

A mesma técnica foi utilizada por APARECIDO & COTTA (1990) e APARECIDO & COTTA (1992) no estudo de escoamentos de entrada em tubos de secção retangular e triangular, respectivamente.

STEIN (1990) apresentou diversas correlações para os adimensionais mais importantes que descrevem os fenômenos de escoamentos laminar e turbulento com transferência de calor em tubos. GNIELINSKI (1984) e CHURCHILL (1977) (citados por STEIN, 1990) estudaram o escoamento laminar de fluidos newtonianos com desenvolvimento da camada limite térmica, com condição de temperatura constante na parede. A investigação de CHURCHILL (1977), de origem experimental, considerou a influência da variação da viscosidade na parede do tubo em relação a do escoamento, efeito presente em equações do tipo Sieder e Tate. Os resultados de Nu em função Gz, válidos com variação inferior a 10 %, são os seguintes:

$$\text{GNIELINSKI (1984) (citado por STEIN, 1990): } Nu = (3,66^3 + 1,61^3 Gz)^{1/3} ;$$

$$\text{CHURCHILL (1977) (citado por STEIN, 1990): } Nu = 3,66 \left(1 + \left(\frac{Gz}{7,60} \right)^{8/3} \right)^{1/8}$$

GNIELINSKI (1984) (citado por STEIN, 1990) fornece Nu para o escoamento desenvolvido com variação de $\pm 4\%$.

Esta revisão bibliográfica apresenta informações dos estudos mais recentes dos escoamentos de entrada. Observa-se que apesar do desenvolvimento de tecnologias avançadas para a medida de grandezas como velocidade e temperatura, as técnicas tradicionais são muito utilizadas. Não foram encontradas referências sobre o escoamento de fluidos alimentícios.

3. METODOLOGIA

3.1. EQUAÇÕES DO ESCOAMENTO

As leis básicas de conservação da massa, quantidade de movimento, energia mecânica e térmica decrivem com equações matemáticas os problemas de escoamento laminar viscoso não-isotérmico de um fluido homogêneo. As equações escritas na forma geral, independentes do comportamento do fluido, são:

Equação da Conservação da Massa:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot (\rho \bar{V}) = 0 \quad (3.1)$$

Equação da Quantidade de Movimento:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{V}) = -\bar{\nabla} \cdot (\rho \bar{V} \bar{V}) - \bar{\nabla} \cdot \tau - \bar{\nabla} P + \rho \bar{g} \quad (3.2)$$

Equação da Energia Mecânica:

$$\frac{\partial}{\partial t} (1/2 \rho V^2) = -\bar{\nabla} \cdot \left(\frac{\rho V^2 \bar{V}}{2} \right) - \bar{\nabla} \cdot (P \bar{V}) - P(-\bar{\nabla} \bar{V}) - [\bar{\nabla} \cdot (\tau \bar{V})] + \rho(\bar{V} \cdot \bar{g}) \quad (3.3)$$

Equação da Energia Térmica:

$$C_p \frac{\partial}{\partial t} (\rho T) + \bar{\nabla} \cdot (\rho \bar{V} T) = -\bar{\nabla} \cdot (\bar{q}) - (-\tau : \bar{\nabla} \bar{V}) \quad (3.4)$$

onde: ρ - é a massa específica do fluido; C_p - calor específico a pressão constante; \vec{V} - velocidade, $\vec{V} = v_r \hat{r} + v_\theta \hat{\theta} + v_x \hat{x}$; P - pressão; τ - tensor das tensões; \vec{g} - aceleração da gravidade; \vec{q} - fluxo de calor; T - temperatura; t - variável temporal.

Para o escoamento laminar de fluidos não-newtonianos com desenvolvimento simultâneo de temperatura e velocidade em tubos circulares, as equações anteriores são escritas em coordenadas cilíndricas. Algumas hipóteses simplificadoras são admitidas, como também, modelos para o fluxo de calor e para o comportamento reológico do fluido.

A figura 3.1 ilustra a situação física do escoamento com suas variáveis geométricas, de velocidade e temperatura, que são assim representadas: x - direção axial; r - direção radial; T - temperatura; u - velocidade axial ou longitudinal; v - velocidade radial ou transversal.

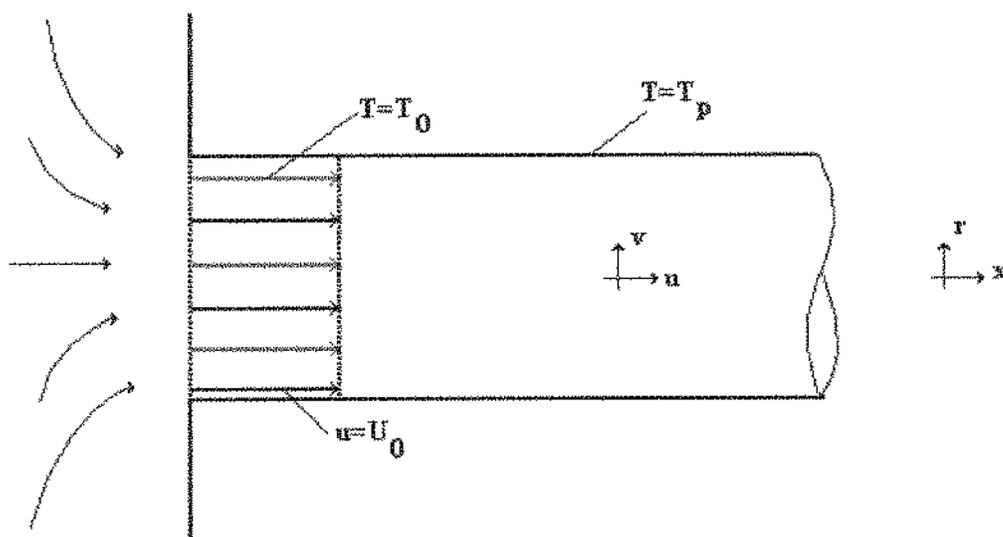


Figura 3.1 - Situação física do escoamento de entrada.

Por causa da simetria axial inerente ao escoamento, as equações de conservação escritas em coordenadas cilíndricas possuem as seguintes formas adimensionais:

Massa:

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} (\bar{r} \bar{v}) = 0 \quad (3.5)$$

Quantidade de Movimento:

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{r}} = -\frac{d\bar{P}}{d\bar{x}} + \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left[\bar{r} \frac{d\bar{u}}{d\bar{r}} \left(-\frac{d\bar{u}}{d\bar{r}} \right)^{n-1} \right] \quad (3.6)$$

Energia Térmica:

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{x}} + \bar{v} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{r}} = \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left[\bar{r} \frac{d\bar{T}}{d\bar{r}} \right] \quad (3.7)$$

Quanto a equação da quantidade de movimento considera-se neste trabalho apenas o componente axial da velocidade (\bar{u}), de acordo com as hipóteses simplificadoras discutidas abaixo.

Nesta formulação admite-se o modelo de Lei de Potência para descrição do comportamento do fluido: $\tau = -K \left(\frac{d\bar{u}}{d\bar{r}} \right)^n$, onde K - é a viscosidade absoluta do fluido e n - o índice de comportamento do fluido. O fluxo de calor é relacionado ao gradiente de temperatura segundo a Lei de Fourier: $q = -k_f \frac{d\bar{T}}{d\bar{x}}$, onde k_f - é a condutividade térmica do fluido. Algumas hipóteses são normalmente admitidas nos escoamentos de entrada. O critério é considerar a

magnitude relativa dos termos pertencentes às equações. Este procedimento é análogo às aproximações de camada limite para escoamentos externos. Neste caso tem-se: (i) o componente da velocidade axial - \bar{u} é muito maior que o componente radial - \bar{v} ; (ii) as variações da velocidade em relação a \bar{r} são muito maiores que em relação a \bar{x} ; (iii) os termos relativos à difusão axial da velocidade ($\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial^2 \bar{x}}$) e da temperatura ($\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial^2 \bar{x}}$) são desprezadas; (iv) P é função

apenas de \bar{x} . Estas simplificações são comumente consideradas na literatura até mesmo em investigações numéricas que utilizam-se das técnicas de discretização de diferenças finitas e elementos finitos. No entanto é importante destacar que a formulação deste trabalho não despreza os termos onde estão presentes o componente radial da velocidade ($\bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{r}}$; $\bar{v} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{r}}$). As variáveis adimensionais

escolhidas para \bar{x} , \bar{r} , \bar{T} , \bar{u} , \bar{v} , \bar{P} , são:

$$\bar{x} = \frac{x}{\text{Re Pr } R}, \quad \bar{r} = \frac{r}{R}, \quad \bar{T} = \frac{T_s - T}{T_s - T_m}, \quad \bar{u} = \frac{u}{U_m}, \quad \bar{v} = \frac{v}{U_m} \text{Re Pr}, \quad \bar{P} = \frac{P}{\rho U_m^2},$$

onde os adimensionais de Reynolds e Prandtl são escritos na forma generalizada:

$$\text{Re} = \frac{\rho U_m^{2-n} D^n}{K}, \quad \text{Pr} = \frac{C_p K}{k_f} \left(\frac{U_m}{D} \right)^{n-1}.$$

No adimensional de temperatura têm-se T_s , a temperatura na parede do e T_m , a temperatura média de mistura do fluido.

No adimensional de pressão tem-se, $U_m = (1/A) \int_A u \, dA$ que é a velocidade média no tubo.

As condições de contorno que especificam o escoamento e a formulação diferencial são:

$$\text{em } \bar{x} = 0: \quad \bar{u} = 1, \quad \bar{v} = 0, \quad \bar{P} = 0, \quad \bar{T} = 1 \quad (T = T_0);$$

$\Rightarrow \bar{x} \rightarrow \infty : \bar{u} \rightarrow$ perfil de velocidade desenvolvido, $\bar{v} \rightarrow 0, \bar{T} \rightarrow 0;$

$$\bar{u}_{\text{des.}} = \left(\frac{3.n+1}{n+1} \right) \cdot (1 - \bar{r}^{(n+1)/n})$$

$\Rightarrow \bar{r} = 0: \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{r}} = 0, \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{r}} = 0$ - condição de simetria;

$\Rightarrow \bar{r} = 1: \bar{u} = \bar{v} = 0, \bar{T} = 0$ ($T = T_p$).

A equação da energia mecânica é normalmente utilizada para a determinação da queda de pressão, porém neste trabalho optou-se por isolar o termo de pressão da equação integral da quantidade de movimento conforme detalhado posteriormente. A influência da dissipação viscosa, representada pelo número de Brinkman, é importante em escoamentos de altas velocidades ou no caso de fluídos muito viscosos, situação não abordada neste trabalho.

Para determinação dos campos de velocidade e temperatura do escoamento a manipulação apenas da equação da quantidade de movimento e da energia térmica, respectivamente não é suficiente. Estas equações apresentam-se acopladas e a distribuição de temperatura não pode ser calculada a menos que se conheça a distribuição de velocidades e vice-versa. As grandezas não são independentes, o que também demonstra a complexidade de obter soluções analíticas ou exclusivamente numéricas.

3.2. FORMULAÇÃO E MODELAGEM

Apresenta-se neste item a descrição da investigação teórica do escoamento estudado neste trabalho. Uma solução aproximada é obtida para os campos de velocidade e temperatura, que são aproximados por funções pré estabelecidas e ajustadas a partir de uma formulação integral do tipo variacional.

Encontra-se na literatura textos como: ARPACI (1975) que desenvolve métodos variacionais para análise de problemas de transferência de calor; SCHECHTER (1967) que trata diversos problemas de transporte; RAO (1988) analisa muitas aplicações da engenharia civil na área de estruturas, ELGOLTZ (1977) um texto básico com aplicações a problemas geométricos, e outros.

Um problema variacional está associado à seleção de uma função desconhecida, com a condição de obter um valor máximo ou mínimo para a integral definida: $I\{y(x)\} = \int_{x_0}^{x_1} F(x, y(x), y') dx$, onde; $y' = \frac{dy}{dx}$, $F(x, y, y')$ é uma função conhecida, enquanto $y(x)$ é uma função a ser determinada de modo que a integral definida, I seja estacionária. A integral I é chamada funcional, pois correlaciona um valor numérico com uma função.

A literatura demonstra que a integral I está associada à equação diferencial de Euler: $\frac{\partial F}{\partial y} - \frac{d}{dx} \left(\frac{\partial F}{\partial y'} \right)$. Dessa forma, a condição necessária para $y(x)$ maximizar ou minimizar I , é que $F(x, y, y')$ satisfaça a equação de Euler correspondente.

Na solução de problemas, a formulação variacional é estabelecida de duas formas: (i) quando a funcional é explícita, e o problema requer determinar valores estacionários, é possível converter o problema à solução de uma equação diferencial; (ii) quando tem-se a formulação diferencial do problema, a equação diferencial é admitida como a funcional, e é possível obter uma solução aproximada com a substituição de uma função trivial para $y(x)$. Na segunda forma, $y(x)$ é geralmente escrita com parâmetros arbitrários a_1, \dots, a_n , os quais são determinados com as condições $\frac{\partial I}{\partial a_i} = 0$ para $i=0, \dots, n$.

A formulação variacional é muitas vezes capaz de conduzir a uma solução analítica do problema. Um exemplo, é a solução para o campo de pressão do escoamento de lubrificação entre placas. Neste caso, governado pela equação diferencial de Reynolds, a formulação variacional desenvolvida por GIORGETTI (1990), conduziu o problema à solução de uma equação diferencial do tipo Bessel.

Neste trabalho a formulação variacional é utilizada para ajustar funções pré-estabelecidas que representam os perfis de evolução da velocidade e temperatura na região de entrada do tubo. A técnica escolhida segue o procedimento de JAVERY (1976) e GORLA & MADDEN (1984).

A equação diferencial da conservação da quantidade de movimento (3.6) escrita na formulação variacional tem a forma:

$$\int_A \left\{ \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} + \frac{d\bar{P}}{dx} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{d\bar{u}}{dr} \left(-\frac{d\bar{u}}{dr} \right)^{n-1} \right] \right\} \delta \bar{u} dA = 0 \quad (3.8)$$

Sabe-se que o problema de tornar a integral genérica $I = \int_{x_0}^{x_1} F(y, y', x) dx$ ($y' = dy/dx$), um valor extremo para a função $y(x)$ se reduz

a equação diferencial de Euler para a função desconhecida $y(x)$. A equação (3.8) significa considerar válida a situação recíproca. Dada uma equação diferencial para uma função desconhecida, $\bar{u}(\bar{r}, \bar{x})$, é possível relacionar $\bar{u}(\bar{r}, \bar{x})$ a um problema variacional, considerando a equação diferencial da quantidade de movimento como a equação de Euler. Pode-se dizer de outra forma que existe um funcional, $I = \int_A F(\bar{u}, \bar{v}, \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{r}}, \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}}, \frac{d\bar{P}}{d\bar{x}}) . dA$ (equação (3.8)) que admite valores extremos quando a equação diferencial (3.6) é satisfeita por $\bar{u}(\bar{r}, \bar{x})$.

A proposta deste trabalho é especificar o campo de velocidade, $\bar{u}(\bar{r}, \bar{x})$, modificando o perfil de velocidade escrito na forma:

$$u(r, n(x)) = \left(\frac{3n+1}{n+1} \right) (1 + r^{(n+1)/n}) \quad (3.9)$$

JAVERI (1976) fazendo $m=(n+1)/n$ obteve $u[r, m(x)] = (1+2/m)x(1 - r^m)$ onde $m = m(x)$.

Neste trabalho, fazendo $k+1=(3n+1)/(n+1)$, onde $k=k(x)$, transforma-se a equação 3.9 em:

$$u(r, k(x)) = (k+1)(1 - r^{2/k}) \quad (3.10a)$$

Adicionando o parâmetro de ajuste "a" como expoente da função $k(x)$, a nova equação adimensional proposta torna-se:

$$\bar{u}(\bar{r}, k(\bar{x}), a) = (k^a + 1) \left(1 - \bar{r}^{2/k^a} \right) \quad (3.10b)$$

Conforme as condições de contorno para a velocidade, seus perfis evoluem na região de entrada de um perfil homogêneo até um perfil pistonado. Porém, quando se tem o escoamento com resfriamento do fluido, observa-se

próximo à parede do tubo uma mudança de concavidade nos perfis. Este efeito é devido à baixa temperatura próxima à parede e consequente aumento da viscosidade do fluido.

Para descrever a natureza do escoamento em condições de aquecimento e resfriamento escreve-se inicialmente a equação (3.10a) na forma equivalente:

$$u(r, k(x)) = (1+k)(1-r^{1/k})(1+r^{1/k}) \quad (3.11)$$

A descrição do campo de velocidade é completada acrescentando-se convenientemente as funções “p(k)” e “q(k)” como expoentes das funções de “r”, $(1 \pm r^{1/k})$; a equação 3.11 torna-se:

$$u(r, k(x)) = (1+k)(1+r^{1/k})^p (1-r^{1/k})^q \quad (3.12a)$$

Os parâmetros “p” e “q” tem o objetivo de mudar a concavidade dos perfis de velocidade na região de camada limite no caso em que há resfriamento do fluido, conforme ilustram as figuras seguintes. Os parâmetros “p” e “q” foram considerados acima como funções da variável livre “k”. Porém são investigados na modelagem deste trabalho para valores fixos e considerados como variáveis de ajuste. A equação 3.12a é escrita também acrescentando-se o parâmetro “a” (equação (3.10b)), na forma adimensional tem-se:

$$\bar{u}(\bar{r}, \bar{k}(\bar{x})) = (1+\bar{k}^a)(1+\bar{r}^{1/\bar{k}^a})^p (1-\bar{r}^{1/\bar{k}^a})^q \quad (3.12b)$$

A expressão proposta obedece às condições de contorno do escoamento e a alteração dos valores nas constantes de ajustes (“a”, “p” e “q”) tem a capacidade de estabelecer diferentes formas de evolução do campo de velocidade. Diferentes valores atribuídos à constante “a” alteram a tensão de cisalhamento na parede do tubo. Diferentes valores das constantes “p” e “q” alteram a concavidade do perfil de temperatura próxima à parede, sendo útil na modelagem do escoamento com resfriamento de fluido. As figuras seguintes ilustram estas propriedades.

As figuras 3.2 (a) e (b) apresentam os gráficos do perfil dado pela equação (3.12b) no caso em que há aquecimento do fluido. Nesta figura têm-se os casos em que $a=0,5$ e $a=1,5$ para $p=0,5$ e $q=1,0$. Os perfis são apresentados para diferentes valores de “k” que variam de 0 a 1. Para valores diferentes do parâmetro “a”, observam-se formas diferentes da evolução dos perfis de velocidade. Quando o valor de “a” cresce, o crescimento da camada limite, decresce.

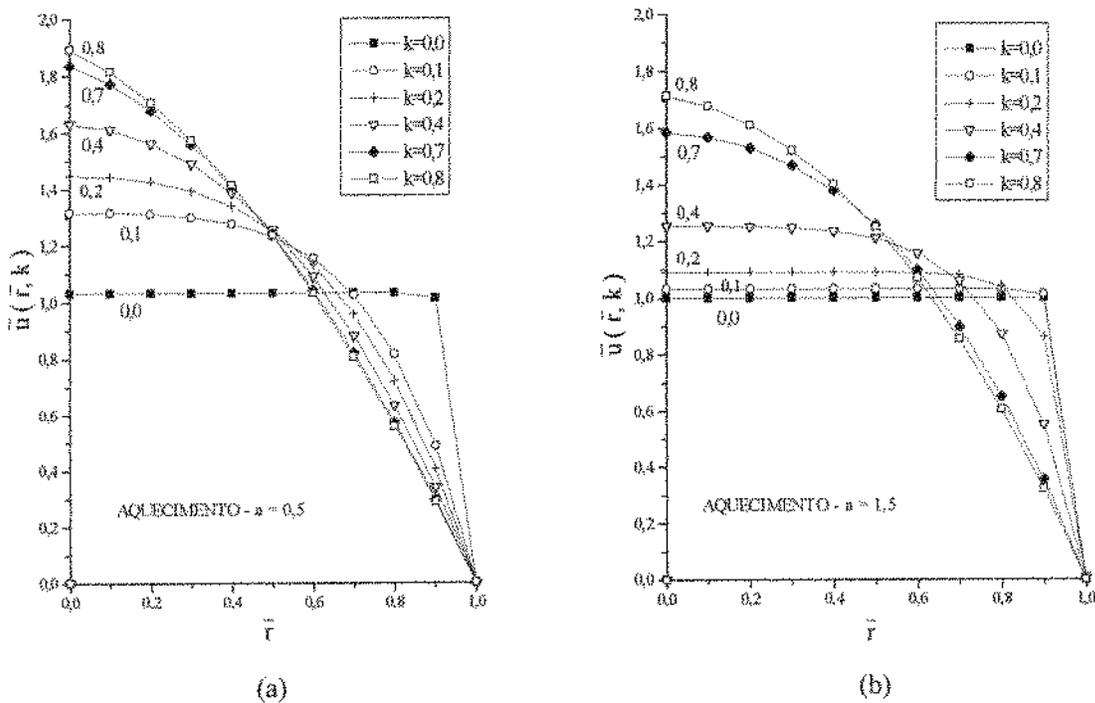


Figura 3.2 - Comparação do efeito do parâmetro “a” na equação (3.12b), no caso de aquecimento.

As figuras 3.3 (a) e (b) apresentam os gráficos da equação (3.12b) como proposta para o campo de velocidades no caso em que há resfriamento do fluido. Nesta figura têm-se os casos em que $a=0,5$ e $a=1,5$ para $p=0,5$ e $q=2,0$. Os perfis são apresentados para diferentes valores de “k”, que variam de 0 a 1. Observa-se a mudança de concavidade do perfil de velocidade proximamente à parede do

tubo, efeito esperado no caso do escoamento com resfriamento. O parâmetro “q” com valor superior a unidade é capaz de tornar a equação (3.12b) representativa deste fenômeno.

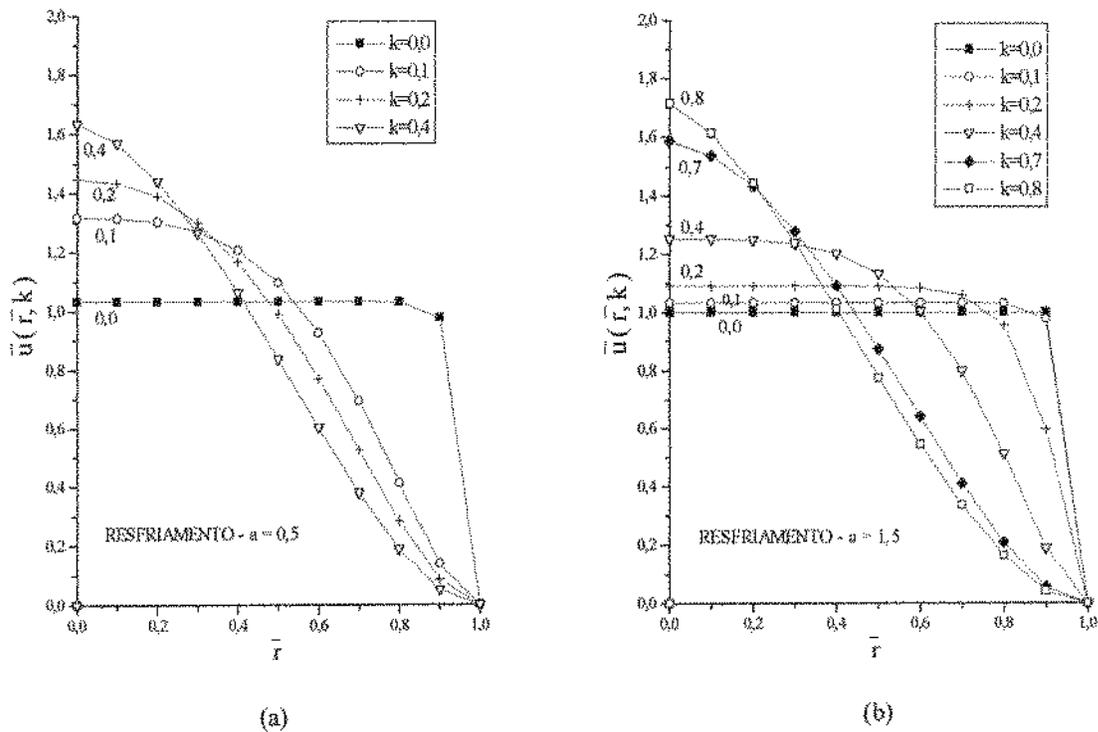


Figura 3.3 - Comparação do efeito do parâmetro “a” na equação (3.12b) no caso de resfriamento.

Conforme o adimensional de temperatura definido neste trabalho e as condições de contorno do campo de temperatura, seus perfis evoluem na região de entrada de um perfil homogêneo até um perfil pistonado, de modo semelhante aos perfis de velocidade. Assim, para a modelagem do campo de temperatura uma equação análoga à (3.10b) é proposta:

$$\bar{T}(\bar{r}, m(\bar{x}), b) = (m^b + 1) \left(1 - \bar{r}^{2/m^b} \right) \quad (3.13)$$

Na equação (3.13) a função “ $m(x)$ ” e o parâmetro de ajuste “ b ”, são análogos a “ $k(x)$ ” e “ a ”, apresentados na equação (3.12b) para representar o campo de velocidade.

As figuras 3.4 (a) e (b) mostram os gráficos da equação (3.13) para a modelagem do campo de temperatura. Nesta figura tem-se os casos em que $b=0,5$ e $b=1,5$. Os perfis são apresentados para diferentes valores da função “ $m(\bar{x})$ ” que varia de 0 a 1. Como no caso do campo de velocidades, descrito pelo parâmetro “ a ”, o parâmetro “ b ” da equação (3.13) é responsável pelas diferentes formas de evolução dos perfis de temperatura, representando conseqüentemente, os efeitos diferentes devidos à transferência de calor. No caso do escoamento com resfriamento deve-se observar que o valor absoluto do adimensional de temperatura não aumenta na direção axial, como apresenta-se na figura 3.4. A modelagem desta situação considera que o valor de \bar{T} não seja maior que 1.

Assim a equação (3.13) é escrita como: $\bar{T}(\bar{r}, m(\bar{x}), b) = \left(1 - \bar{r}^{2/m^b} \right)$.

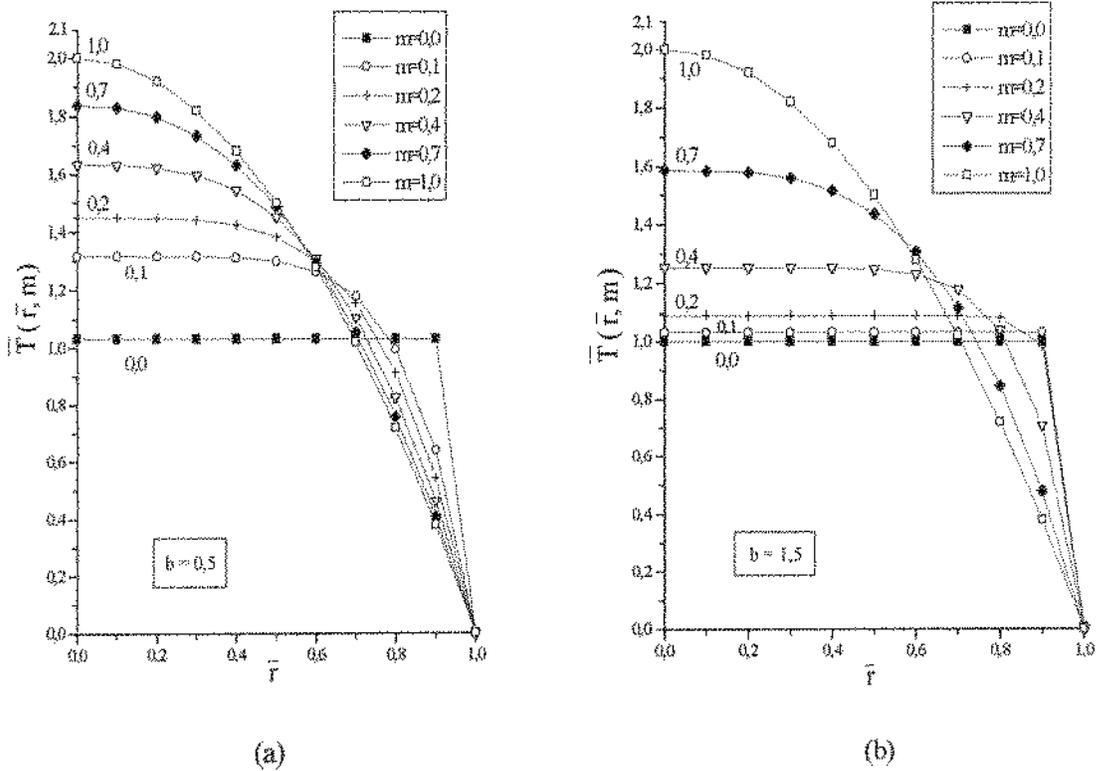


Figura 3.4 - Comparação do efeito do parâmetro “b” na equação (3.13).

As equações (3.12b) e (3.13) tornam-se representativas do escoamento a partir da formulação variacional para as equações diferenciais da quantidade de movimento (3.6) e da equação da energia térmica (3.7). Dessa forma tem-se respectivamente:

$$\int_A \left\{ \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} + \frac{d\bar{P}}{dx} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{d\bar{u}}{dr} \left(-\frac{d\bar{u}}{dr} \right)^{n-1} \right] \right\} \delta \bar{u} da = 0 \quad (3.14)$$

$$\int_A \left\{ \bar{u} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{d\bar{T}}{dr} \right] \right\} \delta \bar{T} da = 0 \quad (3.15)$$

Para tornar a equação (3.14) função apenas de $\bar{u}(\bar{r}, \bar{x})$, o

gradiente de pressão é obtido integrando a equação da quantidade de movimento (equação (3.6)) em uma seção transversal do tubo). Dessa forma tem-se:

$$\frac{d\bar{P}}{d\bar{x}} = -\int_0^1 \bar{u}^3 \bar{r} d\bar{r} - 2 \int_0^1 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{r}} \right)^{n+1} \bar{r} d\bar{r} \quad (3.16)$$

Levando a equação (3.16) na equação (3.14) e escrevendo $\delta \bar{u} = \frac{\partial \bar{u}}{\partial k} \delta k$,

tem-se uma equação integral na forma:

$$\int_A \left\{ F(\bar{u}, \bar{v}, \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{r}}, \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{r}^2}, \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}}) \right\} \frac{\partial \bar{u}}{\partial k} \delta k da = 0, \text{ onde } \delta k \text{ é uma variação arbitrária}$$

na variável “k”. Escrevendo a velocidade radial em função da velocidade axial, a partir da equação da continuidade, e substituindo a equação (3.12b) para $\bar{u}(\bar{r}, k, a)$, a equação integral torna-se:

$$\delta k \int_0^1 \left(F_1(k, \bar{r}) + F_2(k, \bar{r}) \frac{\partial k}{\partial \bar{x}} \right) \bar{r} d\bar{r} = 0. \text{ Após a integração na variável}$$

radial tem-se:

$$[f_1(k) + f_2(k) \frac{\partial k}{\partial \bar{x}}] = 0 \quad \text{ou} \quad \bar{x} = \int_0^k (\text{função de } k) dk \quad (3.17)$$

A função $k(\bar{x})$ é determinada com a solução numericamente da equação integral (3.17), com a qual os perfis de velocidade são especificados ao longo do tubo. A integração na variável “r”, também é realizada numericamente através do método de Simpson generalizado.

A equação do campo de velocidade (3.12b) deve obedecer à equação da conservação da massa, cuja forma integral é $\int_0^1 \bar{u} \bar{r} d\bar{r} = 1/2$. Como não verifica-

se a última igualdade para a equação (3.12b), essa é corrigida para todo valor de "k".

Para calcular os perfis de temperatura as equações (3.12b) e (3.13) são substituídas na equação (3.15). Da mesma forma que para a equação da quantidade de movimento, a formulação variacional da equação da energia térmica conduz a uma equação integral com a qual será possível determinar a função $m(x)$ e especificar o campo de temperatura. Assim tem-se:

$$\delta m \int_0^1 \left(G_1(m, \bar{r}) + G_2(m, \bar{r}) \frac{\partial m}{\partial x} \right) \bar{r} d\bar{r} = 0. \text{ Após a integração na variável}$$

"r", a função $m(x)$ é determinada através da equação integral:

$$\bar{x} = \int_0^m (\text{função de } m) dm \quad (3.18)$$

O integrando da equação (3.18) é função apenas de "m", pois é considerado uma relação entre os parâmetros "k" e "m", presentes nas equações (3.12b) e (3.13), respectivamente. Neste trabalho investiga-se a relação de igualdade, $m(\bar{x}) = k(\bar{x})$.

Os resultados numéricos são obtidos a partir de um programa de cálculo elaborado em linguagem Pascal. Conforme a metodologia de modelagem os cálculos foram realizados para diversos valores dos parâmetros de ajuste. No capítulo 4 apresentam-se os resultados numéricos e a comparação com os melhores ajustes aos resultados experimentais deste trabalho.

O coeficiente de transferência de calor, representado pelo número de Nusselt, é calculado para comparação com os resultados experimentais e com os de outras investigações da literatura.

3.3 - INVESTIGAÇÃO EXPERIMENTAL

Nos últimos anos as investigações numéricas passaram a ser muito citadas na literatura, sobretudo por causa do avanço computacional e, conseqüentemente das técnicas de modelagem. As publicações periódicas da última década indicam um maior número de artigos teóricos do que experimentais. No entanto, os trabalhos experimentais recebem grande destaque devido ao caráter realista na abordagem de fenômenos, normalmente as investigações teóricas sofrem simplificações para que seja possível a análise. Por outro lado deve-se considerar o procedimento experimental e conhecer a qualidade do equipamento para que os resultados sejam confiáveis.

Na figura 3.5 apresenta-se um esquema da construção experimental. O sistema contém quatro tubos de cobre, todos com 448 mm de comprimento e com diâmetros internos de respectivamente 14,80 mm ($L/D=30,9$), 6,25 mm ($L/D=71,7$), 4,85 mm ($L/D=92,4$) e 3,30 mm ($L/D=135,8$). Os tubos são dispostos horizontalmente num banho térmico (tanque 3) cuja temperatura pode ser controlada na faixa 30 °C a 80 °C.

O tanque 2, de aproximadamente 15 litros, é mantido totalmente cheio de fluido, e gera a geometria de entrada do escoamento nos tubos de cobre. Este tanque fechado, está conectado por mangueiras a um sistema de dutos simples (controlador de nível - 1), que controla a altura do nível de fluido em relação ao nível dos tubos. Desta forma, a vazão, e a diferença de pressão que mantém o escoamento são constantes.

O circuito de escoamento é completado com o tanque 4 onde o fluido é armazenado após percorrer os tubos. Por causa da passagem do fluido em tubos aquecidos ou resfriados, sua temperatura é alterada. Para manter a

temperatura de entrada do fluido, tem-se no tanque 4 uma serpentina de tubos de cobre por onde se mantém a circulação de água para troca de calor.

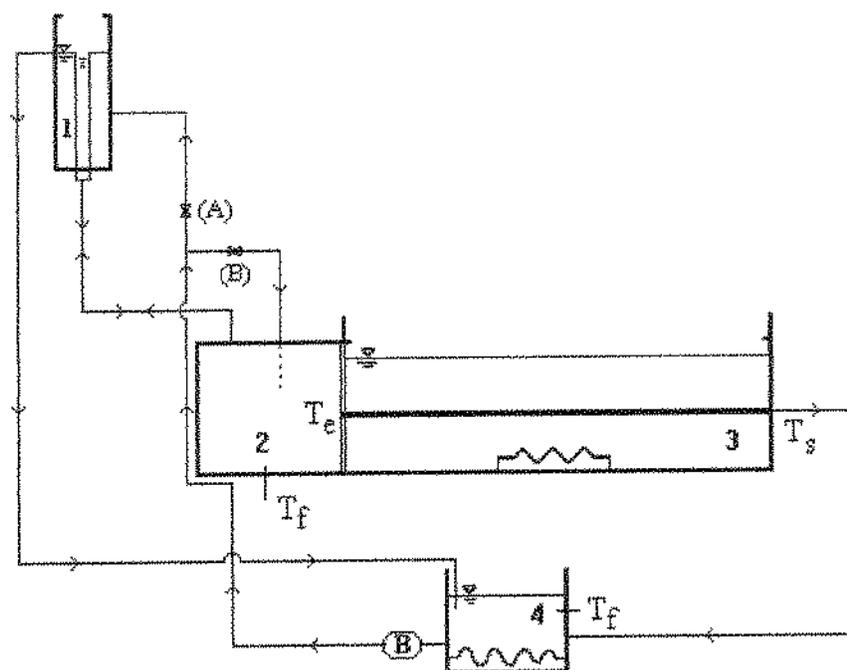


Figura 3.5 - Esquema da montagem experimental. (1) - controlador de nível do fluido; (2) - tanque gerador do escoamento em região de entrada; (3) - banho térmico; (4) - tanque de armazenamento do fluido.

A bomba centrífuga (**B**) mantém o tanque (2) cheio para alimentação do escoamento nos tubos. Na saída de cada tubo de cobre esta conectada um registro para selecionar o escoamento por um ou mais tubos. A vazão é medida a partir da coleta e pesagem do fluido na saída dos tubos.

As temperaturas são medidas por meio de termômetros e termopares de cobre-constantan. São medidas as temperaturas do fluido na entrada da seção de transferência de calor (T_e) e na saída do banho térmico (T_s). A temperatura da parede do tubo é medida com um termômetro imerso no banho térmico e com

termopares soldados na superfície externa, ao longo do tubo. Através da leitura de temperatura proveniente dos termopares verificou-se a estabilidade do banho térmico.

Os registros (A) e (B) são utilizados para a colocação do fluido no sistema, e durante os experimentos, para o controle de vazão. O procedimento para encher o sistema de fluido requer o registro (A) fechado e o registro (B) aberto. Assim, o fluido é bombeado do tanque (4) para o tanque (2) até encher o controlador de nível pela entrada inferior. Este procedimento evita a permanência de bolhas de ar dentro do sistema, principalmente no tanque (2). Para realização dos experimentos, o registro (B) é fechado e o registro (A) é aberto, o fluido é bombeado do tanque (4) diretamente para o controlador de nível, por uma entrada lateral. Desta maneira o fluido sai do controlador de nível através da saída inferior, passa pelo tanque (2), pelos tubos de ensaio, e retorna ao tanque de armazenamento (4).

A figura 3.6 apresenta a vista geral do equipamento experimental utilizado. Na parte inferior da bancada tem-se o tanque onde é armazenado o fluido, conectado à bomba centrífuga responsável pela circulação. Em cima da bancada observam-se o tanque de vidro, onde estão mergulhados no banho os tubos metálicos, e o tanque de metal, que mantém o fluido sob pressão. No canto superior esquerdo da figura, tem-se em parte, o controlador de nível.

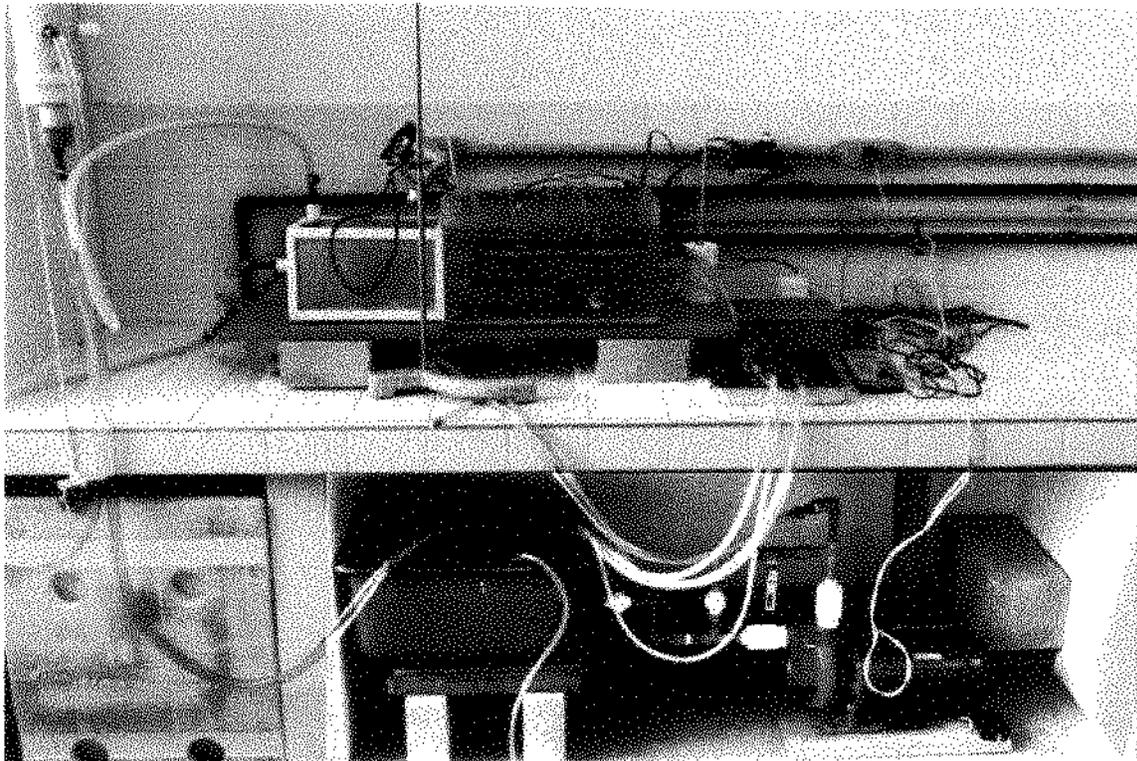


Figura 3.6 - Vista geral do equipamento experimental.

Na figura 3.7 tem-se, em detalhe, o sistema que controla a pressão de escoamento. O aparato consiste de dois tubos concêntricos de 101 mm e 38 mm, montados de modo que tubo interno avança até o nível da mangueira superior (ladrão), ligada ao tubo de maior diâmetro. A altura do controlador de nível é variada, mantendo-se constante em quatro ou cinco posições diferentes. Consequentemente têm-se, para cada posição, valores de vazão constantes e diferentes em cada tubo. Em relação ao nível dos tubos foi possível alcançar até 1,80 m de altura. Junto à parte mais clara da figura, à esquerda observa-se a escala milimétrica instalada para a medida do nível de escoamento.

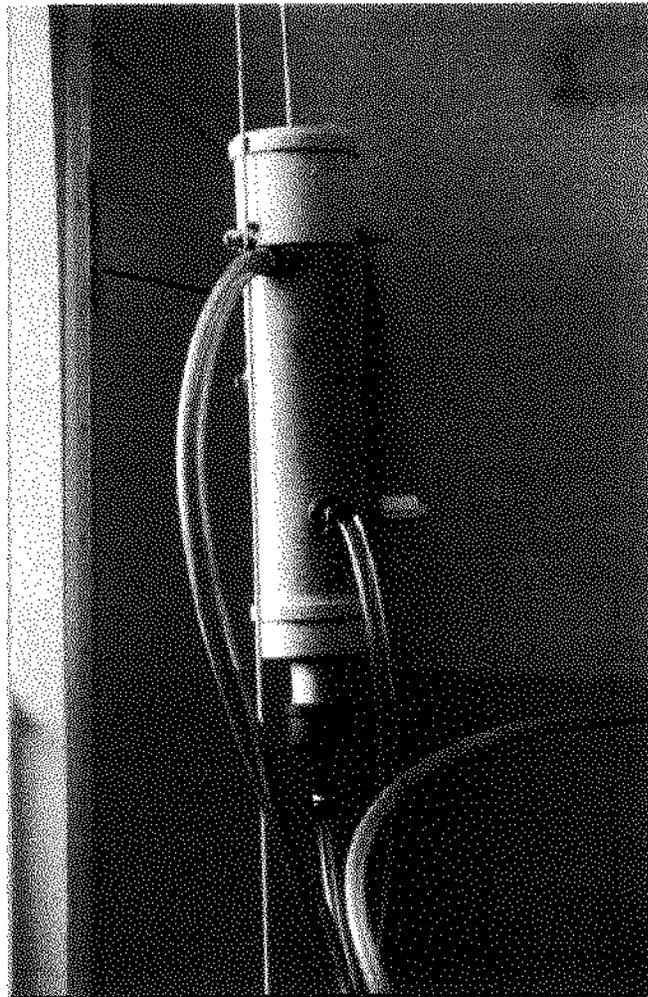


Figura 3.7 - Vista em detalhe do controlador de nível

A figura 3.8 apresenta a vista superior do equipamento experimental. A construção permite que haja escoamento de fluido do tanque metálico para o tanque de vidro através dos tubos. A conexão dos tubos ao tanque metálico é feita junto à superfície que divide os dois tanques, de modo a garantir uma geometria de entrada em canto vivo para o escoamento nos tubos. A superfície que divide os dois tanques é de acrílico e sobre ela está depositado uma camada fina de silicone para vedação da extremidade dos tubos com o tanque metálico. Ambos os materiais são isolantes térmicos, para que o efeito de transferência de calor entre os tanques seja minimizado.

A temperatura do fluido dentro do tanque metálico é considerada como a de entrada na secção de transferência de calor. A medida da temperatura do

fluido na entrada da secção de transferência de calor é feita com termômetro, coletando o fluido no tanque de armazenamento, e também através de termopar colocado próximo à entrada dos tubos. Para medir a temperatura do fluido na saída da secção de transferência de calor, o fluido é coletado junto a saída dos tubos. No fundo do recipiente de coleta, foi mantido um termopar, e um termômetro que permitiu medidas com precisão de décimos de graus Celsius. As medidas utilizadas nos cálculos foram sempre provenientes do termômetro. As leituras dos termopares interno ao tanque metálico e do recipiente de coleta foram sempre comparadas e demonstraram-se em acordo.

Dentro do tanque metálico é mantida na região central, uma grade de aço inoxidável de malha fina, para minimizar as correntes de turbulência geradas pela entrada do fluido no tanque.

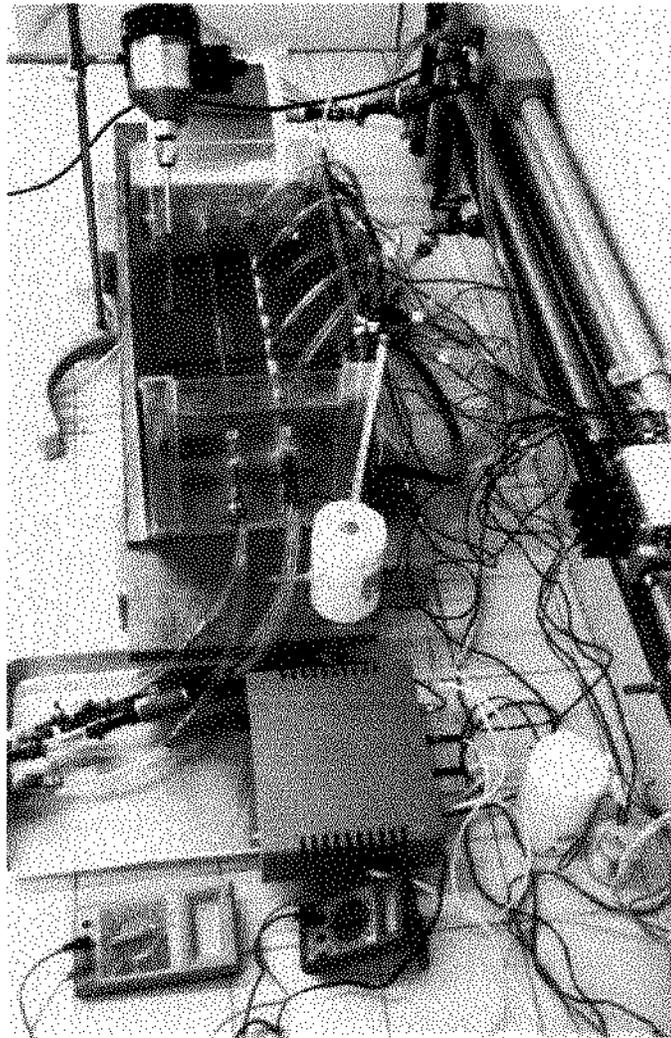


Figura 3.8 - Vista superior da secção de transferência de calor.

Durante os experimentos, a água do banho térmico foi mantida em agitação para não manter correntes de convecção provenientes da resistência elétrica, e garantir que a temperatura do banho fosse constante na superfície dos tubos. Observa-se na figura 3.8 o agitador fixo em um suporte.

Foram instalados oito termopares de cobre-constantan ao longo da superfície de cada um dos tubos. As junções dos termopares foram fundidas e soldadas com estanho na superfície externa do tubo. Sobre a solda, foi depositada uma fina camada de cola araldite, apenas para aumentar a resistência a movimentos acidentais nos fios dos termopares. Com a leitura de cada termopar foi possível verificar a homogeneidade do banho e a temperatura na superfície do

tubo. A temperatura na superfície interna do tubo é considerada a mesma que a da superfície externa.

Durante as medições tomou-se atenção para o surgimento de bolhas de ar junto à superfície dos tubos. Foi sempre necessária uma intervenção para evitar que a permanência de bolhas de ar alterassem a temperatura de parede, uma vez que grande parte da superfície do tubo estaria em contato com ar. Todas as grandezas foram medidas para o escoamento restrito a cada tubo. No Anexo A são apresentados os resultados de temperatura, nível do escoamento e vazão mássica para os escoamentos investigados neste trabalho.

Para as medidas de milivoltagem provenientes dos termopares foram disponíveis dois milivoltímetros. Cada instrumento foi associado a um conjunto de termopares. Um conjunto é relacionado aos termopares do banho e outro aos termopares do recipiente de coleta de fluido, e aos internos ao tanque metálico. A seleção foi realizada a partir do chaveamento localizado no centro à direita da figura 3.8. As chaves para seleção dos termopares são especiais, de resistência desprezível. O recipiente de isopor localizado próximo à parede manteve a referência zero (ponto de gelo) para todos os termopares.

Observa-se na figura 3.8 que cinco pontos de tomada de pressão foram instalados ao longo do tubo de maior diâmetro. A intenção de investigar a queda de pressão ao longo do tubo não teve sucesso devido à pequena vazão do escoamento. Na construção inicial deste experimento procurou-se visualizar o escoamento na região de entrada. Para tanto o tanque metálico foi construído com placas de vidro, como uma sequência ao tanque que contém os tubos em banho. Porém, as placas de vidro não resistiram à ação de enchimento do aparato com fluido, e nem mesmo à pressão correspondente a níveis superiores a um metro. A figura 3.9 apresenta alguns fragmentos de vidros devido a três tentativas de construção de um tanque transparente. Nos dois fragmentos da esquerda as placas se romperam a partir dos furos feitos para os tubos metálicos;

no fragmento da direita ocorreu o rompimento de uma placa de 10 mm de espessura, sem furos.

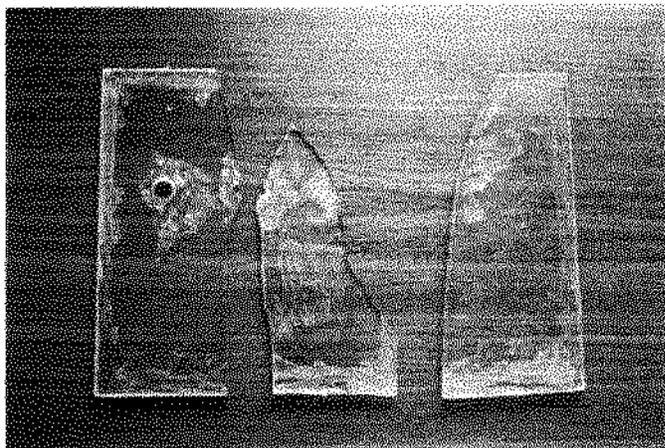


Figura 3.9 - Fragmentos de placas de vidro utilizadas na construção de um tanque transparente.

Para o ajuste adequado da temperatura do banho térmico foi construído um equipamento capaz de controlar o aquecimento e manter a temperatura no valor desejado. O instrumento é observado na figura 3.8 como uma caixa cinza.

O circuito eletrônico do controlador de temperatura é do tipo liga-desliga que aciona a resistência elétrica blindada colocada no fundo do tanque de vidro. O circuito é esquematizado basicamente em três estágios. O primeiro estágio é casador de impedância e possui um sensor (diodo) ligado a um amplificador operacional diferencial. O segundo estágio é um amplificador não-inversor e determina o ganho do circuito de forma a ajustar a faixa de trabalho do equipamento. No terceiro estágio tem-se o circuito comparador de tensão, responsável pela ação ou não da resistência, ocorre a comparação do sinal de entrada do sensor (diodo) com a tensão de referência determinada pelo circuito (5 V). O circuito funciona com tensão de entrada (220 V) retificada e filtrada para 12 V e 5 V.

Em geral, os elementos operacionais deste circuito são encontrados em vários equipamentos de múltiplas aplicações na área de instrumentação. No anexo B é apresentado o diagrama esquemático com suas funções básicas.

No caso de fluidos líquidos, a influência da temperatura é bastante pequena na variação do calor específico e da condutividade térmica, enquanto que seu efeito sobre a massa específica e a viscosidade é relevante.

Os fluidos utilizados para os escoamento aqui estudados, são soluções aquosas de gomas Xantana e Guar, ambas aditivos alimentícios de uso frequente na fabricação de sorvetes, geléias, requeijão e outros produtos.

Os fluidos de trabalho foram preparados a partir das gomas Xantana e Guar em pó, material cedido pela Sanofi do Brasil - Cosmópolis/S.P.. As seguintes soluções aquosas foram sujeitas ao escoamento: goma Xantana, a 600 ppm e 1000 ppm; goma Guar a 2500 ppm. O volume de água necessário para a realização dos experimentos é de 30 litros. Para obter uma solução homogênea da massa em pó com o volume de água, foi necessário dissolver a massa de goma num volume pequeno de água (aproximadamente 1 litro), sob agitação de um liquidificador; posteriormente essa mistura foi agitada com o volume restante de água.

Os fluidos utilizados foram caracterizados quanto às suas propriedades físicas (massa específica, difusividade térmica) e reológicas (comportamento reológico e sua dependência com a temperatura).

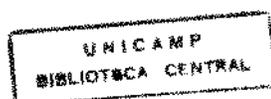
O comportamento reológico dos fluidos foi estudado em reômetro de cilindros concêntricos, o Rheotest 2 da marca alemã MLW, dotado de um banho termostático para controlar a temperatura da amostra de fluido. O reômetro é rotacional com cilindro interno móvel, com cinco razões de raios diferentes e contém um dispositivo para variar, discretamente, a rotação do cilindro interno.

O torque necessário para girar o motor com rotação constante é medido por

meio de uma mola calibrada, cuja deflexão está associada à variação de resistência elétrica em um potenciômetro. Os valores obtidos da deflexão são relacionados diretamente com a tensão de cisalhamento do fluido na parede do cilindro e com a taxa de deformação do fluido. Estes parâmetros caracterizam o comportamento reológico do fluido.

No caso dos fluidos utilizados, devido a baixa viscosidade, apenas um cilindro foi utilizado nas medições. A menor relação de raios foi usada $r/R = 0,98$. Com a solução menos viscosa, goma Xantana (600 ppm), obteve-se a leitura de deflexão com seis velocidades de rotação diferentes. Nos outros casos (goma Xantana 1000 ppm e Guar 2500 ppm) foi possível a medição para oito velocidades diferentes.

As figuras 3.10, 3.11 e 3.12 apresentam, respectivamente os gráficos da Tensão de Cisalhamento (N/m^2) em função da Taxa de Deformação ($1/s$) para as soluções de gomas Xantana (600 ppm e 1000 ppm) e Guar (2500 ppm). A forma não linear das curvas indica o comportamento não-newtoniano (pseudoplástico) dos fluidos. As temperaturas dos fluidos em escoamento estiveram aproximadamente, entre $20\text{ }^{\circ}C$ e $40\text{ }^{\circ}C$, portanto inclusas no intervalo investigado.



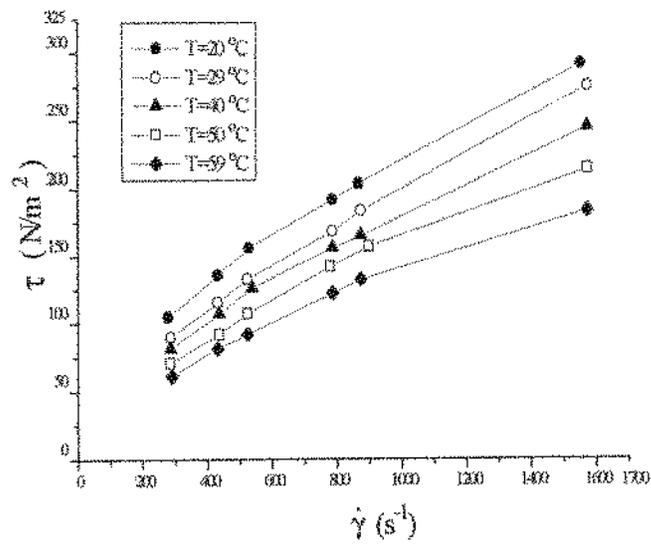


Figura 3.10 - Gráfico da Tensão de Cisalhamento (τ) em função da Taxa de Deformação ($\dot{\gamma}$) da solução de goma Xantana - 600 ppm.

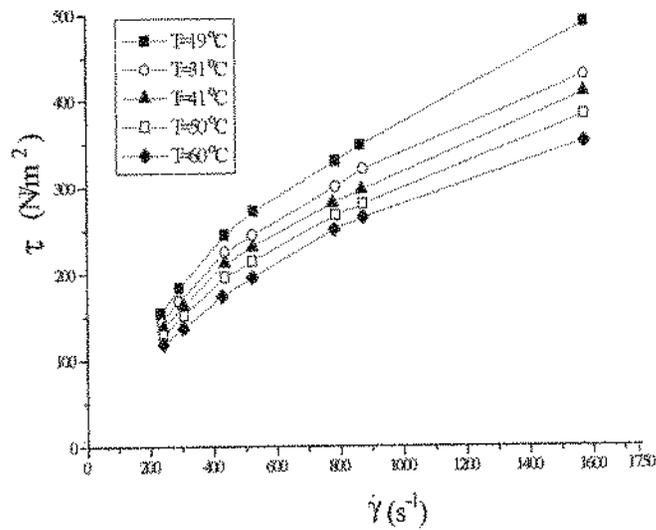


Figura 3.11 - Gráfico da Tensão de Cisalhamento (τ) em função da Taxa de Deformação ($\dot{\gamma}$) da solução de goma Xantana - 1000 ppm.

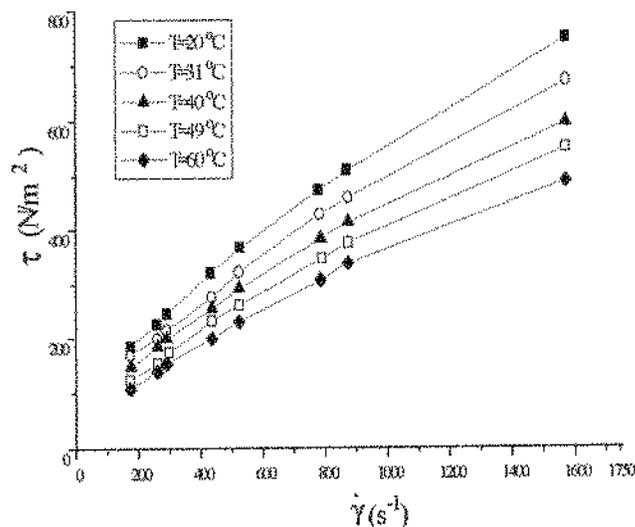


Figura 3.12 - Gráfico da Tensão de Cisalhamento (τ) em função da Taxa de Deformação ($\dot{\gamma}$) da solução de goma Guar - 2500 ppm.

Os resultados experimentais foram analisados para o modelo de Ostwald-de-Waele ou Lei de Potência, devido à sua simplicidade e por conhecer-se da literatura que este modelo descreve bem os fluidos com comportamento pseudoplástico.

Dessa forma, calcularam-se os parâmetros “n” e “K” do modelo de Lei de Potência a partir das correlações lineares em escala logarítmica. Os coeficientes de correlação não foram inferiores a 0,97.

Não houve variação significativa do índice de comportamento “n” em função da temperatura; sendo assim preferiu-se adotar um valor médio para as três soluções, $n=0,6$. Este valor foi utilizado nos cálculos realizados para a modelagem numérica. Por outro lado o índice de consistência do fluido diminui com a temperatura. Esta relação de dependência foi bem descrita pela forma exponencial: $K = ae^{(-b \cdot T)}$. Para as três soluções de gomas utilizadas têm-se:

$$\text{goma Xantana 600 ppm: } K(T) = 1,5485 \times e^{(-0,0377 \cdot T)} ;$$

goma Xantana 1000 ppm: $K(T) = 0,7450 \times e^{(-0,0058 \cdot T)}$;

goma Guar 2500 ppm: $K(T) = 1,3760 \times e^{(-0,0175 \cdot T)}$; T (°C).

Os coeficientes de correlação nos três casos não foram inferiores a 0,95. A massa específica foi medida através de picnômetros de 25 ml para cinco temperaturas no intervalo de 10 a 50 °C. O efeito da temperatura na massa específica é expresso pela função linear:

goma Xantana 600 ppm: $\rho(T) = 1036,35 - 1,20 \times T$;

goma Xantana 1000 ppm: $\rho(T) = 1015,85 - 0,31 \times T$;

goma Guar 2500 ppm: $\rho(T) = 1018,78 - 0,37 \times T$; T (°C).

A difusividade térmica (α) das soluções não foi medida neste trabalho. Esta grandeza não sofre grande variação para fluidos em solução aquosa e preferiu-se adotar os resultados da literatura. Para as soluções de goma Xantana e Guar tem-se:

Xantana (600 e 1000 ppm): $\alpha = 1,32 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$; (TELIS, 1991),

Guar (2500 ppm): $\alpha = 1,35 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$; (GLICKSMAN, 1980).

Os resultados das medidas experimentais e das grandezas físicas e reológicas do fluido permitem descrever os efeitos da transferência de calor no escoamento, através de correlações entre os números de Nusselt, Reynolds, Graetz e outros. A equação utilizada no cálculo de Nusselt é obtida a partir da análise da lei de conservação da energia térmica (INCROPERA & DeWITT, 1981).

Para o escoamento de fluidos incompressíveis confinados em tubos, o calor transferido ao fluido por convecção é dado por:

$$dq_{conv} = \dot{m} C_p dT_m \quad (3.19)$$

O calor transferido, por convecção, da parede do tubo cilíndrico pode ser escrito como: $dq_{conv} = q_s'' P dx$, onde "P" é o perímetro do tubo ($P = \pi D$). Combinando a última igualdade com a equação 3.19, tem-se:

$$\frac{dT_m}{dx} = \frac{q_s'' P}{\dot{m} C_p} = \frac{P}{\dot{m} C_p} h (T_s - T_m) \quad (3.20)$$

A solução da equação (3.20) depende das condições de contorno na superfície do tubo. Na literatura são investigadas duas situações: a de temperatura constante na parede do tubo, como acontece neste trabalho, e a de fluxo de calor constante na superfície do tubo.

Para o caso deste trabalho (T_s constante), definindo-se $\Delta T = (T_s - T_m)$, a equação (3.20) pode ser escrita como:

$$\frac{dT_m}{dx} = -\frac{d(\Delta T)}{dx} = -\frac{P}{\dot{m} C_p} h \Delta T \quad (3.21)$$

Separando as variáveis e integrando para todo comprimento do tubo tem-se:

$$\int_{\Delta T_i}^{\Delta T_o} \frac{d(\Delta T)}{\Delta T} = -\frac{P}{\dot{m} C_p} \int_0^L h dx \quad \text{ou} \quad \ln \frac{\Delta T_o}{\Delta T_i} = -\frac{P L}{\dot{m} C_p} \bar{h} \quad (3.22)$$

onde $\bar{h} = \frac{1}{L} \int_0^L h dx$ é o coeficiente de transferência de calor médio para todo o tubo, e T_s é constante.

Com a definição de \bar{h} , a quantidade de calor trocada pela parede do tubo em termos da média logarítmica, pode ser escrita na forma:

$$\dot{q}_m = q_{conv} = \bar{h} A_s \Delta T_{ln} \quad (3.23)$$

onde A_s é a área superficial do tubo ($A_s = P.L$) e ΔT_m é a média logarítmica da diferença de temperatura entre a parede e o fluido na entrada e saída do tubo,

$$\left(\Delta T_m = \frac{\Delta T_e - \Delta T_s}{\ln(\Delta T_e / \Delta T_s)} \right).$$

O coeficiente de transferência de calor (\bar{h}) é analisado na forma adimensional de Nusselt, definida para o tubo circular como $\bar{Nu} = \frac{\bar{h} D}{k}$. Ou ainda, utilizando as equações (3.19) e (3.23), tem-se:

$$\bar{Nu} = \frac{q_m'' D}{k \Delta T_m} \quad (3.24)$$

onde o fluxo de calor médio é, $q_m'' = \frac{\dot{m} C_p \Delta T_m}{\pi D L}$. Substituindo-se a última igualdade na equação (3.24) obtém-se para Nusselt a forma utilizada nos cálculos com os resultados experimentais:

$$\bar{Nu} = \frac{(\dot{m} / \rho) \Delta T_m}{\pi L \alpha \Delta T_m} = \frac{Q \Delta T_m}{\pi L \alpha \Delta T_m} \quad (3.25)$$

onde "Q" é a vazão volumétrica do escoamento.

Os outros adimensionais investigados são determinados pelas equações

generalizadas para fluidos não-newtonianos: $Re = \rho \bar{U}_m^{(2-n)} D^n / K$,
 $Pr = [(\bar{U}_m / D)^{(n-1)} / \rho \alpha] K$ e $Gz = Pr Re (D / L)$, conforme definidos na literatura (SCIROCCO et alii, 1985).

4. RESULTADOS E DISCUSSÃO

4.1. INTRODUÇÃO

Os fenômenos de convecção forçada dependem de maneira complexa dos parâmetros geométricos e do escoamento. Para se ter uma interpretação eficiente desses fenômenos é conveniente escrever tais parâmetros em grupos adimensionais de modo que os efeitos físicos sejam caracterizados. É necessário um estudo qualificado para selecionar os parâmetros que afetam um dado fenômeno do escoamento.

O procedimento de “análise dimensional” é usado como uma técnica capaz de correlacionar resultados e apresentá-los sucintamente, usando o número mínimo possível de arquivos de informação. Com condições definidas de semelhanças físicas e geométricas torna-se possível deduzir o comportamento de protótipos a partir do comportamento de modelos. Assim, resultados experimentais de um modelo reduzido de laboratório podem ser estendidos à escala de situações reais.

Os efeitos associados ao escoamento com convecção forçada, investigado neste trabalho, são descritos por grupos adimensionais como Nusselt, Graetz, Stanton e outros. Os resultados de correlações entre estes adimensionais, produzidos a partir de uma construção experimental em laboratório, são úteis e podem ser usados no projeto de trocadores de calor em escala real.

Os grupos adimensionais mais utilizados na literatura, que descrevem este escoamento, foram escolhidos para representar os resultados experimentais e numéricos deste trabalho, são eles:

$$\text{Nusselt (Nu): } \frac{\bar{h} L}{k_f} \text{ - razão entre o calor transferido por convecção e o}$$

transferido por condução na camada limite térmica;

$$\text{Stanton (St): } \frac{Nu}{Re Pr} \text{ - Nu modificado - combinação dos adimensionais de}$$

Nusselt (Nu), Reynolds (Re) e Prandlt (Pr);

$$\text{Reynolds (Re): } \frac{\rho U_m^{(2-n)} D^n}{K}, \quad (n = 1: \frac{\rho U_m D}{\mu}) \text{ - razão entre as forças de inércia}$$

e viscosas - caracteriza o regime de escoamento quanto a importância relativa dos termos viscosos;

$$\text{Prandlt (Pr): } \left(\frac{(U_m / D)^{(n-1)}}{\rho \alpha} \right) K, \quad (n = 1: \mu C_p / k_f) \text{ - razão entre a difusividade de}$$

quantidade de movimento molecular e a difusividade térmica - caracteriza a natureza do fluido;

Graetz (Gz): $Re Pr / (D / L)$ - relação entre os adimensionais de escoamento - Reynolds, Prandlt e o adimensional geométrico (L/D);

$$\text{Fator de Atrito } (\Phi): \frac{\Delta P}{(1/2)\rho U_m^2 (L/D)} \text{ - coeficiente de perda de carga para o}$$

escoamento - razão entre a queda de pressão e a pressão dinâmica.

Também foram investigados outros adimensionais combinados com os especificados acima e são apresentados adiante.

4.2. COEFICIENTE DE PERDA DE CARGA - RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Em sistemas de escoamento é necessário conhecer a quantidade de energia mecânica dissipada, chamada perda de carga. No cálculo da perda de carga deve-se conhecer o regime de escoamento e o fator de atrito.

O fator de atrito, determinado experimentalmente, varia com o número de Reynolds no escoamento laminar e com o número de Reynolds e a rugosidade relativa do tubo no escoamento turbulento. É dado como o gradiente axial de pressão adimensionalizada pela pressão dinâmica e o diâmetro do tubo:

$$f = \frac{(-dP/dx) D}{(1/2) \rho U^2} \quad (4.1)$$

No escoamento completamente desenvolvido em tubos impermeáveis, onde o gradiente de pressão é constante, a forma da equação 4.1 é:

$$f = \frac{\Delta P}{(1/2) \rho U^2 (L/D)} \quad (4.2)$$

Para o escoamento laminar de fluidos newtonianos desenvolvido em tubos circulares o fator de atrito é determinado por: $f = 64/Re_D$.

Encontram-se na literatura diversas correlações para o fator de atrito em tubos circulares lisos. INCROPERA (1984) apresenta as seguintes:

$$f = 0,316 Re_D^{-0,25} \quad - \text{ para } 2100 < Re_D < 2 \times 10^4$$

$$f = 0,184 Re_D^{-0,20} \quad - \text{ para } Re_D > 2 \times 10^4$$

BEJAN (1989) apresenta as equações para o escoamento em regimes de transição e turbulento:

$$f = 0,079 \text{ Re}_D^{-0,25} \quad - \text{ para } 2 \times 10^3 < \text{Re}_D < 2 \times 10^4$$

$$f = 0,046 \text{ Re}_D^{-0,20} \quad - \text{ para } 2 \times 10^4 < \text{Re}_D < 10^6$$

A forma dada pela equação 4.2 é chamada na literatura como fator de atrito de Darcy. Outras equações são utilizadas: o fator de atrito de Fanning divide o anterior pelo fator "4". O coeficiente de pressão de Euler, não considera o adimensional geométrico (L/D) e tem a forma:

$$C_p = \frac{\Delta P}{(1/2)\rho U^2} \quad (4.3)$$

Neste trabalho definiu-se o coeficiente de atrito (Φ) na forma dada pela equação (4.2); onde $\Delta P = \rho g h$ é a perda de carga referente ao comprimento do tubo mais as perdas localizadas; (L/D) o comprimento adimensional do tubo e $(1/2)\rho U^2$ é a pressão dinâmica do escoamento. Os resultados experimentais de Φ são apresentados em função de (Gz^{-1}) , e da forma mais comum, $\Phi(\text{Re})$.

Na figura 4.1 são apresentados os resultados experimentais de Φ em função de Re, para o caso do escoamento com aquecimento do fluido. Os resultados foram obtidos mantendo-se o banho térmico a temperatura de 70 °C e 50 °C. Foram investigados os escoamentos de três soluções de gomas, Xantana (600 ppm e 1000 ppm) e Guar (2500 ppm) em tubos de diferentes L/D.

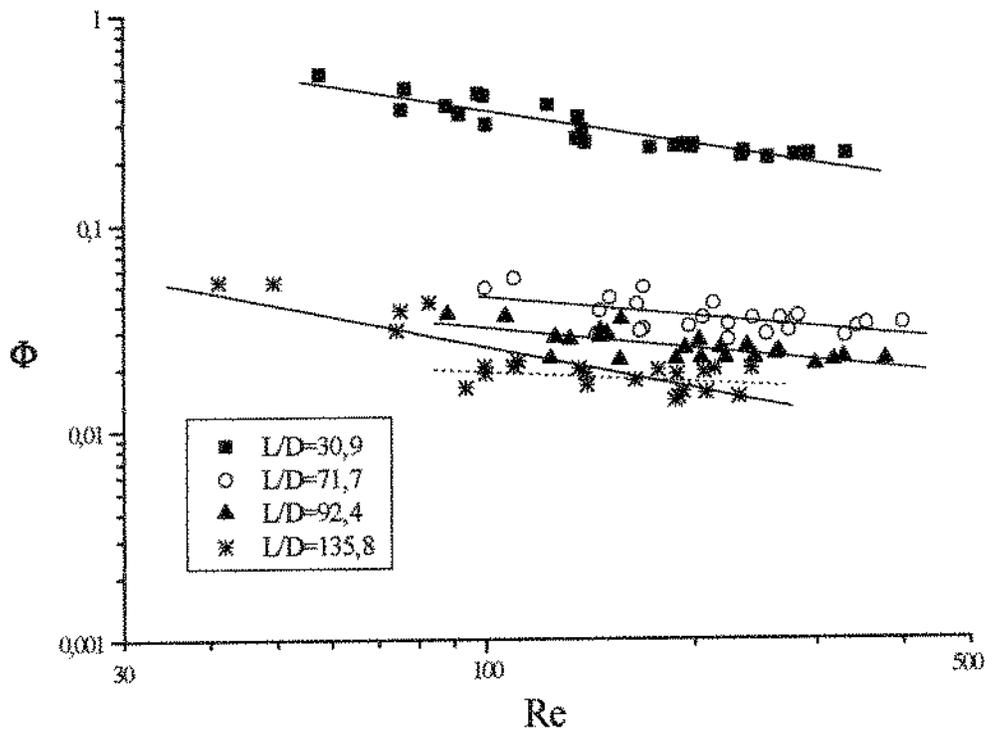


Figura 4.1 - Gráfico de Φ em função de Re para tubos as temperaturas de parede 70°C e 50°C . — ajuste com pontos para diferentes L/D ; ajuste com pontos de $L/D = 135,8$ para $Re > 90$.

Observa-se na figura 4.1 que os valores experimentais de Φ devidos ao escoamentos nos tubos de $L/D=30,9$; $71,7$; $92,4$ e $135,8$, são maiores quanto menor o valor de L/D . Para o tubo de $L/D=30,9$ os valores são ainda maiores, neste caso, os efeitos de transferência de calor e quantidade de movimento são predominantes. A figura 4.1 também apresenta curvas de ajustes em escala logarítmica. As curvas contínuas referem-se aos ajustes de todos os resultados experimentais, para os escoamentos em tubos de diferentes L/D , enquanto a curva tracejada representa o ajuste para os pontos de $L/D=135,8$, apenas para $Re > 90$. As equações de correlações que correspondem as curvas contínuas são: $L/D=30,9 - \Phi = 4,10 \times (Re)^{-0,53}$; $L/D=71,7 - \Phi = 0,19 \times (Re)^{-0,31}$; $L/D=92,4 - \Phi = 0,14 \times (Re)^{-0,33}$ e $L/D=135,8 - \Phi = 0,04 \times (Re)^{-0,16}$.

Na figura 4.2 apresentam-se os resultados experimentais de Φ em função de Re , para o caso do escoamento com resfriamento do fluido. Os resultados foram obtidos mantendo-se o banho térmico a temperatura de $1\text{ }^\circ\text{C}$. Foram investigados os escoamentos de três soluções de gomas, Xantana (600 ppm e 1000 ppm) e Guar (2500 ppm) em tubos de diferentes L/D .

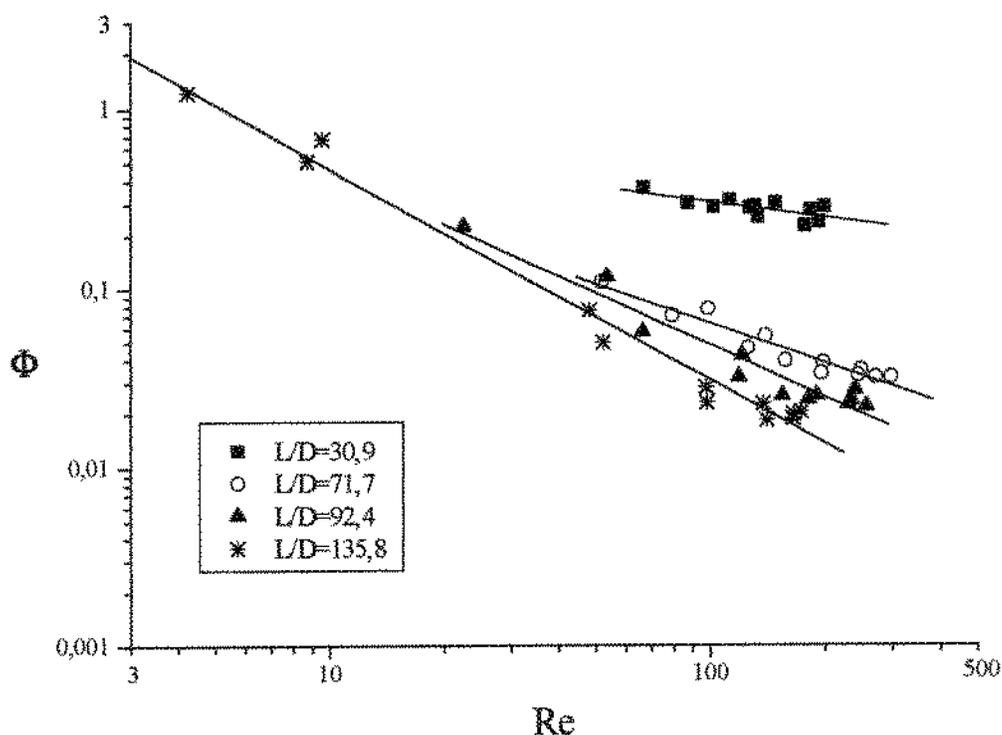


Figura 4.2 - Gráfico de Φ em função de Re para tubos a temperatura de parede $1\text{ }^\circ\text{C}$.

———— ajuste aos pontos para diferentes L/D .

Observa-se na figura 4.2 que os valores experimentais de Φ devidos ao escoamento no tubo de $L/D=30,9$ são maiores que os demais para $Re > 20$; os resultados do escoamento no tubo de $L/D=135,8$ abrange um intervalo de Reynolds maior que nos outros tubos; as diferenças nas inclinações das retas são mais acentuadas que no caso dos escoamentos com aquecimento. A figura também apresenta curvas de ajustes em escala logaritmica a todos os resultados experimentais dos escoamentos em tubos com diferentes L/D . As equações de

correlações que correspondem as curvas contínuas são: $L/D=30,9 - \Phi = 1,13 \times (Re)^{-0,28}$; $L/D=71,7 - \Phi = 1,19 \times (Re)^{-0,74}$; $L/D=92,4 - \Phi = 4,29 \times (Re)^{-0,97}$ e $L/D=135,8 - \Phi = 7,10 \times (Re)^{-1,18}$.

Na figura 4.3 apresentam-se os mesmos resultados da figura 4.2, no entanto estão diferenciados os valores dos escoamentos com soluções de gomas Xantana (600 ppm e 1000 ppm) e Guar (2500 ppm).

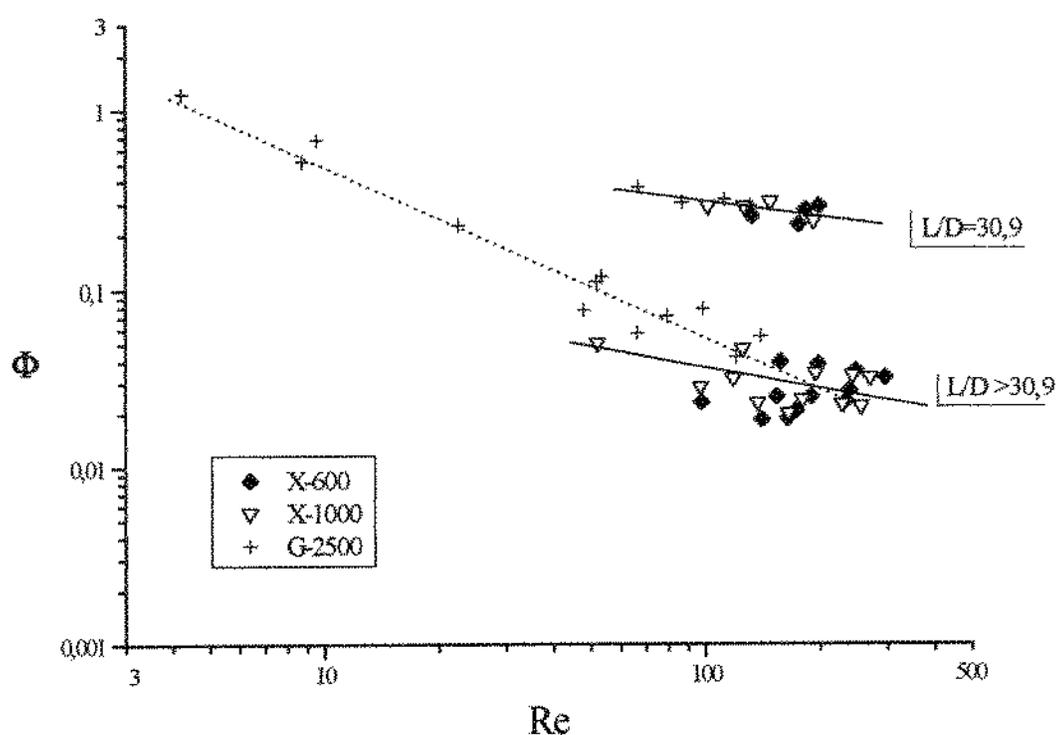


Figura 4.3 - Gráfico de Φ em função de Re no escoamento em tubos com temperatura de parede $1\text{ }^{\circ}\text{C}$. — ajuste com pontos para soluções de gomas Xantana; ajuste com pontos para solução de goma Guar.

A figura 4.3 também apresenta curvas de ajustes em escala logarítmica. As curvas contínuas referem-se aos ajustes de todos os resultados experimentais dos escoamentos das soluções de gomas Xantana (600 ppm e 1000 ppm),

enquanto a curva tracejada representa o ajuste para os escoamentos de goma Guar (2500 ppm) com $L/D > 30,9$, portanto exceto os do escoamento no tubo de $L/D = 30,9$. A curva contínua superior refere-se aos escoamentos no tubo de $L/D = 30,9$, enquanto a curva contínua inferior refere-se aos escoamentos nos tubos de $L/D = 71,7$; 92,4 e 135,8. Verifica-se que as inclinações das curvas contínuas são semelhantes, e diferentes da inclinação da curva tracejada.

A partir dos resultados apresentados nas figuras 4.2 e 4.3, observa-se que o fator de atrito aumenta com a diminuição de Re . Nos escoamentos de goma Guar em tubos de $L/D = 71,7$; 92,4 e 135,8, esta tendência é mais acentuada. Neste caso, acredita-se que o efeito do resfriamento da parede na viscosidade do fluido foi predominante nos tubos de menores diâmetros (maiores L/D). Este fato também pode estar associado a uma mudança de comportamento reológico da solução de goma Guar, porém qualquer conclusão, deve provir de uma investigação mais profunda do comportamento reológico de soluções de goma Guar em temperaturas baixas.

São apresentados na figura 4.4 os resultados experimentais de Φ em função de Re para todos os casos investigados nas figuras 4.1 e 4.2. Nesta figura são superpostos os resultados do escoamento com aquecimento e resfriamento dos fluidos. As curvas contínuas no gráfico ajustam os valores experimentais dos escoamentos com aquecimento enquanto as curvas tracejadas ajustam os valores dos escoamentos com resfriamento. As curvas de ajuste superiores referem-se aos escoamentos nos tubos de $L/D = 30,9$, e as curvas inferiores são devidas aos escoamentos nos tubos de $L/D = 71,7$; 92,4 e 135,8.

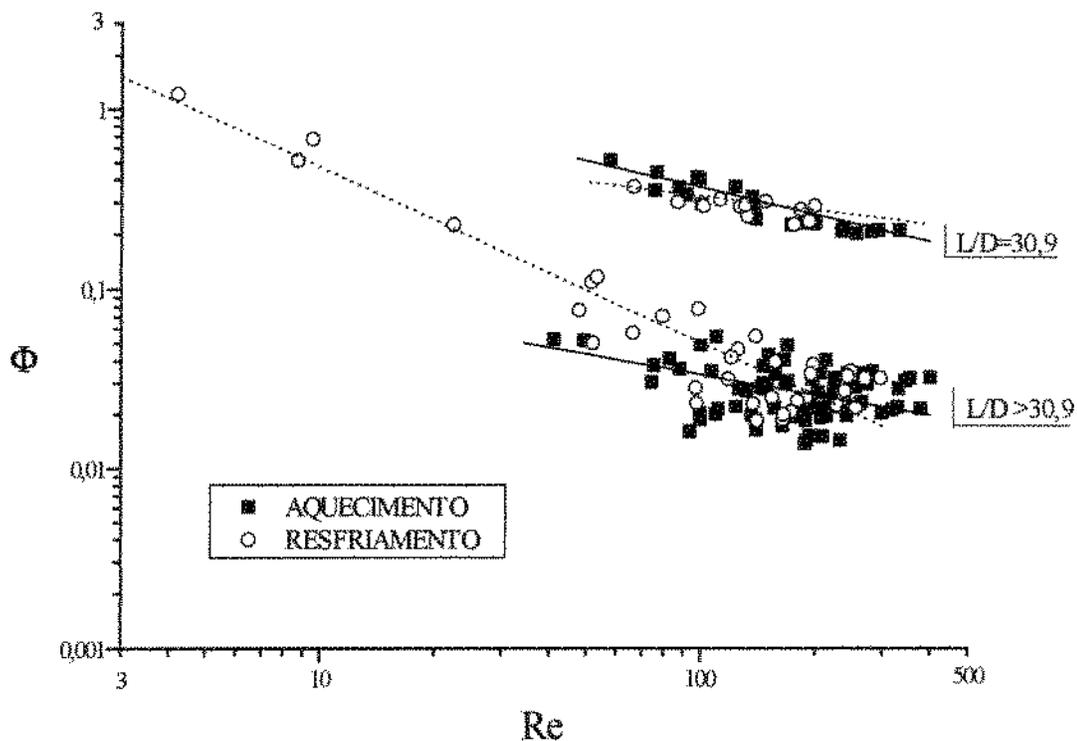


Figura 4.4 - Gráfico de Φ em função de Re para tubos aquecidos e resfriados.

- ajuste com pontos para os escoamentos com aquecimento;
- ajuste com pontos para os escoamentos com resfriamento.

As equações de correlações que correspondem as curvas no gráfico da figura 4.4 são: curva contínua para $L/D=30,9$ - $\Phi = 3,61 \times (Re)^{-0,49}$; curva contínua para $L/D=71,7; 92,4$ e $135,8$ - $\Phi = 0,19 \times (Re)^{-0,38}$; curva tracejada para $L/D=30,9$ - $\Phi = 1,07 \times (Re)^{-0,26}$; curva tracejada para $L/D=71,7; 92,4$ e $135,8$ - $\Phi = 4,47 \times (Re)^{-0,97}$.

Para as equações de ajuste aos resultados experimentais observa-se que os coeficientes de correlação não foram inferiores a 0,85.

São apresentados na figura 4.5 os resultados experimentais de $(\Phi Re/16)$ em função de Gz^{-1} para todos os casos investigados nas figuras 4.1 e 4.2. Nesta figura são superpostos os resultados dos escoamentos com aquecimento e

resfriamento dos fluidos. O gráfico foi construído para comparação dos resultados deste trabalho com a literatura. A curva contínua representa os resultados da correlação proposta por SHOME & JENSEN (1993). Observa-se que a curva é intermediária aos pontos dos escoamentos no tubo de $L/D=30,9$ e aos pontos dos escoamentos nos tubos de $L/D=71,7$; $92,4$ e $135,8$.

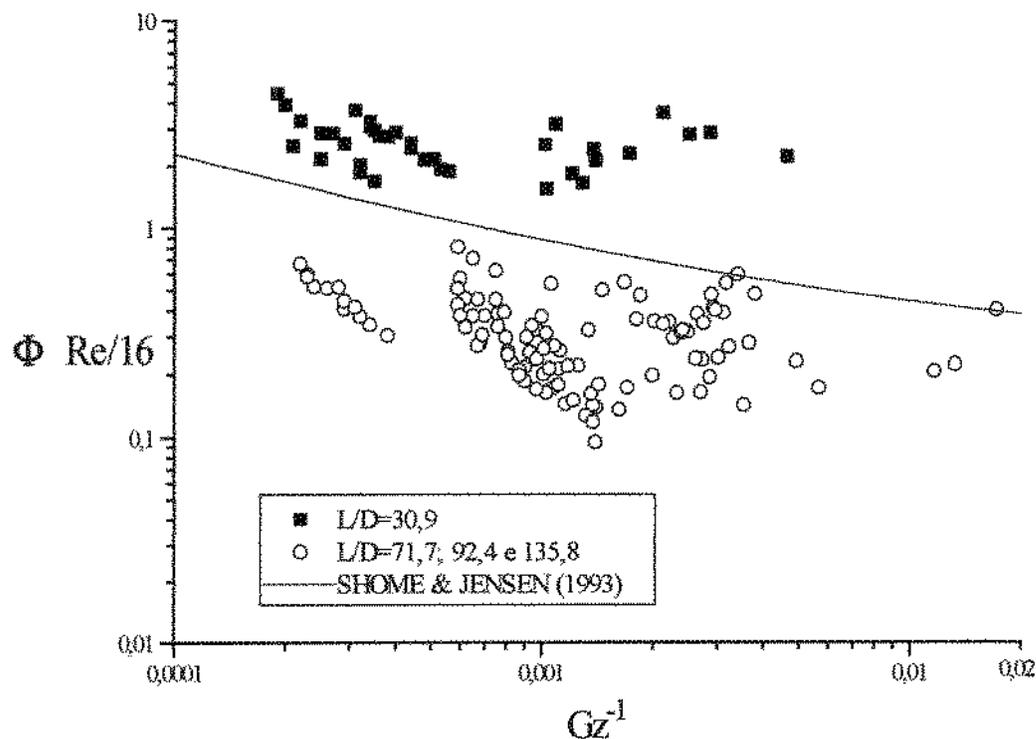


Figura 4.5 - Gráfico de $(\Phi Re/16)$ em função de Gz^{-1} para os escoamentos com tubos aquecidos e resfriados. Comparação com a literatura.

4.3. COEFICIENTES DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR - RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Na descrição de escoamentos com transferência de calor onde tem-se transporte convectivo de energia, é igualmente importante conhecer os mecanismos de transferência de quantidade de movimento e energia térmica.

Como a condutividade térmica dos fluidos é relativamente pequena (exceto metais líquidos), a transferência de energia depende da natureza do escoamento, seja em regime laminar ou turbulento.

No caso do escoamento em tubos com paredes aquecida, o fluxo de calor depende do gradiente de temperatura na parede, que por sua vez sofre a influência do regime de escoamento. Neste fenômeno verifica-se que a turbulência favorece a transferência de calor.

A determinação do fluxo térmico entre uma parede sólida e um fluido é, em geral, apresentada através do coeficiente de transmissão de calor (h), ou principalmente na forma adimensional, o número de Nusselt. A partir do modelamento da transferência de calor por convecção, na interface sólido-fluido, como sendo a condução através da camada de fluido adjacente à superfície do

sólido, $-k_f \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=1} = h_x (T_s - T_m)$, resulta o número de Nusselt para tubos

circulares:

$$\bar{Nu} = \frac{\bar{h} \cdot D}{k_f} \quad (4.4)$$

O cálculo de Nusselt considerou a média logarítmica da temperatura como consequência natural do crescimento exponencial do coeficiente \bar{h} com a temperatura.

O número de Stanton (St) é um coeficiente adimensional de transferência de calor muito utilizado na literatura em correlações do escoamento forçado em tubos. É escrito a partir de outros adimensionais como: $St = \frac{Nu}{Re Pr}$. Este coeficiente tem origem na analogia dos fenômenos de transferência nas camadas limite de temperatura e velocidade. As equações de conservação da quantidade de movimento e energia térmica possuem formas análogas para os caso do escoamento em que o gradiente de pressão é nulo e o número de Prandtl é unitário.

Em particular, para o escoamento sobre uma placa plana aquecida, a solução aproximada das equações de camada limite conduz a correlação: $Nu_x = 0,332 Re_x^{(1/2)} Pr^{(1/3)}$, que dividida por $Re_x Pr^{(1/3)}$ fica: $\left(\frac{Nu_x}{Re_x Pr}\right) Pr^{(2/3)} = \frac{0,332}{Re_x^{(1/2)}}$ ou $St_x Pr^{(2/3)} = C_f / 2$. A última relação é conhecida como analogia de Reynolds-Colburn e relaciona o coeficiente de atrito (C_f) e a transferência de calor para o escoamento laminar.

Neste trabalho os resultados são também apresentados para o número de Stanton modificado (St_m) na forma:

$$St_m = \frac{Nu}{(RePr)^{(1/3)}} \quad (4.5)$$

Esta forma é útil para o agrupamento e apresentação dos resultados e não altera o significado do adimensional.

A seguir são apresentados os resultados do número de Nusselt em função de Gz^{-1} . Esta forma de plotar os resultados é particularmente importante pois a quase totalidade dos resultados e correlações da literatura são assim apresentados. Portanto esta forma favorece a comparação dos resultados experimentais e teóricos deste trabalho com os de outras investigações.

Nas figuras 4.6 e 4.7 têm-se os resultados de Nu em função de Gz^{-1} para os escoamentos com aquecimento do fluido. A temperatura do banho foi mantida a $70\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ respectivamente. As curvas tracejadas (traço longo) indicam no gráfico o ajuste a todos os resultados experimentais, enquanto que as curvas contínuas representam o melhor ajuste da modelagem teórica deste trabalho. Observa-se que os resultados teóricos estão de acordo com os experimentais.

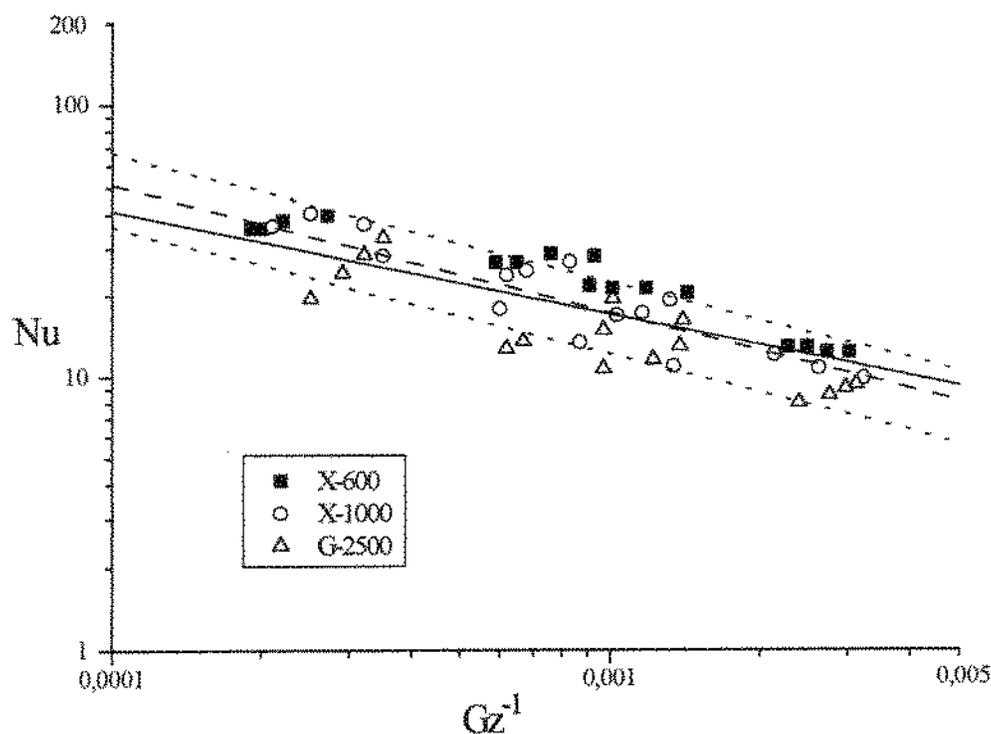


Figura 4.6 - Gráfico de Nu em função de Gz^{-1} com tubos em banho a 70 °C.

- - - - ajuste com todos os pontos experimentais; ——— ajuste da modelagem; ····· ± 30 % sobre a curva de ajuste experimental.

Nas figuras 4.6 e 4.7 apresentam-se uma faixa de $\pm 30\%$ limitada pelas retas tracejadas (traço curto), calculadas a partir do ajuste aos resultados experimentais. Esta representação é usada na literatura para indicar a dispersão dos resultados experimentais. Nestes casos a maioria dos pontos estão no intervalo considerado.

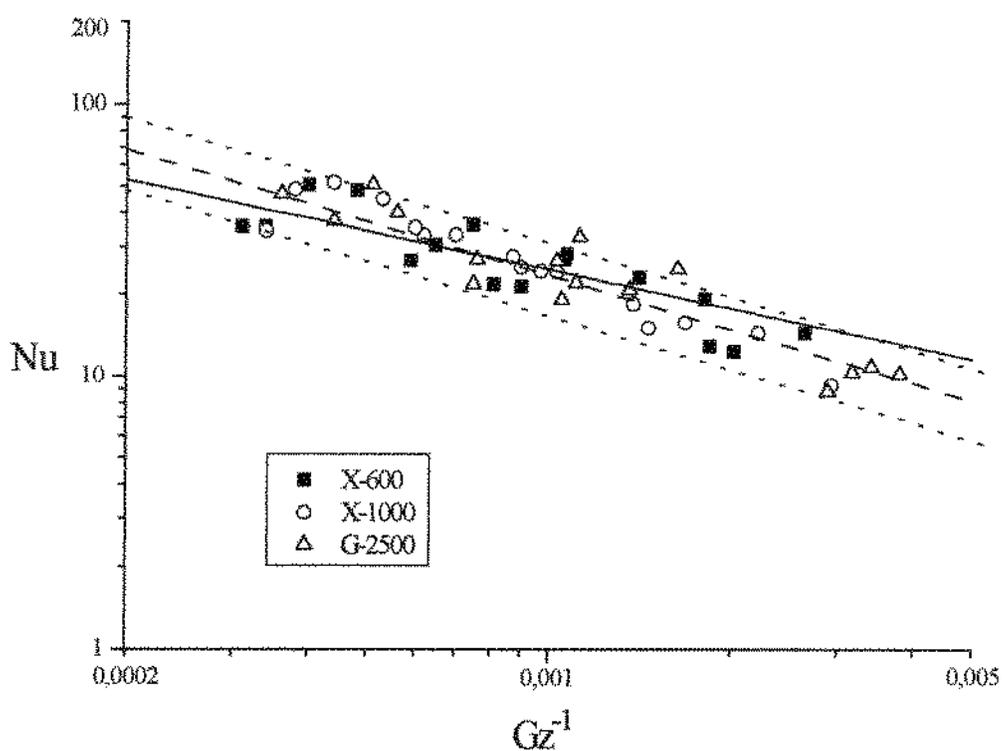


Figura 4.7 - Gráfico de Nu em função de Gz^{-1} com tubos em banho a 50 °C.

----- ajuste com todos os pontos experimentais; ——— ajuste da modelagem; ± 30 % sobre a curva de ajuste experimental.

Na figura 4.8 têm-se os resultados de Nu em função de Gz^{-1} para os escoamentos com resfriamento do fluido. A temperatura do banho foi mantida a 1 °C. A curva tracejada (traço longo) indica no gráfico o ajuste a todos os resultados experimentais, enquanto que a curva contínua representam o melhor ajuste da modelagem teórica deste trabalho. Observa-se que os resultados teóricos estão de acordo com os experimentais.

Na figuras 4.8 também apresenta-se a faixa de ± 30 % limitada pelas retas tracejadas (traço curto), calculadas a partir do ajuste aos resultados experimentais. Neste caso observa-se uma dispersão maior dos pontos em relação aos provenientes dos escoamentos com aquecimento. Nos experimentos com banho a temperatura de 1 °C, verificou-se que o procedimento de alteração da

altura do controlador de nível estava associado a uma variação da temperatura de entrada do fluido. Foi conveniente esperar alguns minutos para a realização das medições.

As equações de correlações que correspondem as curvas de ajuste nas figuras 4.6, 4.7 e 4.8 são respectivamente:

(i) ajuste aos pontos experimentais - $Nu = 0,69x(Gz^{-1})^{-0,47}$ (banho 70 °C);

$Nu = 0,25x(Gz^{-1})^{-0,66}$ (banho 50 °C) e $Nu = 0,46x(Gz^{-1})^{-0,43}$ (banho 1 °C);

(ii) ajustes da modelagem - $Nu = 1,26x(Gz^{-1})^{-0,38}$ (banho 70 °C);

$Nu = 0,97x(Gz^{-1})^{-0,47}$ (banho 50 °C) e $Nu = 0,73x(Gz^{-1})^{-0,37}$ (banho 1 °C).

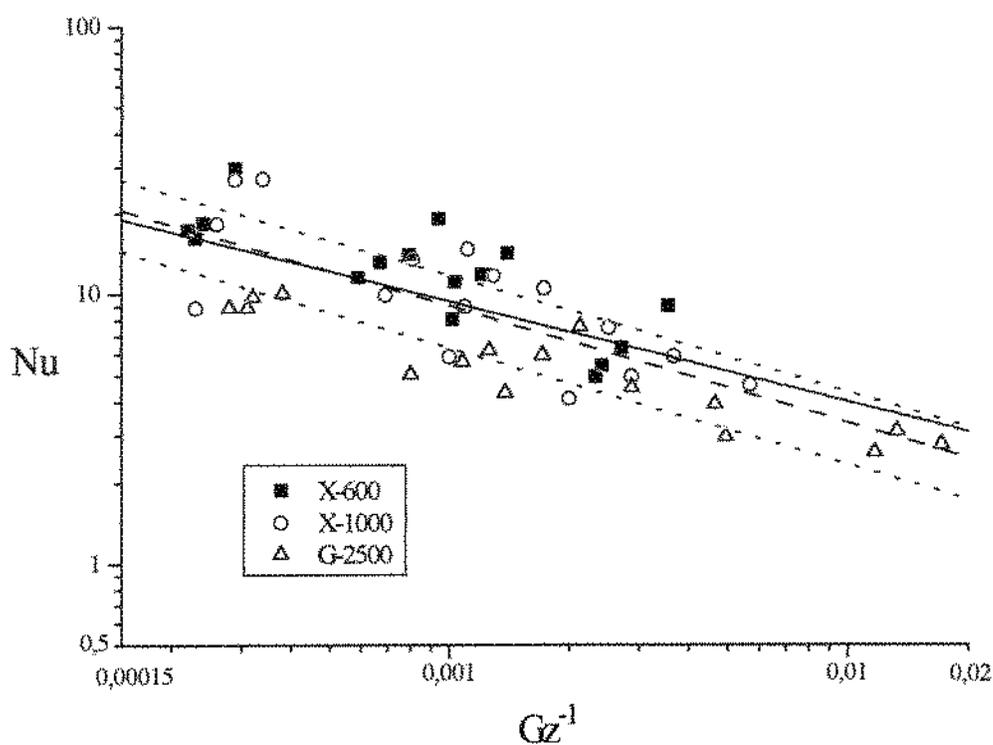


Figura 4.8 - Gráfico de Nu em função de Gz^{-1} com tubos em banho a 1 °C.

----- ajuste com todos os pontos experimentais; ————— ajuste da modelagem; ± 30 % sobre a curva de ajuste experimental.

Todos os resultados das figuras 4.6, 4.7 e 4.8 são apresentados na figura 4.9 para comparação entre os escoamentos com resfriamento e aquecimento. Também são apresentadas as curvas de ajuste experimental (curvas tracejadas) e da modelagem (curvas contínuas), em que, no caso de aquecimento, ajustam-se a todos resultados das figuras 4.6 e 4.7. A análise da figura indica a boa concordância entre as curvas experimentais e teóricas. Para o escoamento com resfriamento os valores de Nu chegam a ser inferiores aos do escoamento com aquecimento em até 100%. Entretanto para o escoamento com aquecimento que considera o banho a temperaturas distintas (70 °C e 50 °C), os valores são de mesma magnitude e não se observam diferenças no gráfico.

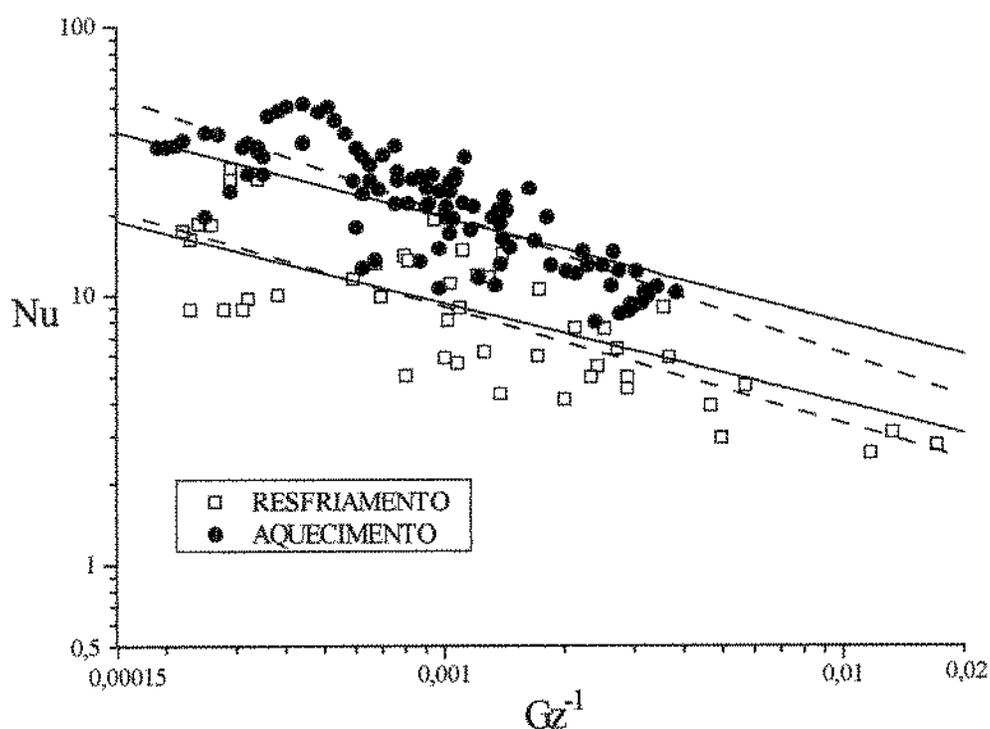


Figura 4.9 - Gráfico de Nu em função de Gz^{-1} para as situações de aquecimento e resfriamento. - - - - - ajuste com todos os pontos experimentais; ————— ajuste da modelagem.

Na figura 4.10 são apresentados os mesmos resultados da figura 4.9, no entanto o eixo das ordenadas no gráfico é construído em escala linear. A reta presente no gráfico para o valor 3,89, representa o valor de Nusselt médio na região de escoamento desenvolvido, conforme citado na literatura (BIRD et alii, 1987). O valor é válido para o escoamento com condição de temperatura constante na superfície. Observa-se que as curvas de ajuste aos resultados teóricos e experimentais deste trabalho apresentam uma tendência satisfatória ao valor da literatura.

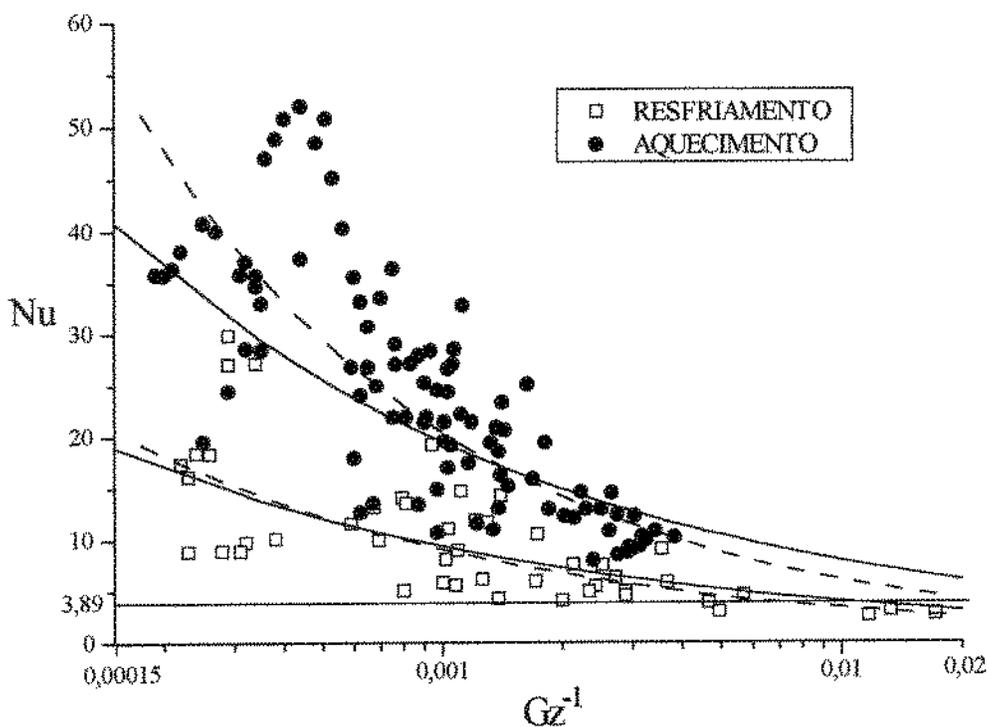


Figura 4.10 - Gráfico de Nu em função de Gz^{-1} para as situações de aquecimento e resfriamento (eixo das ordenadas em escala linear). - - - - - ajuste com todos os pontos experimentais; ————— ajuste da modelagem.

As equações de correlações que correspondem as curvas de ajuste nas figuras 4.9 e 4.10 são respectivamente:

(i) ajuste aos pontos experimentais - $Nu = 0,54x(Gz^{-1})^{-0,53}$ (aquecimento) e
 $Nu = 0,46x(Gz^{-1})^{-0,43}$ (resfriamento);

(ii) ajustes da modelagem - $Nu = 1,33x(Gz^{-1})^{-0,39}$ (aquecimento) e
 $Nu = 0,73x(Gz^{-1})^{-0,37}$ (resfriamento).

Na figura 4.11 são apresentados todos os resultados dos escoamentos com resfriamento e aquecimento. Os pontos no gráfico são diferenciados para cada valor de L/D investigado. Observa-se que os valores de Nu provenientes de cada L/D destacam-se em intervalos de Gz^{-1} diferentes.

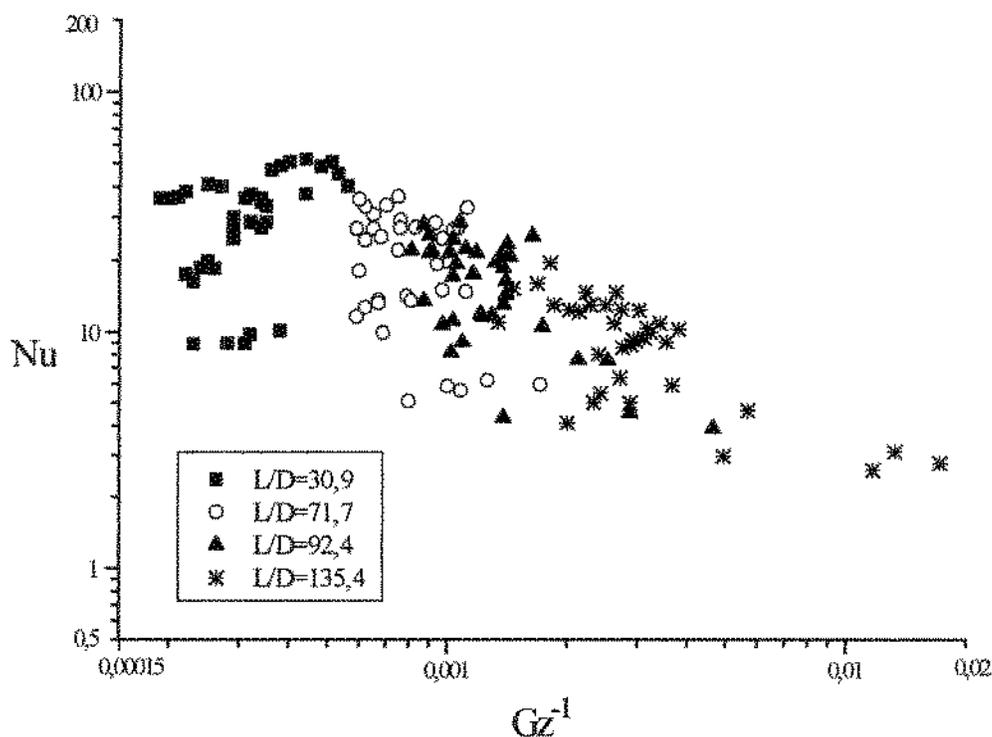


Figura 4.11 - Gráfico de Nu em função de Gz^{-1} para as situações de aquecimento e resfriamento; influência dos diferentes valores de L/D .

Nas figuras 4.12 a 4.17 tem-se a comparação dos resultados de Nu em função de Gz^{-1} deste trabalho com os de outras investigações teóricas e

experimentais da literatura. São apresentados nas figuras 4.12 a 4.15 os resultados dos escoamentos com aquecimento.

Os resultados dos trabalhos, teórico de GNIELINSKI (citado por STEIN, 1992) e experimental de HAUSEN (1948), são comparados na figura 4.12. HAUSEN (1948) (citado por BURMEISTER, 1978) investigou experimentalmente o escoamento de fluidos newtonianos na região de entrada com condição de temperatura constante na parede. A correlação para o número de Nusselt, muito citada na literatura tem a forma: $Nu = Nu_{\infty} + \frac{C_1 Gz}{1 + C_2 (Gz)^n}$; onde $Nu_{\infty} = 3,66$, $C_1 = 0,104$, $C_2 = 0,016$ e $n = 0,8$. Os resultados foram obtidos para fluidos com $Pr=0,7$. Os valores da modelagem deste trabalho são próximos aos da literatura e ambos estão de acordo com os experimentais.

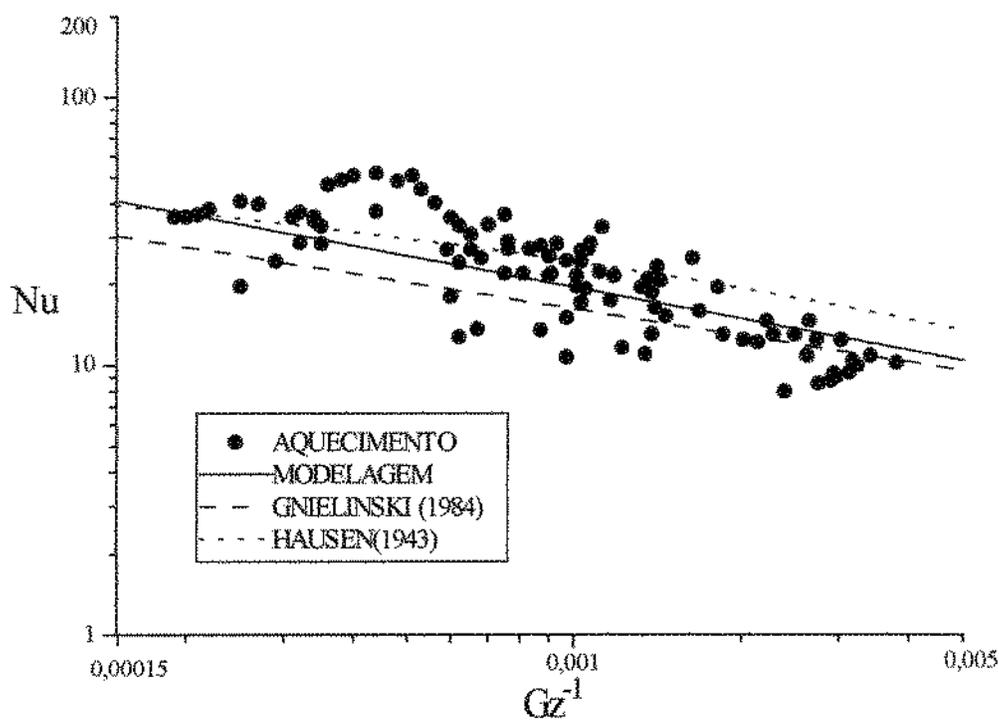


Figura 4.12 - Gráfico de Nu em função de Gz^{-1} para as situações de aquecimento; comparação com resultados da literatura.

As correlações de CHURCHILL (1977) e JOSHI & BERGLES (1982) são comparadas com os resultados deste trabalho na figura 4.13. Ambos resultados da literatura são de origem experimental. A correlação de CHURCHILL (1977) é praticamente coincidente com a modelagem deste trabalho, para $Gz^{-1} > 0,001$.

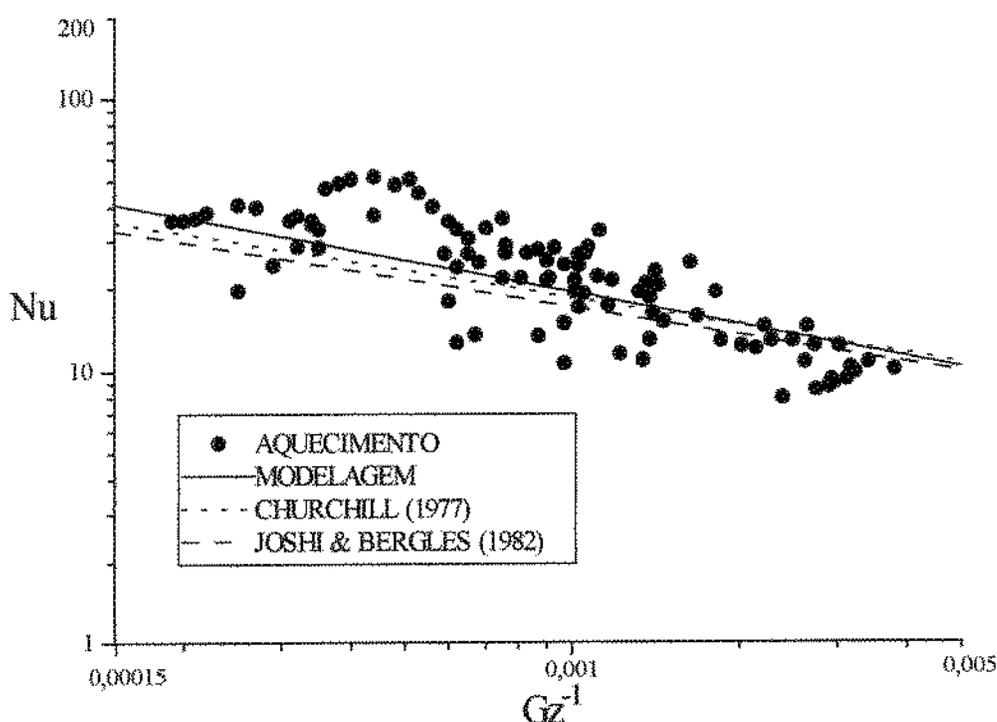


Figura 4.13 - Gráfico de Nu em função de Gz^{-1} para as situações de aquecimento; comparação com resultados da literatura.

Na figura 4.14 são comparadas as correlações das investigações teóricas de SHOME & JENSEN (1993), PAGLIARINI (1989) e JAVERY (1976) com os resultados deste trabalho. A correlação de SHOME & JENSEN (1993) é de boa concordância com os resultados experimentais. Também é muito próxima da modelagem deste trabalho, e praticamente coincidente para $Gz^{-1} > 0,001$. Por outro lado os resultados de PAGLIARINI (1989) e JAVERY (1976) apresentam-se inferiores aos demais; as equações de correlações são ajustes deste trabalho:

PAGLIARINI (1989) - $Nu=1,73x(Gz^{-1})^{-0,29}$; JAVERY (1976) - $Nu=1,72x(Gz^{-1})^{-0,28}$, para $Pr=1$ e $Re<500$.

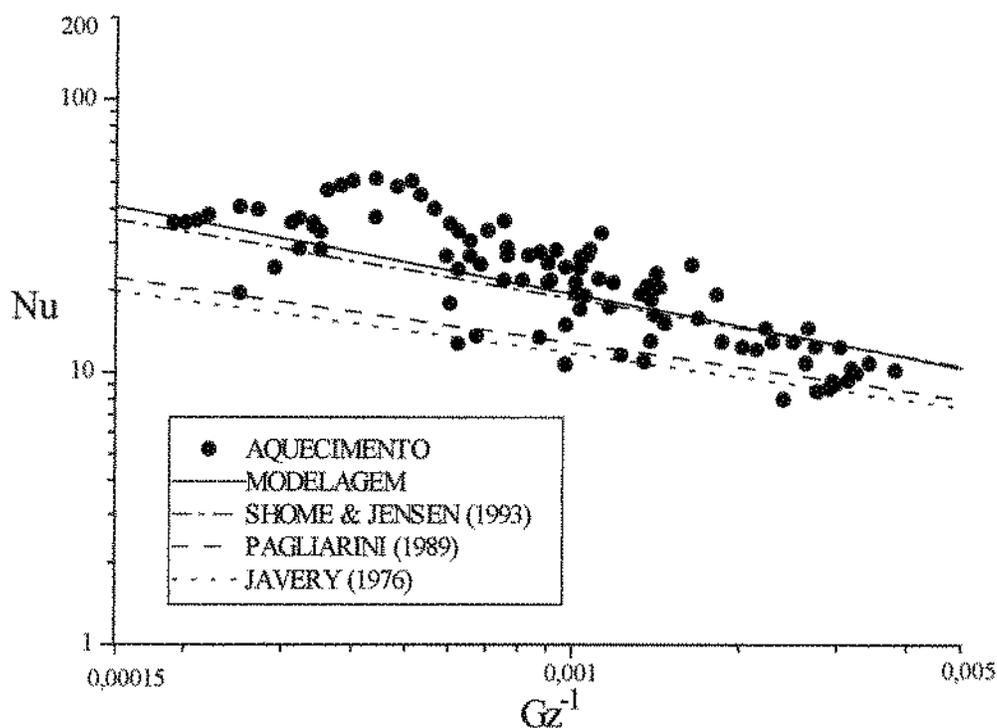


Figura 4.14 - Gráfico de Nu em função de Gz^{-1} para as situações de aquecimento; comparação com resultados da literatura.

A correlação teórica de LEVÈQUE (citado por PRUSA & MANGLIK, 1994) é comparada na figura 4.15. Este resultado muito citado na literatura, possui uma correção para fluidos não-newtonianos. A curva tracejada (traço curto) inferior representa o escoamento de fluidos newtonianos (com índice de comportamento $n=1$). A curva tracejada (traço longo) pouco superior representa o escoamento de fluidos não-newtonianos (com índice de comportamento $n=0,6$) e a curva contínua mais abaixo os resultados da modelagem deste trabalho, também caracterizados com $n=0,6$. A solução de LEVÈQUE (citado por PRUSA & MANGLIK, 1994) indica uma pequena variação nos resultados de

diferentes fluidos, $n=1$ (newtoniano) e $n=0.6$ (pseudoplástico). Ambas estão de boa concordância com os valores experimentais deste trabalho.

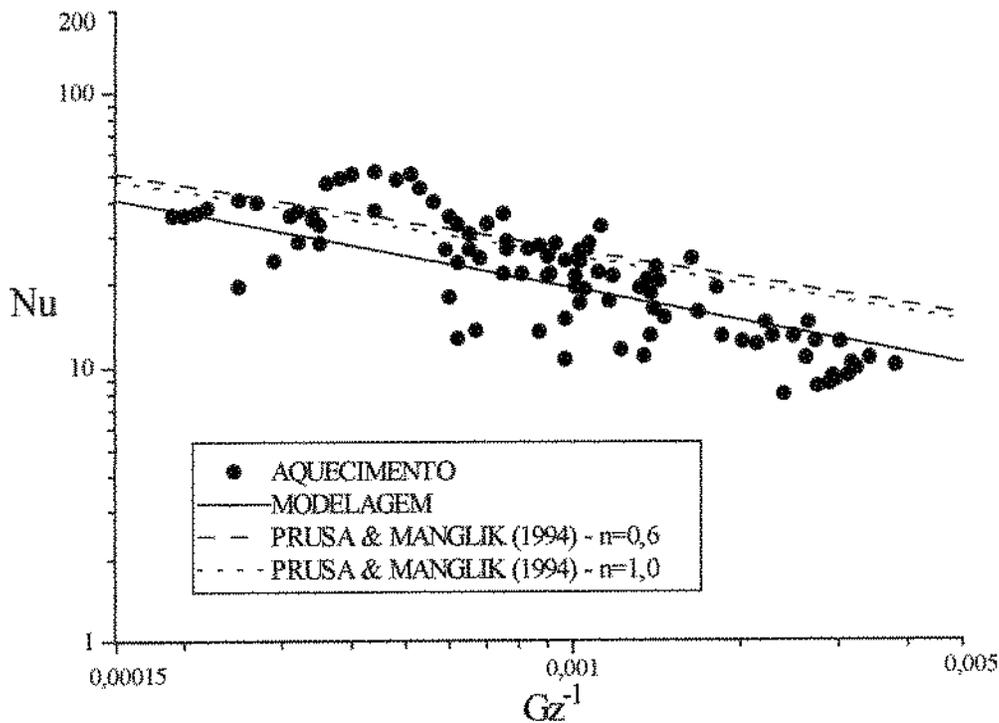


Figura 4.15 - Gráfico de Nu em função de Gz^{-1} para as situações de aquecimento; comparação com resultados da literatura.

Quanto as correlações apresentadas nas figuras anteriores, verificam-se diferenças quantitativas nas inclinações das curvas que representam os resultados da literatura e deste trabalho. Este fato deve ser devido as diferenças básicas entre os trabalhos apresentados, uma vez que ao resultados da literatura não são totalmente compatíveis com os deste trabalho. Exceto os resultados de JOSHI & BERGLES (1982) e LEVÈQUE (citado por PRUSA & MANGLIK, 1994), os outros apresentados são atribuídos apenas para escoamentos de fluidos newtonianos. Assim os efeitos de comportamento não-newtoniano; intervalo de Pr e outras condições de escoamento são responsáveis pelas diferenças observadas.

São apresentados nas figuras 4.16 e 4.17 os resultados dos escoamentos com resfriamento. Os resultados dos trabalhos, teórico de JAVERY (1976) e experimental de JOSHI & BERGLES (1982), são comparados com os deste trabalho na figura 4.16. Os valores das correlações da literatura estão acima dos valores experimentais e da modelagem. A melhor aproximação com os valores deste trabalho acontece com os do trabalho de JAVERY (1976), porém a literatura não estende a validade de seus resultados no caso do escoamento com resfriamento do fluido.

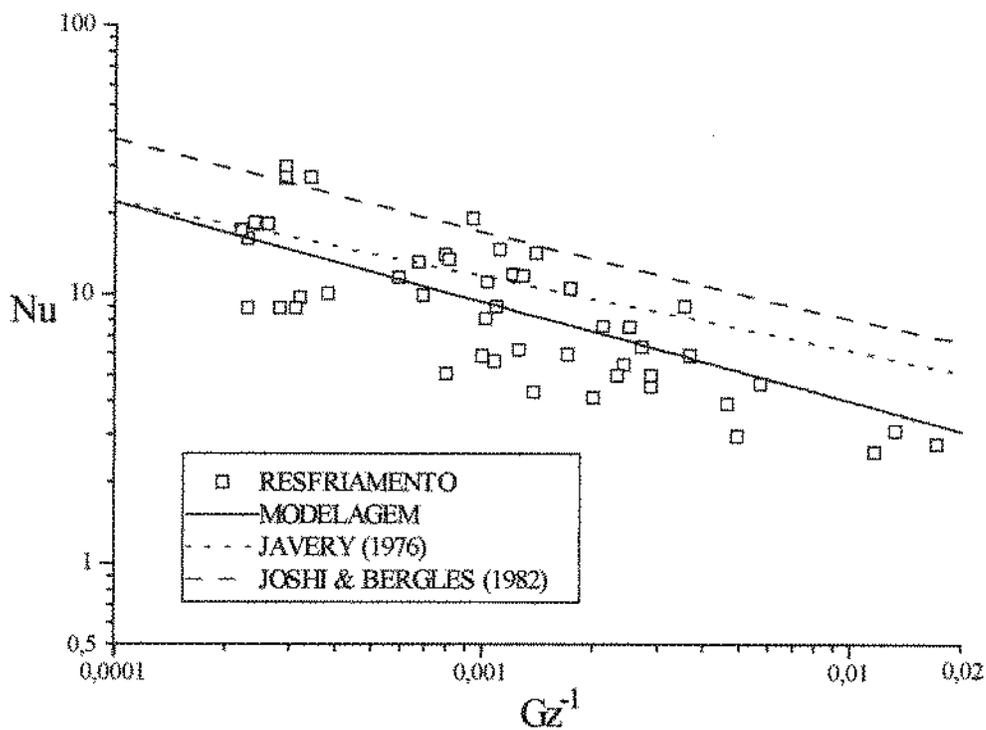


Figura 4.16 - Gráfico de Nu em função de Gz^{-1} para as situações de resfriamento; comparação com resultados da literatura.

Os resultados dos trabalhos, teórico de GNIELINSKY (1984) e PAGLIARINI (1989), são comparados com os deste trabalho na figura 4.17. Da mesma forma que para a figura anterior, os valores das correlações da literatura

estão acima dos valores experimentais e da modelagem, e não são válidos no caso do escoamento com resfriamento do fluido. Não encontrou-se na literatura um trabalho mais adequado para comparação no caso de escoamentos com resfriamento.

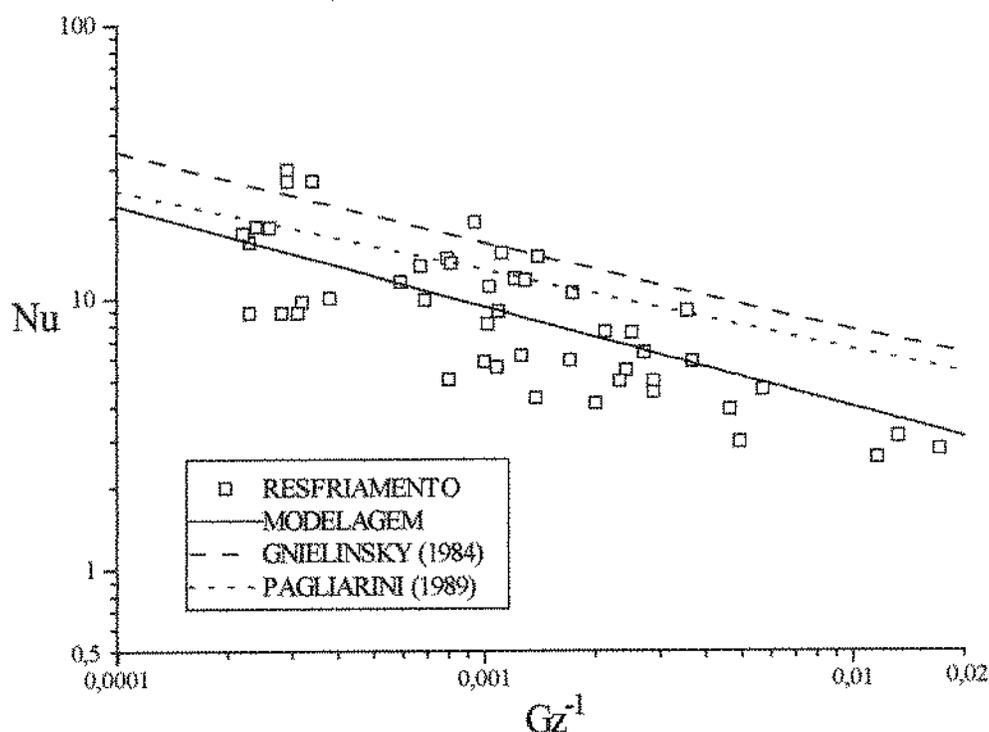


Figura 4.17 - Gráfico de Nu em função de Gz^{-1} para as situações de resfriamento; comparação com resultados da literatura.

Nas figuras 4.18 e 4.19 são apresentados os resultados experimentais do fator de Colburn, $St \times Pr^{(2/3)}$ em função de Gz^{-1} para os escoamentos com aquecimento e resfriamento do fluido. Os pontos no gráfico da figura 4.18 são diferenciados para cada valor de L/D investigado, enquanto que os da figura 4.19 são diferenciados para os escoamentos com a aquecimento e resfriamento.

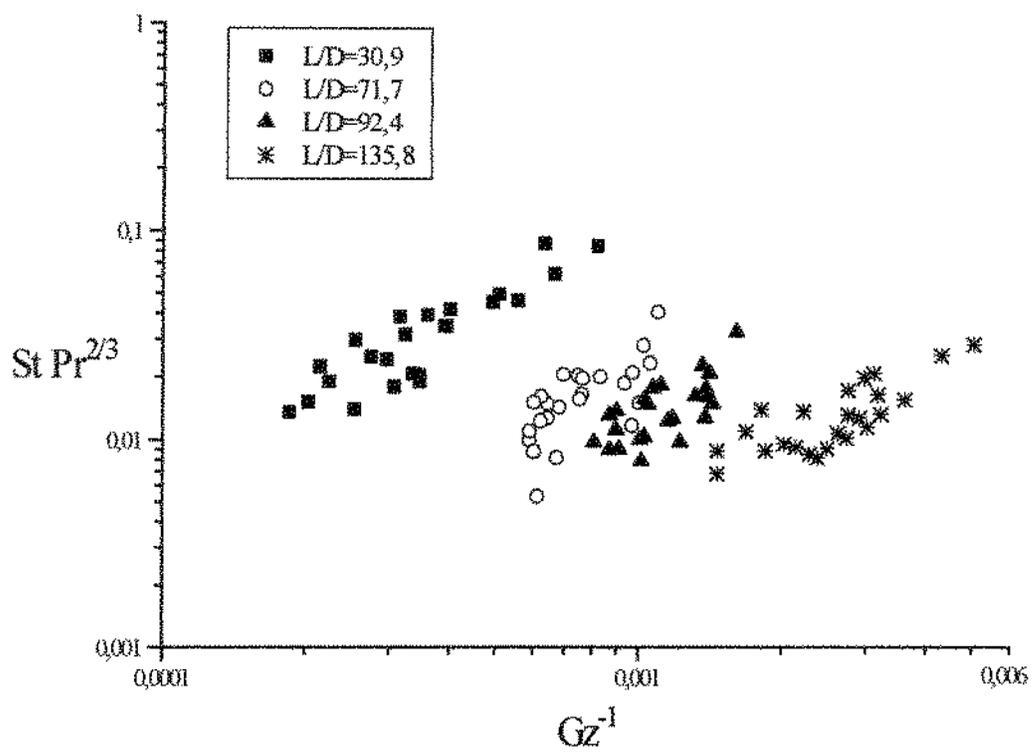


Figura 4.18 - Gráfico de $St Pr^{(2/3)}$ em função de Gz^{-1} para as situações de aquecimento e resfriamento; influência dos diferentes valores de L/D .

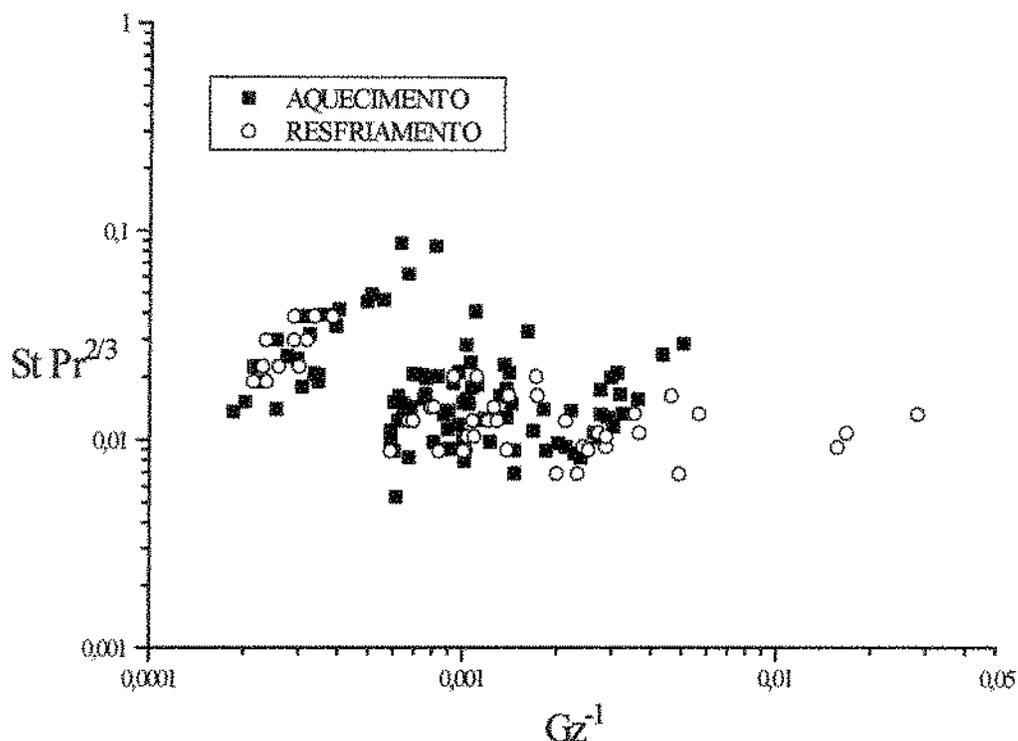


Figura 4.19 - Gráfico de $St_x Pr^{(2/3)}$ em função de Gz^{-1} para as situações de aquecimento e resfriamento.

A figura 4.20 apresenta os resultados experimentais do número de Stanton modificado (St_m) em função de Gz^{-1} para os tubos em banho com as temperaturas de aquecimento e resfriamento. São investigados como para outros coeficientes, os escoamentos das soluções de gomas Xantana (1000 ppm e 600 ppm) e Guar (2500 ppm).

Observa-se na figura as curvas de ajuste aos resultados dos escoamentos com aquecimento (curva contínua) e dos escoamentos com resfriamento (curva tracejada). Os valores de St_m são superiores nos casos dos escoamentos com aquecimento. As equações de correlação são dadas por:

$$\text{para aquecimento - } St_m = 2,89 \times 10^{-2} \times (Gz^{-1})^{-0,41};$$

$$\text{para resfriamento - } St_m = 3,48 \times 10^{-2} \times (Gz^{-1})^{-0,27}.$$

A apresentação de resultados para o fator de Colburn é comum na literatura, porém neste trabalho foi conveniente a proposta de St_m devido ao melhor agrupamento dos valores experimentais evidenciando a separação entre os casos de aquecimento e de resfriamento. Uma comparação entre as figuras 4.19 e 4.20 mostra claramente a diferença entre o fator de Colburn e St_m .

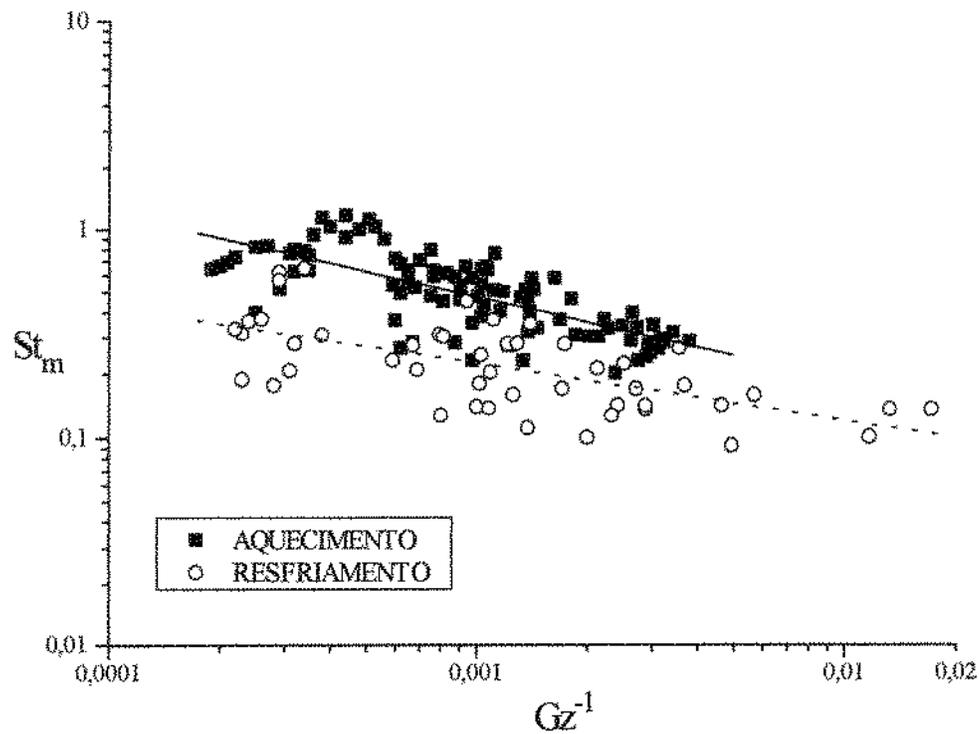


Figura 4.20 - Gráfico de St_m em função de Gz^{-1} para as situações de aquecimento e resfriamento.

Para os diversos parâmetros investigados, os coeficientes de correlação das equações de ajuste aos resultados experimentais não foram inferiores a 0,85.

4.4 - ESCOAMENTO ISOTÉRMICO - RESULTADOS NUMÉRICOS

No capítulo 3 foram apresentadas as funções propostas para modelagem do escoamento investigado neste trabalho. Suas propriedades de descrição e ajuste dos campos de velocidade e temperatura dos escoamentos com aquecimento e resfriamento, foram mostradas a partir da variação dos parâmetros associados às funções.

Na figura 4.21 apresentam-se as soluções da modelagem para Nu em função de Gz^{-1} dos escoamentos com aquecimento e resfriamento do fluido.

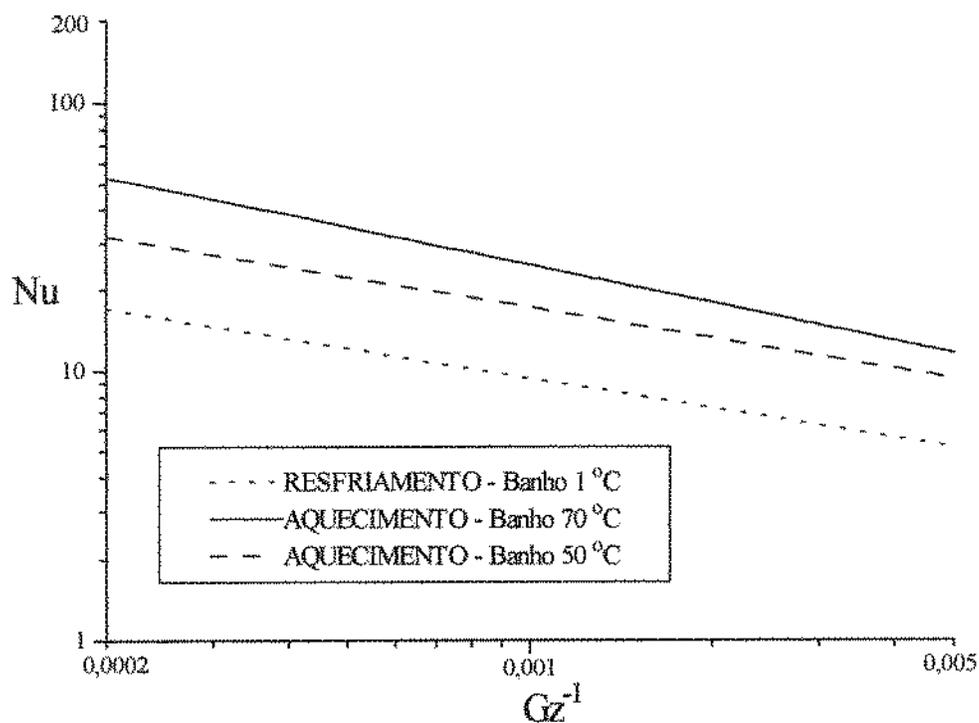


Figura 4.21 - Gráfico de Nu em função de Gz^{-1} para escoamentos com aquecimento e resfriamento; resultados da modelagem.

As curvas representam o melhor ajuste da modelagem aos resultados experimentais para os escoamentos com aquecimento e resfriamento, já apresentadas nas figuras 4.6, 4.7 e 4.8. Os resultados da modelagem da curva contínua superior foram calculados para os seguintes valores dos parâmetros de ajustes: $a=1,5$; $b=1,4$; $p=0,5$ e $q=1,0$ ($p=0,5$ e $q=1,0$ são característicos do escoamento com aquecimento). Os resultados da curva tracejada (traço longo) intermediária foram calculados para os seguintes valores dos parâmetros de ajustes: $a=1,5$; $b=1,0$; $p=0,5$ e $q=1,0$. A curva tracejada inferior (traço curto) foi calculada a partir dos seguintes valores: $a=0,5$; $b=1,0$; $p=0,5$ e $q=2,0$ ($p=0,5$ e $q=2,0$ são característicos do escoamento com resfriamento). Os valores de Nusselt calculados somente foram menores que 10 para $Gz^{-1} = 0,001$, por considerar o efeito de resfriamento (mudança de concavidade próximo a parede) no campo de velocidade. Desta forma, as equações propostas para modelagem demonstram possuir uma capacidade adequada de ajuste.

Esta propriedade também é observada ao investigar a modelagem do escoamento de entrada isotérmico, onde tem-se o desenvolvimento apenas do campo de velocidade. A figura 4.22 apresenta os resultados da velocidade adimensional ($\bar{u}=u/U_m$) no centro do tubo em função da posição axial adimensional ($\bar{x}=x/D Re$). São apresentados valores experimentais e teóricos da literatura, conforme especificados na legenda da figura 4.22. Têm-se os resultados experimentais de FARGIE & MARTIN (1971) (para Reynolds 1512 e 1229); os resultados teóricos da linearização de SPARROW & LIN (1963), e a solução variacional de TAO & GUPTA (1972).

Neste trabalho o campo de velocidade na região de entrada é aproximado pela equação (3.10b), a mesma utilizada na modelagem do escoamento com transferência de calor. As curvas de ajuste foram calculadas a partir da formulação variacional descrita anteriormente e considerando os seguintes valores para os parâmetros de ajuste:

- curva 1: $a=1, p=q=1$;
- curva 2: $a=0,5, p=q=(1/2) \times (k^a + 1)$;
- curva 3: $a=1, p=q=(1/2) \times (k^a + 1)$;
- curva 4: $a=0,8, p=q=(1/2) \times (k^a + 1)$.

As curvas 2, 3 e 4 foram produzidas definindo-se os parâmetros “p” e “q” como funções da variável livre “k” (que varia de 0 a 1). Observa-se na figura que a variação de “p” e “q” produz resultados diferentes. Os resultados da modelagem representados pela curva 3 ajustam-se melhor aos experimentais de FARGIE & MARTIN (1971), o que demonstra a capacidade desta modelagem quanto ao ajuste a outros resultados da literatura.

No caso isotérmico a evolução dos perfis de velocidade é semelhante à do escoamento com aquecimento. Por isso considera-se apenas resultados com valores inferiores ou iguais a 1 para os parâmetros “p” e “q”. O recurso de considerar “p” e “q” como funções da variável “k” poderia também ser usado na modelagem do escoamento com transferência de calor.

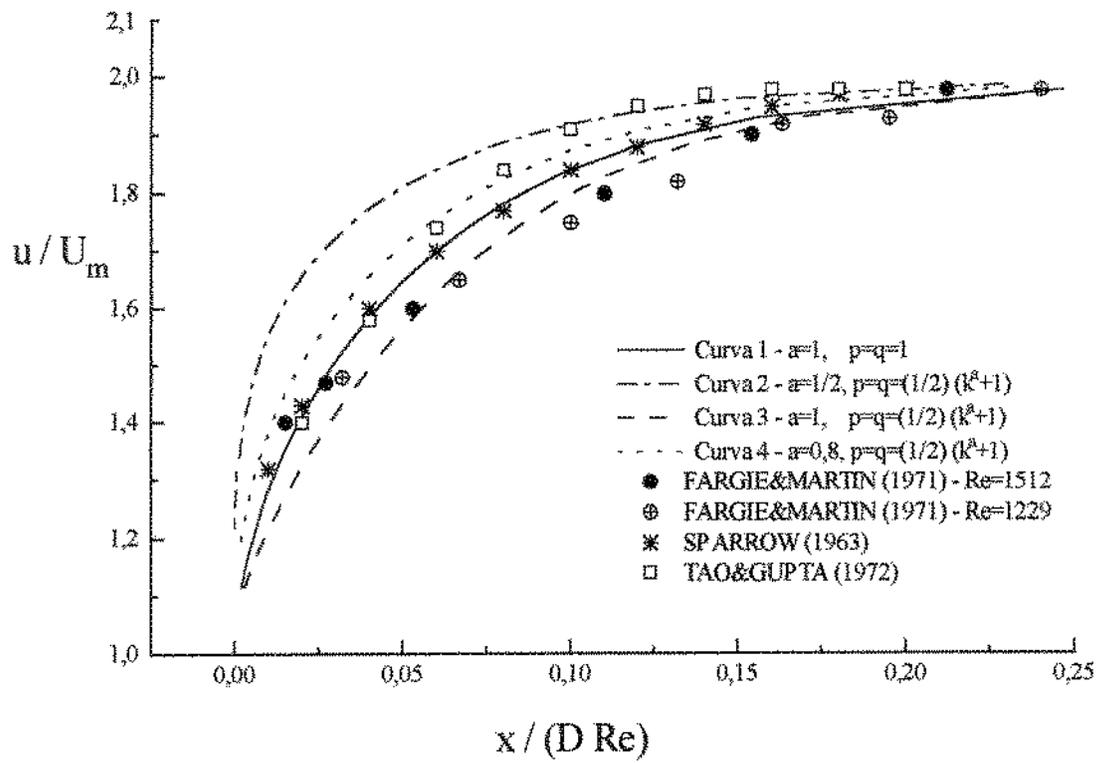


Figura 4.22 - Gráfico de u/U_m ($r=0$) em função de (x/DRe) para escoamento isotérmico de fluidos newtonianos; comparação dos resultados da modelagem com os da literatura.

4.5 - CORRELAÇÕES EXPERIMENTAIS E NUMÉRICAS

Na tabela 4.1 têm-se as equações de correlação que correspondem aos resultados experimentais e modelagem deste trabalho, apresentados nos gráficos dos itens 4.2 e 4.3. São indicados na tabela a figura na qual é apresentada a equação.

TABELA 4.1 - EQUAÇÕES DE CORRELAÇÕES PARA OS COEFICIENTES DE PERDA DE CARGA E TRANSFERÊNCIA DE CALOR

<u>RESULTADOS EXPERIMENTAIS</u>				
<u>AQUECIMENTO - RESFRIAMENTO</u>				
Φ	$3,61x(Re)^{-0,49}$ (L/D = 30,9)	$1,07x(Re)^{-0,26}$ (L/D = 30,9)	40 < Re < 400	Fig. 4.4
Φ	$0,19x(Re)^{-0,38}$ (L/D > 30,9)	$4,47x(Re)^{-0,97}$ (*) (L/D > 30,9)	30 < Re < 400 4 < Re < 300 (*)	Fig. 4.4
Nu	$0,54(Gz^{-1})^{-0,53}$ (30,9 ≤ L/D ≤ 135,4)	$0,46(Gz^{-1})^{-0,43}$ (30,9 ≤ L/D ≤ 135,4)	$2x10^{-4} < Gz^{-1}$ $Gz^{-1} < 4x10^{-3}$	Fig. 4.9
St_m	$2,89x10^{-2}(Gz^{-1})^{-0,41}$ (30,9 ≤ L/D ≤ 135,8)	$3,48x10^{-2}(Gz^{-1})^{-0,27}$ (30,9 ≤ L/D ≤ 135,8)	$2x10^{-4} < Gz^{-1}$ $Gz^{-1} < 4x10^{-3}$	Fig. 4.20
<u>RESULTADOS DA MODELAGEM</u>				
Nu	$1,33(Gz^{-1})^{-0,39}$ (30,9 ≤ L/D ≤ 135,8)	$0,73(Gz^{-1})^{-0,37}$ (30,9 ≤ L/D ≤ 135,8)	$2x10^{-4} < Gz^{-1}$ $Gz^{-1} < 4x10^{-3}$	Fig. 4.9

Na tabela 4.2 apresentam-se as equações de correlações que correspondem aos resultados de Φ em tubos de diferentes L/D, e de Nu para os escoamentos com aquecimento em diferentes temperaturas do banho térmico.

TABELA 4.2 - EQUAÇÕES DE CORRELAÇÕES PARA OS COEFICIENTES DE PERDA DE CARGA E TRANSFERÊNCIA DE CALOR

<u>RESULTADOS EXPERIMENTAIS</u>				
<u>AQUECIMENTO - RESFRIAMENTO (*)</u>				
Φ	$4,10 \times (\text{Re})^{-0,53}$ (L/D = 30,9)	$1,13 \times (\text{Re})^{-0,28}$ (L/D = 30,9)	50 < Re < 400 70 < Re < 300 (*)	Figs. 4.1/4.2 Respec/te.
Φ	$0,19 \times (\text{Re})^{-0,31}$ (L/D = 71,7)	$1,19 \times (\text{Re})^{-0,74}$ (L/D = 71,7)	100 < Re < 400 50 < Re < 300 (*)	Figs. 4.1/4.2 Respec/te.
Φ	$0,14 \times (\text{Re})^{-0,33}$ (L/D = 92,4)	$4,29 \times (\text{Re})^{-0,97}$ (L/D = 92,4)	80 < Re < 400 20 < Re < 300 (*)	Figs. 4.1/4.2 Respec/te.
Φ	$0,04 \times (\text{Re})^{-0,16}$ (L/D = 135,8)	$7,10 \times (\text{Re})^{-1,18}$ (L/D = 135,8)	30 < Re < 200 4 < Re < 200 (*)	Figs. 4.1/4.2 Respec/te.
<u>AQUECIMENTO</u>				
BANHO TÉRMICO: <u>70 °C</u> <u>50 °C</u>				
Nu	$0,69(\text{Gz}^{-1})^{-0,47}$ (30,9 ≤ L/D ≤ 135,8)	$0,25(\text{Gz}^{-1})^{-0,66}$ (30,9 ≤ L/D ≤ 135,8)	$2 \times 10^{-4} < \text{Gz}^{-1}$ $\text{Gz}^{-1} < 4 \times 10^{-3}$	Figs. 4.6/4.7 Respec/te.
<u>RESULTADOS DA MODELAGEM</u>				
Nu	$1,26(\text{Gz}^{-1})^{-0,38}$ (30,9 ≤ L/D ≤ 135,8)	$0,97(\text{Gz}^{-1})^{-0,47}$ (30,9 ≤ L/D ≤ 135,8)	$2 \times 10^{-4} < \text{Gz}^{-1}$ $\text{Gz}^{-1} < 4 \times 10^{-3}$	Figs. 4.6/4.7 Respec/te.

Os escoamentos analisados para as soluções de gomas Xantana e Guar estão de acordo com seguintes intervalos médios para os adimensionais de Reynolds e Prandtl:

- Goma Xantana (600 ppm): aquecimento - Pr: 250-500; Rey: 150-400;

resfriamento - Pr: 300-750; Rey: 90-280;

- Goma Xantana (1000 ppm): aquecimento - Pr: 350-800; Rey: 80-300;

resfriamento - Pr: 300-900; Rey: 50-270;

- Goma Guar (2500 ppm): aquecimento - Pr: 450-950; Rey: 50-200;

resfriamento - Pr: 550-1100; Rey: 20-130.

Na literatura, não foram encontradas referências que investigassem o escoamento de fluidos não newtonianos intervalos semelhantes para "Pr" como os deste trabalho.

5. CONCLUSÕES E SUGESTÕES

A partir da metodologia de investigação teórica e experimental descrita no capítulo 3 e das comparações e observações realizadas no capítulo 4 pode-se concluir que:

- o modelo reológico de Ostwald-de-Waele (Lei de Potência) descreve muito bem o comportamento das soluções de Gomas Xantana e Guar utilizadas neste trabalho;

- o índice de consistência (K) foi bem representado como uma função exponencial da temperatura, e o índice de comportamento (n) não apresentou variações significativas com a temperatura sendo, portanto considerado constante;

- a partir da construção experimental, foi possível reportar resultados que descrevem adequadamente o escoamento estudado. A apresentação dos resultados comparados a uma faixa de $\pm 30\%$ (figuras 4.6, 4.7 e 4.8) demonstra a boa acurácia experimental;

- os resultados experimentais estão de acordo com outros resultados da literatura. As correlações são aplicáveis para fluidos pseudoplásticos ($n=0.6$) no intervalo de $0,0002 < Gz^{-1} < 0,01$, $300 < Pr < 1000$, $30 < Rey < 400$ e $30,9 < L/D < 135,8$;

- os resultados experimentais, nos casos do escoamento com aquecimento para $L/D = 30,9$, apresentam em relação aos escoamentos em tubos de $L/D = 71,7$, $92,4$ e $135,8$, valores maiores do fator de atrito, Φ ;
- os resultados experimentais para tubos de $L/D = 71,7$, $92,4$ e $135,8$, no caso do escoamento com resfriamento de goma Guar (2500 ppm), abrangem uma faixa mais ampla de Re , porém demonstram uma apreciável diferença na inclinação da reta ajustada para decrever o fator de atrito quando comparado aos escoamentos de gomas Xantana (600 ppm e 1000 ppm);
- os resultados da modelagem estão em acordo com aqueles apresentados das investigações da literatura. Tais resultados ajustam-se adequadamente aos dados experimentais deste trabalho e possuem uma boa capacidade de ajuste a partir da variação dos parâmetros presentes nas equações propostas.

Mediante os resultados, conclusões e desenvolvimento deste trabalho, novas investigações mostram-se interessantes para ampliar a compreensão de outros fenômenos dos escoamentos de entrada com transporte de calor. Portanto têm-se as seguintes sugestões:

- ampliação do intervalo de Graetz, através do aumento do comprimento dos tubos na construção experimental, permitindo o estudo de escoamentos com perfis de velocidade desenvolvido;
- construção de um reservatório transparente para a visualização do escoamento e investigação das condições de entrada; melhorias no isolamento térmico do reservatório responsável pela geração da região de entrada; realização de medições de queda de pressão;

- investigação do escoamento para outros fluidos que abrangem maior variedade de comportamento reológico, principalmente de fluidos não-newtonianos importantes no processamento de alimentos;
- investigação experimental do escoamento em regimes de transição e turbulento, como uma extensão à análise de casos de grande interesse prático;
- extensão das equações propostas também na modelagem do escoamento turbulento com transporte de calor na região de entrada;
- estudo do escoamento em tubos com outras geometrias de relevância nos equipamentos de troca de calor, como, por exemplo: anular, quadrada, triangular, circular com aletas internas.

6. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. APARECIDO, J. B., COTTA, R. M. Thermally developing laminar flow inside rectangular ducts. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 33, n.2, p. 341-347, 1990.
2. _____. Laminar thermally developing flow inside right-angulary triangular ducts. *Applied Scientific Research*, v. 49, p. 355-368, 1992.
3. ARPACI, V. S. *Conduction Heat Transfer*. Michigan: Addison-Wesley, Michigan, 1966.
4. BEJAN, A. *Convection Heat Transfer*. New York: John Wiley Sons, 1984.
5. BENEDICT, R. P. *Fundamentals of Temperature, Pressure and Flow Measurements*. New York: Wyley-Interscience Publication, 1984.
6. BEN-SABAR, E., CASWELL, B. A stable finite element simulation of convective transport. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, v. 14, p.545-565, 1979.
7. BIRD, R. B., STEWART, W. E. e LIGHTFOOT, E. W. *Transport Phenomena*. London: John Wiley, 1960.
8. BIRD, R. B., ARMSTRONG, R. C. e HASSAGER, O. *Dynamics of Polymeric Liquids*. V. 1, New York: John Wiley, 1987.

9. BOAS, M.L. *Mathematical Methods in the Physical Sciences*. New York: John Wiley & Sons, 1983.
10. BURMEISTER, L.C.. *Convective Heat Transfer*. New York: John Wiley, 1978.
11. BUTKOV, E. *Física Matemática*. Rio de Janeiro: Editora Guanabara Dois, 1983.
12. CAMPBELL, W.D., SLATTERY, J.C. Flow in the entrance of a tube. *Journal of Basic Engineering*, v. 85, n. 3, p. 41-46, 1963.
13. CARVALHO, M. S., MENDES, P. R. S. Heat transfer in the non-Newtonian axisymmetric flow in the neighborhood of a sudden contraction. *Journal of Heat Transfer*, v. 114, p. 582-588, 1992.
14. CEBECI, T., BRADSHAW, P. *Physical and Computational Aspects of Convective Heat Transfer*. New York: Springer-Verlag, 1988.
15. CHAKRABARTTY, S. K. A finite volume nodal point scheme for solving two dimensional Navier-Stokes equations. *Acta Mechanica*, v. 84, p. 139-153, 1990.
16. CHURCHILL, S.W. Comprehensive correlating equations for heat, mass and momentum transfer in fully developed. *Fundamental Industry Engineering Chemistry*, v. 16, n. 1, p. 109-116, 1977.
17. COMINI, G., GIUDICI, S., STRADA, M. Finite element analysis of laminar flow in the entrance region of ducts. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, v. 15, p. 507-517, 1980.
18. COTTA, R. M. On the solution of periodic multidimensional diffusion problems. *International Communications Heat Mass Transfer*, v. 16, p. 569-579, 1989.

19. DAVIS, E.J. Exact solutions for a class of heat and mass transfer problemas. The canadian journal of chemical engineering, v. 51, n. 10, 1973.
20. DURST, F. Optical techniques for fluid flow and heat transfer. Experimental Thermal and Fluid Science, v. 3, p. 33-51, 1990.
21. EL-SHAARAWI, M. A. I., ALKAM, M. K. Transient forced convection in the entrance region of concentric annuli. International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 35, n.12, p. 3335-3344, 1992.
22. ELSGOLTZ, L. Ecuaciones Diferenciales y Cálculo Variational. Moscou: Editorial Mir, 1977.
23. FARGIE, D., MARTIN, B. W. Developing laminar flow in a pipe of circular cross-section. Proceeding Royal Society of London, v. A.321, p. 461-476, 1971.
24. FARHANIEH, B., SUNDEN, B. Three-dimensional laminar flow and heat transfer in the entrance region of trapezoidal ducts. International Journal of Numerical Methods in Fluids, v. 13, p. 537-556, 1991.
25. FONTES, S. R. Desenvolvimento de uma técnica matemática para modelagem do escoamento laminar na região de entrada de um duto circular. São Carlos: 164 p. Tese (Mestrado), Departamento de Hidráulica e Saneamento, E.E.S.C. USP, 1991.
26. FONTES, S. R., GASPARETTO, C. A. Escoamento laminar newtoniano na região de entrada de tubos circulares porosos. Anais do XXI Encontro Sobre Escoamento em Meios Porosos, p. 815-823, Outubro, 1993.

27. _____. Escoamento laminar permanente não-newtoniano em tubos circulares porosos. Anais do X Congresso Brasileiro de Engenharia Química, p. 20-25, Setembro, 1994.
28. _____. Escoamento laminar newtoniano entre placas paralelas porosas. Anais do II Congresso Iberoamericano em Ciência e Tecnologia de Membranas, p. 231-237, Agosto, 1994.
29. FORRAY, J. M. Variational Calculus Inscience and Engineering. New York: McGraw-Hill Book Company, 1980.
30. FOX, R. W., McDONALD, A. T. Introdução à Mecânica dos Fluidos. Rio de Janeiro: Guanabara Dois, 1981.
31. GHAJAR, A. J., TAM, L. Heat transfer measurements and correlations in the transition region for a circular tube with three different inlet configurations. Experimental Thermal and Fluid Science, v. 8, p. 79-90, 1994.
32. GIORGETTI, M. F. Determinação através da formulação variacional dos coeficientes de perda de carga em escoamentos laminares no interior de dutos. São Carlos: 157 p. Tese (Doutorado), Departamento de Hidráulica e Saneamento, E.E.S.C. USP, 1971.
33. _____. An approximate solution for the Reynolds differential equation of hydrodynamic lubrification. International Journal of Mathematics Education and Science Technology, v. 21, n. 6, p. 871-881, 1990.
34. GLICKSMAN, M. Gum Technology in the Food Industry. New York: Academic Press, 1969.
35. _____. Food Hydrocolloids. New York: CRC Press, 1980.

36. GORLA, R. S. R. G., MADDEN, P. E. A variational approach to non-steady non-newtonian flow in a circular pipe. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, v. 16, p. 251-265, 1984.
37. GUPTA, R.C., AGARWAL, R.P. Non-newtonian fluid flow development in a circular pipe. *Fluid Dynamics Research*, v. 12, p. 203-213, 1993.
38. HSIEH, S., LIN, C. An experimental study of laminar entrance flow and heat transfer in finned tube annuli. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 36, n.9, p. 2457-2471, 1993.
39. HUIREN, Z., SONGLING, L. Numerical simulation of transitional flow and heat transfer in a smooth pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 34, n.10, p. 2475-2482, 1991.
40. HUNG, C., PERNG, Y. Flow of non-newtonian fluid in the entrance region of tube porous walls. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, v. 12, n. 3, p. 263-268, 1991.
41. INCROPERA, F. P., DeWITT, D.P. *Fundamentals of Heat Transfer*. New York: John Wiley & Sons, Inc, 1981.
42. JAVERI, V. Simultaneous development of the laminar velocity and temperature fields in a circular duct for the temperature boundary condition of the third kind. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 19, n.8-1, p. 943-949, 1976.
43. JOHNSTON, P. R. Axial conduction and the Graetz problem for a Bingham plastic in laminar tube flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 34, n.4/5, p. 1209-1217, 1991.
44. JOSHI, S. D., BERGLES, A. E. Experimental study of laminar heat transfer to In-tube flow of non-newtonian fluids. *Journal of Heat Transfer*, v. 102, p. 397-401, 1980.

45. JOSHI, S. D., BERGLES, A. E. Heat transfer to laminar flow of non-newtonian pseudoplastic fluids in tubes. *Heat Transfer*, v. 3, p. 51-56, Hemisphere, Washington, D.C., 1982.
46. KAKAÇ, S. et alli. *Handbook of Single Phase Convective Heat Transfer*. New York: JohWiley-Sons, capítulo 3, 1987.
47. KAKAÇ, S. et alii. *Low Reynolds Number Flow Heat Exchangers*. New York: Hemisphere Publishing Corporation, capítulo 3, 1983.
48. KAY, J. M., NEDDERMAN, R. M. *Fluid Mechanics and Transfer Process*. New York: Cambridge University Press, 1985, EUA.
49. KAYS, A., CRAWFORD, B. *Convective and Mass Transfer*. New York: McGraw-Hill, 1966.
50. KREITH, F. *Princípios da Transmissão de Calor*. São Paulo: Editora Edgard Blucher Ltda, 1973.
51. KREYZIG, E. *Advanced Engineering Mathematics*. New York: John Wiley & Sons, 6^a edição, 1988.
52. LAKSHMINARAYANAN, R., HAJI-SHEIKH, A. Entrance heat transfer in isosceles and right triangular ducts. *Journal of Thermophysics*, v. 6, n. 1, jan-mar, 1992.
53. LANGHAAR, H. L. Steady flow in the Transition length of a straight tube. *Journal Applied of Mechanics*, n. 9, p. A55-A58, 1942.
54. LEE, F. S., HWANG, G. J. The effect of asymmetric heating on the onset of thermal instability in the thermal entrance region of a parallel plate channel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 34, n.9, p. 2207-2218, 1991.

55. LEI, Q. M., TRUPP, A. C. Experimental study of laminar mixed convection in the entrance region of a horizontal semicircular duct. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 34, n.9, p. 2361-2372, 1991.
56. LI, R. Hydrodynamic entrance lengths of non-newtonian laminar falling films. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, v. 69, p. 383-385, 1991.
57. MAHALIGHAM, R., TILTON, L.O., COULSON, J.M. Heat transfer in laminar flow of non-newtonian fluids. *Chemical Engineering Science*, v. 30, p. 921-929, 1975.
58. MATRAS, Z., NOWAK, Z.. Laminar Entry Length Problem for Power Law Fluids. *Acta Mechanica*, v. 48, p. 81-90, 1983.
59. MEHROTRA, A.K. , PATIENCE, G. S. Unified entry length for newtonian and power-law fluids in laminar pipe flow. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, v. 68, p. 529-533, 1990.
60. MIKHAILOV, M. D., OZISIK, M. N. *Unified Analysis and Solutions of Heat and Mass Diffusion*. New York: John-Wiley & Sons, 1984.
61. MOFFAT, R. J. Some experimental methods for heat transfer studies. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 3, p. 14-32, 1990.
62. NARUSAWA, U. Numerical analysis of mixed convection at the entrance region of a rectangular duct heated from below. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 36, n.9, p. 2375-2384, 1993.

63. NGUYEN, T. V. Low reynolds number simultaneously developing flows in the entrance region of parallel plates. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 34, n.4/5, p. 1219-1225, 1991.
64. NGUYEN, T. V. Laminar heat transfer for thermally developing flow in ducts. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 35, n.7, p. 1733-1741, 1992.
65. NGUYEN, T. V., MACLAINE-CROSS, I. L. Simultaneously developing laminar flow, forced convection in the entrance region of parallel plates. *International Journal of Heat Transfer*, v. 113, p. 837-842, 1991.
66. NOUAR, C., DEVIENNE, R., LÉBOUCHE, M. Convection thermique pour un fluide de Herschel-Bulkley dans la région d'entrée d'une conduite. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 37, n. 1, p. 1-12, 1994.
67. PAGLIARINI, G. Steady laminar heat transfer in the entry region of circular tubes with axial diffusion of heat and momentum. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 32, n.6, p. 037-1052, 1989.
68. PERTENCE, A. J. *Amplificadores Operacionais*. Rio de Janeiro: McGraw-Hill, 3.^a edição, 1988.
69. PRUSA, J., MANGLIK, R. M. Asymptotic and numerical solutions for thermally developing flows of newtonian and non-newtonian fluids in circular tubes with uniform wall temperature. *Numerical Heat Transfer, Part A*, v. 26, p. 199-217, 1994.

70. RAO, S. S. The Finite Element Method in Engineering.
New York: Pergamon Press, 1988.
71. SAVKAR, S. D. On variational formulation of a class of
thermal entrance problems. International Journal of Heat and
Mass Transfer v. 13, p. 1187-1197 1970.
72. SCHECHTER, R. S. The Variational Method in Engineering.
New York: Mcgraw-Hill, 1967.
73. SCHLICHTING, H. Boundary Layer Theory. New York : McGraw
Hill, 1955.
74. SCIROCCO, V., DEVIENNE, R. e LÉBOUCHE, M. Écoulement
laminaire et transfert de chaleur pour un fluide pseudo-plastique
dans la zone d'entrée d'un tube. International Journal of Heat
and Mass Transfer v.. 28, n. 1, p. 91-99, 1985.
75. SHAH, R. K., LONDON, A. L. Laminar Flow Forced Convection in
Ducts. New York: Academic Press, 1978.
76. SHIH, Y., HUANG, C., TSAY, S. Extended Leveque solution for laminar
heat transfer to power-law fluids in pipes with wall slip. International
Journal of Heat and Mass Transfer v. 38, n. 3, p. 403-408, 1995.
77. SHI-XING, Z., ZHI-QING, W. A Study on flow resistance in the
entrance region of isosceles triangular ducts. Applied Mathematics
and Mechanics, v. 14, n.9, p. 837-852, 1993.
78. SHOME, B., JENSEN, M. K. Correlations for simultaneously developing
laminar flow and heat transfer in a circular tube. International
Journal of Heat and Mass Transfer, v. 36, n. 10, p. 2710-13, 1993.

79. SHOME, B., JENSEN, M. K. Mixed convection laminar flow and heat transfer of liquids in isothermal horizontal circular ducts. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 38, n. 11, p. 1945-56, 1995.
80. SILVA, J. B. C., COTTA, R. M. e APARECIDO, J. B. Analytical solutions to simultaneously developing laminar flow inside parallel-plate channels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 35, n. 4, p. 887-895, 1992.
81. SPARROW, E. M., LIN, S.H. Flow development in the hydrodynamics entrance region of tubes and ducts. *The physics of fluids*. v. 7, n.3, p. 338-347, 1963.
82. SPARROW, E. M., SIEGEL, R. Application of variational methods to the thermal entrance region of ducts. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 1, p. 161-172, 1960.
83. SPARROW, E. M., LIN, S. H. e LUNDGREN, T. S. Flow development in the hydrodynamic entrance region of tubes and ducts. *The Physics of Fluids*, v. 7, p. 338-347, 1964.
84. STEIN, W. A. A new equation for heat and mass transfer in pipe flow. Part 1. *International Chemical Engineering*, v. 32, n. 3, July, p. 431-438, 1990.
85. _____. A new equation for heat and mass transfer in pipe flow. Part 2. *International Chemical Engineering*, v. 32, n. 3, July, p. 439-448, 1990.
86. TAMADDON-JAHROMI, H. R., DING, D., WEBSTER, M. F., TOWNSEND, P. A Taylor-Galerkin finite element method for non-newtonian flows. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, v. 34, p. 741-757, 1992.

87. TAO, L.N., GUPTA, S.D. Variational analysis of the flow development in the region of circular tubes and parallel-plate channels. Proceedings of the 13th Midwestern Mechanics Conference: v. 7, n.19, p. 247-263, 1972.
88. TELIS, J.R. , GASPARETTO, C.A. Hidrodinámica y transferencia de calor en flujos laminares de fluidos no-newtonianos. In: IV Congreso Latinoamericano de Transferencia de Calor y Materia, Anais: 147-150, La Serena-Chile, 1991.
89. TELIS, J.R. Hidrodinâmica e Transferência de Calor do Escoamento Laminar de Fluidos Não-newtonianos em Tubos. Campinas: 125 p. Tese (Doutorado), Faculdade de Engenharia de Alimentos, UNICAMP, 1991.
90. TOH, K. H., GHAJAR, A. J. Heat transfer in the thermal entrance region for viscoelastic fluids in turbulent pipe flows. International Journal of Heat and Mass Transfer, v. 31, n. 6, p. 1261-1267, 1988.
91. TOUCHARD, G., HUMEAU, P., BORZEIX, J., ROMAT, H. Mécanisme de formation de la couche diffusen à l'entree d'une conduite de section circulaire. Revue Physics Applied, v. 22, p. 1065-1069, 1987.
92. TRAVELHO, J. S., SANTOS, W. F. N. Solution for transient conjugated forced convection in the thermal entrance region of a duct with periodically varying inlet temperature. Journal of Heat Transfer, v.113, p. 558-562, 1991.
93. UELL, K. S., PISANO, A. P. e HOWE, R. T. Microsensors for heat transfer and fluid flow measurement. Experimental Thermal and Fluid Science, v. 3, p. 52-59, 1990.

94. VRADIS, G. C., DOUGHER, J., KUMAR, S. Entrance pipe flow and heat transfer for a Bingham plastic. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 36, n. 3, p. 543- 552, 1993.
95. WARREN, M.R., HARTNETT, J.P. e GANIC, E.N. *Handbook of Heat Transfer Applications*, Mc Graw Hill, 1985.
96. WHITE, S. A., GOTSIS, A. D., BAIRD, D. G. Review of the entry flow problem: experimental and numerical. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, v. 24, p. 121-160, 1987.
97. WYLIE, Jr. C. R. *Advanced Engineering Mathematics*. New York: McGraw-Hill, capítulo 12, 1975.
98. YOO, S. S., HWANG, T. S., EUM, C. S., BAE, S. C. Turbulent heat transfer of polyacrylamide solutions in the thermal entrance region of circular tube flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 36, n. 2, p. 365- 370, 1993.
99. ZHANG, H. Y., EBADIAN, M. A. Convective heat transfer in the thermal entrance region of parallel-flow noncircular duct heat exchanger arrays. *Warme und Stoffubertragung*, v. 27, p. 465-472, 1992.

ANEXO A

Resultados experimentais dos escoamentos de soluções de gomas Xantana (600 ppm e 1000 ppm) e goma Guar (2500 ppm) em condições de aquecimento e resfriamento.

<u>Fluido</u> : Goma Xantana		<u>Banho Térmico</u> : 70 °C	
<u>Concentração</u> : 600 ppm		<u>Tubo</u> : L/D=135,8	
<u>Controlador de Nível</u> (Cm)	<u>Vazão Mássica</u> (Kg/s)	<u>Temperatura do Fluido</u> (°C)	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
78	$1,53 \times 10^{-02}$	35,4	40,2
102	$1,70 \times 10^{-02}$	36,2	40,5
130	$1,86 \times 10^{-02}$	35,5	39,5
156	$2,03 \times 10^{-02}$	36,0	39,8

<u>Fluido</u> : Goma Xantana		<u>Banho Térmico</u> : 70 °C	
<u>Concentração</u> : 600 ppm		<u>Tubo</u> : L/D=92,4	
<u>Controlador de Nível</u> (Cm)	<u>Vazão Mássica</u> (Kg/s)	<u>Temperatura do Fluido</u> (°C)	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
78	$3,24 \times 10^{-02}$	35,1	39,0
102	$3,93 \times 10^{-02}$	35,0	38,5
130	$4,60 \times 10^{-02}$	35,1	38,0
156	$5,09 \times 10^{-02}$	37,5	40,0

<u>Fluido:</u> Goma Xantana		<u>Banho Térmico:</u> 70 °C	
<u>Concentração:</u> 600 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=71,7	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
78	$4,96 \times 10^{-02}$	35,2	38,7
102	$6,09 \times 10^{-02}$	35,0	38,3
130	$7,18 \times 10^{-02}$	34,6	37,3
156	$7,85 \times 10^{-02}$	37,5	39,5

<u>Fluido:</u> Goma Xantana		<u>Banho Térmico:</u> 70 °C	
<u>Concentração:</u> 600 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=30,9	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
78	$1,69 \times 10^{-01}$	35,2	36,7
102	$2,07 \times 10^{-01}$	35,5	36,7
130	$2,29 \times 10^{-01}$	35,0	36,0
156	$2,50 \times 10^{-01}$	35,6	36,5

<u>Fluido:</u> Goma Xantana		<u>Banho Térmico:</u> 50 °C	
<u>Concentração:</u> 600 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=135,8	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
65	$1,30 \times 10^{-02}$	33,0	36,2
103	$1,84 \times 10^{-02}$	33,0	35,9
126	$1,94 \times 10^{-02}$	34,0	36,1
155	$2,06 \times 10^{-02}$	33,5	35,4

<u>Fluido:</u> Goma Xantana		<u>Banho Térmico:</u> 50 °C	
<u>Concentração:</u> 600 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=92,4	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
65	$2,90 \times 10^{-02}$	32,0	34,5
103	$3,88 \times 10^{-02}$	33,5	35,6
126	$4,44 \times 10^{-02}$	33,8	35,4
155	$5,11 \times 10^{-02}$	33,5	34,8

<u>Fluido:</u> Goma Xantana		<u>Banho Térmico:</u> 50 °C	
<u>Concentração:</u> 600 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=71,7	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
65	$4,39 \times 10^{-02}$	31,5	33,5
103	$6,21 \times 10^{-02}$	33,5	35,2
126	$6,88 \times 10^{-02}$	34,5	35,9
155	$7,99 \times 10^{-02}$	34,0	35,0

<u>Fluido:</u> Goma Xantana		<u>Banho Térmico:</u> 50 °C	
<u>Concentração:</u> 600 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=30,9	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
63	$1,51 \times 10^{-01}$	32,7	33,7
103	$1,96 \times 10^{-01}$	33,0	33,8
126	$2,22 \times 10^{-01}$	33,7	34,2
155	$2,51 \times 10^{-01}$	33,0	33,4

<u>Fluido:</u> Goma Xantana		<u>Banho Térmico:</u> 1 °C	
<u>Concentração:</u> 600 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=135,8	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
76	$1,32 \times 10^{-02}$	27,6	25,3
103	$1,72 \times 10^{-02}$	26,5	24,8
132	$1,93 \times 10^{-02}$	28,1	26,7
156	$2,00 \times 10^{-02}$	28,0	26,8

<u>Fluido:</u> Goma Xantana		<u>Banho Térmico:</u> 1 °C	
<u>Concentração:</u> 600 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=92,4	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
76	$3,33 \times 10^{-02}$	27,4	25,4
103	$3,87 \times 10^{-02}$	26,1	24,7
132	$4,51 \times 10^{-02}$	27,7	26,5
156	$4,58 \times 10^{-02}$	27,7	26,7

<u>Fluido:</u> Goma Xantana		<u>Banho Térmico:</u> 1 °C	
<u>Concentração:</u> 600 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=71,7	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
76	$4,99 \times 10^{-02}$	27,5	26,1
103	$5,90 \times 10^{-02}$	26,2	25,1
132	$6,97 \times 10^{-02}$	27,4	26,4
156	$7,92 \times 10^{-02}$	27,0	26,3

<u>Fluido:</u> Goma Xantana		<u>Banho Térmico:</u> 1 °C	
<u>Concentração:</u> 600 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=30,9	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
76	$1,61 \times 10^{-01}$	26,0	25,2
103	$1,98 \times 10^{-01}$	26,7	26,2
132	$2,04 \times 10^{-01}$	27,5	27,1
156	$2,16 \times 10^{-01}$	27,8	27,4

<u>Fluido:</u> Goma Xantana		<u>Banho Térmico:</u> 70 °C	
<u>Concentração:</u> 1000 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=135,8	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
75	$1,40 \times 10^{-02}$	34,0	38,5
98	$1,78 \times 10^{-02}$	33,0	37,0
125	$2,19 \times 10^{-02}$	34,5	38,0
158	$2,35 \times 10^{-02}$	34,0	37,2

<u>Fluido:</u> Goma Xantana		<u>Banho Térmico:</u> 70 °C	
<u>Concentração:</u> 1000 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=92,4	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
75,0	$3,55 \times 10^{-02}$	34,2	37,7
98,0	$4,05 \times 10^{-02}$	32,6	35,5
125,0	$4,54 \times 10^{-02}$	34,6	37,0
158,0	$4,78 \times 10^{-02}$	34,5	36,7

<u>Fluido:</u> Goma Xantana		<u>Banho Térmico:</u> 70 °C	
<u>Concentração:</u> 1000 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=71,7	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
75,0	$5,62 \times 10^{-02}$	33,0	36,2
98,0	$6,85 \times 10^{-02}$	32,1	34,6
125,0	$7,49 \times 10^{-02}$	34,0	36,1
158,0	$7,74 \times 10^{-02}$	33,6	35,4

<u>Fluido:</u> Goma Xantana		<u>Banho Térmico:</u> 70 °C	
<u>Concentração:</u> 1000 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=30,9	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
75,0	$1,48 \times 10^{-01}$	34,0	35,7
98,0	$1,83 \times 10^{-01}$	31,5	33,0
125,0	$2,18 \times 10^{-01}$	34,2	35,3
158,0	$2,41 \times 10^{-01}$	34,0	34,4

<u>Fluido:</u> Goma Xantana		<u>Banho Térmico:</u> 50 °C	
<u>Concentração:</u> 1000 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=135,8	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
67,0	$1,08 \times 10^{-02}$	28,5	31,7
100,0	$1,68 \times 10^{-02}$	30,0	33,0
129,0	$2,12 \times 10^{-02}$	31,0	33,5
159,0	$2,41 \times 10^{-02}$	31,1	33,2

<u>Fluido:</u> Goma Xantana		<u>Banho Térmico:</u> 50 °C	
<u>Concentração:</u> 1000 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=92,4	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
67,0	$3,00 \times 10^{-02}$	28,1	30,5
100,0	$4,08 \times 10^{-02}$	30,2	31,9
129,0	$4,62 \times 10^{-02}$	30,5	32,4
159,0	$5,32 \times 10^{-02}$	31,8	33,5

<u>Fluido:</u> Goma Xantana		<u>Banho Térmico:</u> 50 °C	
<u>Concentração:</u> 1000 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=71,7	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
67,0	$4,82 \times 10^{-02}$	28,0	30,0
100,0	$6,13 \times 10^{-02}$	29,8	31,6
129,0	$7,49 \times 10^{-02}$	29,9	31,5
159,0	$8,55 \times 10^{-02}$	30,0	31,5

<u>Fluido:</u> Goma Xantana		<u>Banho Térmico:</u> 50 °C	
<u>Concentração:</u> 1000 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=30,9	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
67,0	$1,32 \times 10^{-01}$	29,0	30,3
100,0	$1,76 \times 10^{-01}$	29,5	30,6
129,0	$2,19 \times 10^{-01}$	30,4	31,2
159,0	$2,56 \times 10^{-01}$	30,0	30,5

<u>Fluido:</u> Goma Xantana		<u>Banho Térmico:</u> 1 °C	
<u>Concentração:</u> 1000 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=135,8	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
60,5	$8,25 \times 10^{-03}$	26,0	23,5
85,5	$1,28 \times 10^{-02}$	27,5	25,3
110,0	$1,64 \times 10^{-02}$	28,0	26,5
125,0	$1,86 \times 10^{-02}$	28,1	27,0

<u>Fluido:</u> Goma Xantana		<u>Banho Térmico:</u> 1 °C	
<u>Concentração:</u> 1000 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=92,4	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
63,0	$2,71 \times 10^{-02}$	25,2	23,5
90,0	$3,65 \times 10^{-02}$	26,6	25,1
115,0	$4,32 \times 10^{-02}$	27,0	26,0
130	$4,67 \times 10^{-02}$	27,8	27,3

<u>Fluido:</u> Goma Xantana		<u>Banho Térmico:</u> 1 °C	
<u>Concentração:</u> 1000 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=71,7	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
63,0	$4,23 \times 10^{-02}$	23,1	21,7
90,0	$5,77 \times 10^{-02}$	26,5	25,4
115,0	$6,75 \times 10^{-02}$	26,7	26,0
130	$7,10 \times 10^{-02}$	27,0	26,8

<u>Fluido:</u> Goma Xantana		<u>Banho Térmico:</u> 1 °C	
<u>Concentração:</u> 1000 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=30,9	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
64,0	$1,39 \times 10^{-01}$	26,3	25,2
87,0	$1,61 \times 10^{-01}$	27,0	26,2
115,0	$1,82 \times 10^{-01}$	27,6	27,4
130	$2,18 \times 10^{-01}$	27,3	27,1

<u>Fluido:</u> Goma Guar		<u>Banho Térmico:</u> 70 °C	
<u>Concentração:</u> 2500 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=135,8	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
67,0	$1,52 \times 10^{-02}$	36,5	42,3
87,0	$1,59 \times 10^{-02}$	37,0	42,5
116,0	$1,72 \times 10^{-02}$	35,7	39,7
150,0	$1,99 \times 10^{-02}$	36,2	38,8

<u>Fluido:</u> Goma Guar		<u>Banho Térmico:</u> 70 °C	
<u>Concentração:</u> 2500 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=92,4	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
70,5	$3,39 \times 10^{-02}$	37,7	40,5
92,0	$3,43 \times 10^{-02}$	37,0	39,3
121,0	$3,88 \times 10^{-02}$	35,6	37,5
149,0	$4,68 \times 10^{-02}$	36,0	37,6

<u>Fluido:</u> Goma Guar		<u>Banho Térmico:</u> 70 °C	
<u>Concentração:</u> 2500 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=71,7	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
70,5	$4,71 \times 10^{-02}$	37,0	39,2
92,0	$4,89 \times 10^{-02}$	36,3	38,2
121,0	$7,02 \times 10^{-02}$	35,5	36,7
149,0	$7,72 \times 10^{-02}$	35,8	36,6

<u>Fluido:</u> Goma Guar		<u>Banho Térmico:</u> 70 °C	
<u>Concentração:</u> 2500 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=30,9	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
64,0	$1,31 \times 10^{-01}$	38,0	39,4
87,0	$1,46 \times 10^{-01}$	37,0	38,1
117,0	$1,60 \times 10^{-01}$	35,0	36,0
150,0	$1,87 \times 10^{-01}$	35,3	36,0

<u>Fluido:</u> Goma Guar		<u>Banho Térmico:</u> 50 °C	
<u>Concentração:</u> 2500 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=135,8	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
69,0	$8,41 \times 10^{-03}$	34,5	37,7
88,0	$9,58 \times 10^{-03}$	38,1	40,4
117,0	$1,30 \times 10^{-02}$	38,6	40,2
151,0	$1,39 \times 10^{-02}$	38,5	39,8

<u>Fluido:</u> Goma Guar		<u>Banho Térmico:</u> 50 °C	
<u>Concentração:</u> 2500 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=92,4	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
70,5	$2,65 \times 10^{-02}$	36,0	38,3
93,0	$3,05 \times 10^{-02}$	36,9	38,5
122,0	$3,82 \times 10^{-02}$	38,5	39,7
151,0	$4,01 \times 10^{-02}$	38,5	39,6

<u>Fluido:</u> Goma Guar		<u>Banho Térmico:</u> 50 °C	
<u>Concentração:</u> 2500 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=71,7	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
70,5	$4,31 \times 10^{-02}$	37,5	39,3
93,0	$4,62 \times 10^{-02}$	36,5	37,9
122,0	$6,21 \times 10^{-02}$	37,4	38,4
151,0	$6,30 \times 10^{-02}$	37,5	38,3

<u>Fluido:</u> Goma Guar		<u>Banho Térmico:</u> 50 °C	
<u>Concentração:</u> 2500 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=30,9	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
63,0	$1,08 \times 10^{-01}$	34,6	35,7
88,0	$1,32 \times 10^{-01}$	38,6	39,5
117,0	$1,58 \times 10^{-01}$	38,6	39,1
151,0	$2,01 \times 10^{-01}$	38,5	39,0

<u>Fluido:</u> Goma Guar		<u>Banho Térmico:</u> 1 °C	
<u>Concentração:</u> 2500 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=135,8	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
62,5	$1,68 \times 10^{-03}$	33,5	26,0
75,5	$2,83 \times 10^{-03}$	33,5	28,0
113,0	$3,02 \times 10^{-03}$	33,5	29,5
133,0	$8,66 \times 10^{-03}$	33,4	31,8

<u>Fluido:</u> Goma Guar		<u>Banho Térmico:</u> 1 °C	
<u>Concentração:</u> 2500 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=92,4	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
66,5	$1,02 \times 10^{-02}$	32,5	30,5
80,5	$2,23 \times 10^{-02}$	33,0	31,0
118,0	$3,02 \times 10^{-02}$	34,5	32,8
136,0	$3,43 \times 10^{-02}$	34,8	34,0

<u>Fluido:</u> Goma Guar		<u>Banho Térmico:</u> 1 °C	
<u>Concentração:</u> 2500 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=71,7	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
65,0	$2,77 \times 10^{-02}$	33,4	32,1
78,0	$3,77 \times 10^{-02}$	33,5	32,6
117,0	$4,40 \times 10^{-02}$	34,5	33,7
135,0	$5,65 \times 10^{-02}$	34,5	34,0

<u>Fluido:</u> Goma Guar		<u>Banho Térmico:</u> 1 °C	
<u>Concentração:</u> 2500 ppm		<u>Tubo:</u> L/D=30,9	
<u>Controlador de Nível (Cm)</u>	<u>Vazão Mássica (Kg/s)</u>	<u>Temperatura do Fluido (°C)</u>	
		<u>Entrada</u>	<u>Saída</u>
65,0	$1,24 \times 10^{-01}$	33,0	32,5
78,0	$1,50 \times 10^{-01}$	33,5	33,1
117,0	$1,58 \times 10^{-01}$	34,0	33,8
135,0	$2,01 \times 10^{-01}$	34,0	33,9

ANEXO B

Diagrama esquemático do circuito eletrônico que consiste no instrumento controlador da temperatura do banho.

