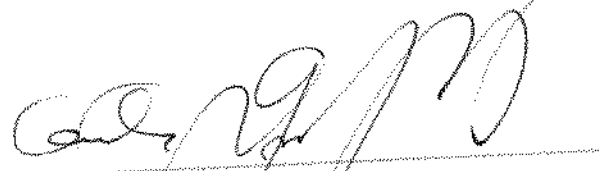


Parau

Este exemplar corresponde a redação final da Tese defendida por Jairo Belis Romão e aprovada pela Comissão julgadora em 21.02.92.

Campinas, 21 de fevereiro de 1992


Presidente da Banca

HIDRODINÂMICA E TRANSFERÊNCIA DE CALOR DO
ESCOAMENTO LAMINAR DE FLUIDOS
NÃO-NEWTONIANOS EM TUBOS

07/92

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA DE ALIMENTOS

JAVIER TELIS ROMERO
ENGENHEIRO QUIMICO

ORIENTADOR
Prof. Dr. CARLOS ALBERTO GASPARETTO†

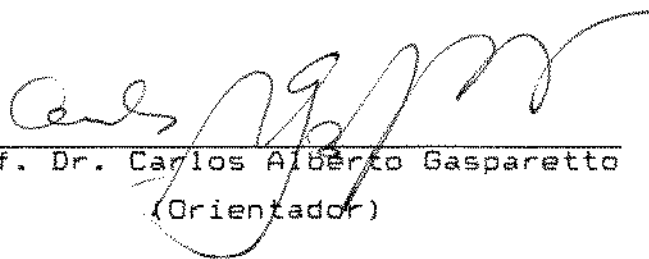
HIDRODINAMICA E TRANSFERENCIA DE CALOR DO
ESCOAMENTO LAMINAR DE FLUIDOS
NÃO-NEWTONIANOS EM TUBOS

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

Campinas - SP - 1992

12.07.92/20

BANCA EXAMINADORA



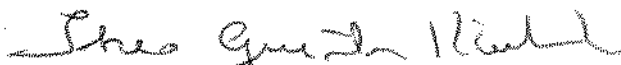
Prof. Dr. Carlos Alberto Gasparetto
(Orientador)



Prof. Dr. Eduardo Cleto Pires
(Membro)



Prof. Dr. George Cury Kachan
(Membro)



Prof. Dr. Theo Guenter Kieckbuch
(Membro)



Prof. Dr. Antonio Carlos Bannwart
(Membro)

Prof.^a Dr.^a Sandra Cristina S. Rocha
(Membro)

Prof.^a Dr.^a Enny Therezinha Martucci
(Membro)

"El mexicano no quiere ser ni indio, ni español. Tampoco quiere descender de ellos. Los niega. Y no se afirma en tanto que mestizo, sino como abstracción: es un hombre. Se vuelve hijo de la nada. Él empieza en sí mismo".

(*Octavio Paz, El Laberinto de la Soledad.*)

Aos meus pais, Gonzalo e Alicia
À minha esposa, Vânia Regina
Aos meus irmãos, Tolla, Gerardo e
Gonzalin.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Carlos Alberto Gasparetto, pela amizade, orientação e pelos ensinamentos durante a realização deste trabalho.

Aos professores componentes da pré-banca, pelas valiosas sugestões para a versão final da tese.

Ao Consejo Nacional de Ciencia y Tecnologia (CONACYT) e à Organização dos Estados Americanos (OEA), pela oportunidade concedida.

A Faculdade de Engenharia de Alimentos (FEA) da Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP).

Ao Centro Pluridisciplinar de Pesquisas Químicas, Biológicas e Agrícolas - CPQBA - UNICAMP, que permitiu a utilização dos equipamentos e aparelhos necessários à determinação da reologia das soluções. Em especial ao Alexandre e ao Edilberto, pela ajuda na obtenção dos dados experimentais da reologia.

Ao laboratório de Óleos e Gorduras - DTA - UNICAMP, pelo empréstimo dos equipamentos utilizados no estudo da hidrodinâmica e transferência de calor.

A meus compatriotas Prof. Dr. Daniel Barrera Arellano e Prof. Manuel Reynaldo Cruz Valenzuela, pelo apoio, conselhos e ajuda durante a pós-graduação.

Aos funcionários José Dantas Bulhões (Paraíba) e José Aparecido Contiero, pelo auxílio durante o desenvolvimento experimental deste trabalho.

Aos professores e funcionários do DEA (FEA - UNICAMP), colegas de pós-graduação e a todos os que de alguma forma contribuíram para a realização deste trabalho.

A CAPES, pelo apoio financeiro parcial.

A ABIA, pela doação das cópias deste trabalho.

INDICE

RESUMO		VII
ABSTRACT		VIII
NOMENCLATURA		IX
CAPITULO I	INTRODUÇÃO	1
1.1.	Campo e Aplicações	1
1.2.	Objetivos	3
CAPITULO II	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	5
II.1.	Reologia	5
II.1.1.	Classificação de Fluidos Não-Newtonianos	5
II.1.2.	Modelos Reológicos Empíricos	9
II.1.3.	Influência da Temperatura e da Concentração das Soluções e Suspensões	9
II.2.	Propriedades Termofísicas	12
II.3.	Hidrodinâmica e Transferência de Calor para Fluidos Isoviscosos	15
II.4.	Hidrodinâmica e Transferência de Calor para Fluidos Reais Não-Isoviscosos	25
CAPITULO III	PROPRIEDADES FÍSICAS DOS FLUIDOS UTILIZADOS NESTE TRABALHO	31
III.1.	Fluidos Utilizados	31
III.2.	Reologia	31
III.2.1.	Reômetro Utilizado	31
III.2.2.	Resultados Experimentais	35
III.3.	Propriedades Termofísicas	42
III.3.1.	Massa Específica	42
III.3.2.	Difusividade Térmica	43

CAPITULO IV	ESCOAMENTO LAMINAR DE FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS EM DUTOS CIRCULARES - SOLUÇÃO NUMÉRICA	47
IV.1.	Hidrodinâmica	48
IV.2.	Transferência de Calor	52
IV.2.1.	Escoamento Isoviscoso	53
IV.2.2.	Escoamento Não-Isoviscoso	61
IV.3.	Discussão dos resultados	91
CAPITULO V	ESCOAMENTO LAMINAR DE FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS EM DUTOS CIRCULARES - EXPERIMENTOS	95
V.1.	Montagem Experimental	97
V.2.	Medidas de Perda de Carga em Escoamentos Não-Isotérmicos de Fluidos Dilatantes e Pseudoplásticos Através de Tubos Circulares	100
V.3.	Resultados de Medidas de Transferência de Calor em Escoamentos Laminares de Fluidos Dilatantes e Pseudoplásticos Através de Tubos Circulares	106
V.4.	Discussão dos resultados	114
CAPITULO VI	CONCLUSÕES E SUGESTÕES	117
REFERÊNCIAS		120

RESUMO

Neste trabalho foi abordado o escoamento laminar com transferência de calor em regime permanente, no interior de tubos cilíndricos, para fluidos não-newtonianos do tipo pseudoplástico e dilatante.

Os fluidos utilizados foram soluções poliméricas de amido de milho modificado, K-carragena e goma xantana, cujas características reológicas foram determinadas em reômetro de cilindros concêntricos. O comportamento desses fluidos é descrito pelo modelo de Ostwald-de Waele e é do tipo:

$$\tau = K \dot{\gamma}^n$$

sendo que o parâmetro material K, índice de consistência, apresentou uma dependência da temperatura conforme a equação:

$$K = K' \exp [b(T-T')]$$

Os casos tratados abrangem uma faixa $0,0262 \leq Gz^* \leq 0,324$ e foram resolvidos pelo método das diferenças finitas e experimentalmente. O problema de transferência de calor tem como condição inicial o escoamento plenamente desenvolvido com temperatura uniforme. As condições de contorno adotadas foram: temperatura da parede constante e fluxo de calor no centro do tubo igual a zero. Foram desprezadas a dissipação viscosa e a condução de calor na direção axial.

Os resultados da modelagem para a hidrodinâmica e coeficientes de transferência de calor em escoamentos não-isoviscosos podem ser aplicados de forma prática e rápida para os casos de transferência de calor de interesse prático.

SUMMARY

This work deals with steady state laminar flow with heat transfer through cylindrical ducts of non-newtonian fluids which are of pseudoplastic and dilatant type.

The fluids employed were polimeric solutions of modified corn starch, K-carragena and Xantana gum. Their rheological characteristics were determined in a concentric cylinders rheometer. The behaviour of the fluids is described by the Ostwald-de-Waele model and is of the type:

$$\tau = \dot{\gamma}^n$$

where the material parameter K, index of consistency, presented a temperature dependence according to

$$K = K' \exp [b(T-T')]$$

The cases under study are in the range of $0,0262 \leq Gz^* \leq 0,324$ and were solved both by finite difference method and experimentally. The heat transfer problem considers the initial condition of fully developed flow, with uniform temperature. The boundary conditions are: constant temperature at the tube wall and zero thermal flux at the center of the tube. Viscous dissipation and axial heat conduction were not considered.

The modelling for the hydrodynamics and heat transfer coefficients in non-isoviscous flow can fast and easily be applied to practical situations of heat transfer.

NOMENCLATURA

Br Número de Brinkman

$$= \frac{R^{1-n} \langle v_z \rangle^{1+n} K_p}{k(T_p - T_o)} \quad \text{para fluidos "Ostwald-de Waele"} \\ \text{(tubos circulares)}$$

$$= \frac{(H/2)^{1-n} \langle v_z \rangle^{1+n} K_p}{k(T_p - T_o)} \quad \text{para fluidos "Ostwald-de Waele"} \\ \text{(placas paralelas)}$$

c_p Calor específico (J/kg °C)

C_n Constante das autofunções da eq. II.23

D Diâmetro interno (m)

E_n Energia de ativação (J/gmol)

$g = - \left. \frac{dv_o}{dr} \right|_{r=R}$, gradiente de velocidade na parede (s^{-1})

g Aceleração da gravidade (m/s^2)

$$Gz^* = \frac{\alpha z}{\langle v_z \rangle D^2} \text{ ou } \frac{\alpha z}{\langle v_z \rangle H^2} \quad \text{número adimensional}$$

Gz = número de Graetz definido pela eq. II.22

h Altura do cilindro do reômetro (m)

h Coeficiente convectivo de transferência de calor ($W/m^2 \text{ } ^\circ C$)

H Distância entre placas paralelas (m)

k Condutividade térmica ($W/m \text{ } ^\circ C$)

k_{sl} Condutividade térmica da suspensão ($W/m \text{ } ^\circ C$)

k_l Condutividade térmica do solvente líquido ($W/m \text{ } ^\circ C$)

K Índice de consistência de fluidos "Ostwald-de-Waele" ($Pa.s^n$)

K_n Constante das autofunções da eq. II.23

L Comprimento do duto (m)

n Índice de comportamento do escoamento de fluido "Ostwald-de Waele"

$$Nu = \frac{h D}{k}, \text{ número de Nusselt local para tubo circular}$$

$$Nu = \frac{h H}{k}, \text{ Nusselt local para placas paralelas}$$

$\langle Nu \rangle$ Número de Nusselt médio definido na eq. II.20

Nu_{∞} Número de Nusselt constante para escoamento termicamente desenvolvido

P Pressão (Pa)

q Fluxo de calor (W)

Q Vazão volumétrica (m³/s)

r Coordenada radial (m)

R Raio interno do tubo circular (m)

R Constante dos gases universais (J/gmol °K)

Re Número de Reynolds

$$= \frac{\rho \langle v_z \rangle^{2-n} D^n}{\gamma} \quad \text{para tubos circulares}$$

S Adimensional que indica o desvio do comportamento isoviscoso (para T na parede constante)

t Tempo (s)

T Temperatura (°C)

T_p Temperatura na parede (°C)

T_o Temperatura na entrada (°C)

T_{mix} Temperatura média de mistura no final do tubo (°C)

v_z Velocidade axial (m/s)

$\langle v_z \rangle$ Velocidade axial média (m/s)

W_n Autofunções eq. II.23

y Distância do centro do plano (m)

Y_n Autofunções eq. II.22

z Distância axial (m)

$\alpha = k/\rho c$, difusividade térmica (m²/s)

β_n Autovalores eq. II.22 e II.23

$\dot{\gamma}$ Taxa de deformação (s⁻¹)

γ	$= 8^{n-1} K \left(\frac{3n+1}{4n} \right)$ consistência do fluido	(Pa s ⁿ)
$\langle \gamma \rangle$	Consistência do fluido na temperatura média (T ₀ + $\langle T_{\theta} \rangle$)/2	(Pa s ⁿ)
$\Delta T_{a.m.}$	Média aritmética das diferenças de temperaturas	(°C)
ϵ	$= \frac{R_c}{R_B}$, relação de raios do cilindro e do copo do reômetro	
ζ	Coordenada axial adimensional definida para o caso isoviscoso	
η	Viscosidade aparente para fluidos não-newtonianos	(Pa s)
$\langle \eta \rangle$	Viscosidade aparente na temperatura média (T ₀ + $\langle T_{\theta} \rangle$)/2	(Pa s)
θ	$= \frac{T_p - T}{T_p - T_0}$ temperatura adimensional	(°C)
θ_{mix}	$= \frac{T_p - T_{mix}}{T_p - T_0}$ temperatura de mistura adimensional	(°C)
ϑ	$= \frac{y}{H/2}$, distância adimensional do centro do plano	
μ	Viscosidade dinâmica	(Pa s)
ξ	$= \frac{r}{R}$, coordenada adimensional axial	
Π	Torque	(N m)
ρ	Massa específica	(kg/m ³)
τ	Tensão de cisalhamento	(Pa)
ψ	Relação de gradientes adimensionais de velocidade dado pela Eq. IV.53	

<@> Relação de perda de carga adimensional dado pela Eq. IV.55

Ω Velocidade angular (s^{-1})

Sub indices:

- o Referente a condições de entrada ou condições isoviscosas
- e Referente a condições de saída
- p Referente a condições na parede

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

I.1 CAMPO E APLICAÇÕES

A compreensão do fenômeno de transferência de calor em escoamentos de fluidos não-newtonianos tem grande importância porque a maioria dos fluidos manipulados na indústria química, alimentícia, bioquímica, farmacêutica e de cosméticos é de natureza não-newtoniana e, invariavelmente, sofrem processos de transferência de calor durante o seu processamento.

Sob o ponto de vista econômico, é de suma importância que sejam otimizados os processos que envolvem fluidos pertencentes a essa classe e, para isso, são imprescindíveis conhecimentos sobre os fenômenos de transporte envolvidos. Portanto, existe motivação suficiente para a pesquisa teórica e experimental sobre o escoamento com transferência de calor e massa de fluidos não-newtonianos.

Dentre os fluidos não-newtonianos, um grupo de especial interesse é o de soluções de polímeros de alto peso molecular, entre os quais encontram-se os amidos modificados e as gomas caragena e xantana. Suas aplicações vão desde a indústria petroquímica até a alimentícia, passando pela farmacêutica e pela agricultura, sendo que, em todos estes campos, uma das

propriedades de maior importância apresentada por esses polímeros é a sua capacidade de reduzir o arraste durante o escoamento.

Na indústria alimentar esses produtos são utilizados como espessantes para melhorar a textura e consistência de sorvetes, pudins, molhos para saladas e sopas. Tais agentes controlam a formação de cristais de gelo em sorvetes e outros alimentos formulados. Ainda na indústria de alimentos, atuam como agentes estabilizantes em emulsões (dispersão de líquidos), espumas (dispersão de gases) e na estabilização de suspensões (dispersões de sólidos). Geralmente as fases dispersas tendem a separar-se ou desestabilizar-se. Esta separação pode ser evitada agregando-se um agente estabilizante ao sistema [1].

Esses produtos também podem ser utilizados como agentes redutores de arraste em sistemas de irrigação e de transporte hidráulico, pois a adição dos mesmos leva à redução da potência de bombeamento a uma dada velocidade ou, para a mesma potência de bombeamento pode-se obter velocidades muito maiores [56].

Além de serem utilizados na redução da perda de carga, esses polímeros encontram diversas aplicações. Na agricultura são utilizados na formulação de defensivos agrícolas aplicados em spray devido à sua capacidade de suspender os agentes ativos sólidos que, aliada à capacidade de espessar, permite que o defensivo formulado com esses produtos possa ser aplicado diretamente sobre as folhas da planta. Ainda na agricultura, a sua propriedade de formar películas pode ser útil no revestimento de sementes que serão armazenadas [16].

Em cosméticos esses produtos podem atuar eficientemente como espessantes, dispersantes, formadores de película, ligantes e estabilizantes de xampus, laquês para cabelos, neutralizantes, cremes e loções. Além disso, devido à sua estabilidade em soluções com altas concentrações de sais, esses produtos podem ser usados para espessar bastões desodorantes.

Na indústria têxtil são empregados como auxiliar de urdimento para proteger as fibras do desgaste mecânico; na

estamparia são utilizados por permitir a aplicação de camadas temporárias que, não sendo mais necessárias, podem ser facilmente removidas pela água.

Mesmo apresentando este grande número de aplicações, existem pouquíssimos dados sobre o comportamento reológico das soluções desses polímeros, fazendo com que a maioria dos projetos de equipamentos utilizados em sua manipulação seja baseado em estimativas, por vezes grosseiras, de seus parâmetros reológicos. Daí a importância de uma criteriosa caracterização reológica desses fluidos, considerando a influência de fatores como temperatura e concentração das soluções.

Uma vez determinados, os parâmetros reológicos permitem que as equações de transporte sejam resolvidas levando-se em consideração o real comportamento dos fluidos, resultando na obtenção de estimativas mais realistas das perdas de carga e dos coeficientes de transferência de calor ou de massa.

1.2 OBJETIVOS

O objetivo deste trabalho é estudar o fenômeno de transferência de calor em escoamentos laminares de soluções e suspensões poliméricas. Para isso, segundo a Fig. (1.1), apresentada por *Cho & Hartnett* [10], mostrando um esquema global da relação entre transporte de calor, massa e quantidade de movimento e a reologia do fluido, são necessárias as seguintes determinações:

- (1) parâmetros reológicos;
- (2) propriedades termofísicas do fluido;
- (3) distribuição de velocidade e temperatura ao longo do escoamento.

Isto é suficiente para determinar a perda de carga e o coeficiente de transferência de calor em função do número de Graetz ou de Péclet.

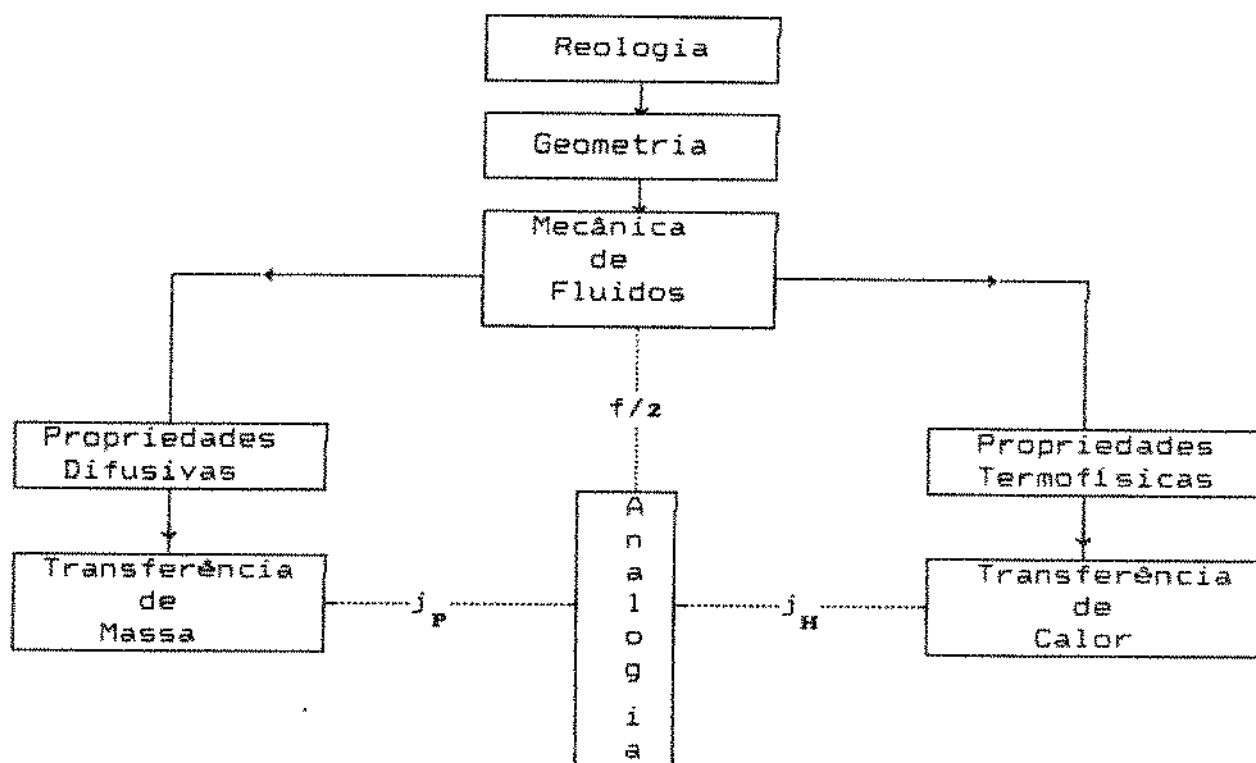


Fig. I.1 Relação entre reologia, transporte de quantidade de movimento, calor e massa segundo *Cho & Hartnett* [10].

CAPÍTULO II

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

II.1 REOLOGIA

A reologia de soluções e suspensões poliméricas vem sendo objeto de estudo há muito tempo. Quando se trata de suspensões, surgem muitas dificuldades adicionais na modelagem desses problemas, pois a forma, distribuição de tamanho das partículas e a natureza do fluido e as características físico-químicas de ambos os constituintes, exercem uma influência fundamental nas propriedades reológicas das misturas formadas.

II.1.1 CLASSIFICAÇÃO DE FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS

Os fluidos tratados na teoria clássica da mecânica de fluidos e transferência de calor ou são perfeitos ou são newtonianos. Os primeiros são completamente não-viscosos, de tal forma que a tensão de cisalhamento é ausente. Os últimos têm uma relação linear entre tensão de cisalhamento e taxa de deformação.

O interesse pelo estudo de fluidos reais usados na indústria vem aumentando, principalmente devido às muitas limitações na aplicação dos modelos newtonianos a situações reais. A maioria dos fluidos reais exibe comportamento não-newtoniano, o que significa que a tensão de cisalhamento não é linearmente proporcional à taxa de deformação.

A mecânica dos fluidos não-newtonianos é uma engenhosa combinação de teoria e empirismo, entrelaçada com modelos e hipóteses, mas não tem alcançado o mesmo estágio de desenvolvimento que a mecânica dos fluidos newtonianos.

Metzner et alii [35] classificaram os fluidos em três grupos:

- (1) puramente viscosos;
- (2) viscoelásticos;
- (3) dependentes do tempo.

Os fluidos newtonianos são uma sub-classe de fluidos puramente viscosos. Os não-newtonianos puramente viscosos podem ser divididos em duas categorias: (1) fluidos pseudoplásticos ("shear thinning"), e (2) fluidos dilatantes ("shear thickening"). Enquanto as equações de continuidade e de energia são as mesmas tanto para fluidos newtonianos e não-newtonianos, a equação de quantidade de movimento depende da relação entre tensão de cisalhamento e taxa de deformação. A equação geral constitutiva que descreve os fluidos puramente viscosos é da seguinte forma:

$$\tau_{ij} = \eta \dot{\gamma}_{ij} = \eta(I, II, III) \left(\frac{\partial}{\partial x_j} v_i + \frac{\partial}{\partial x_i} v_j \right) \quad (II.1)$$

onde η é o parâmetro material, designado viscosidade do fluido, e os invariantes são:

$$I = \sum_i \dot{\gamma}_{ii} \quad (II.1a)$$

$$II = \sum_i \sum_j \dot{\gamma}_{ij} \dot{\gamma}_{ji} \quad (II.1b)$$

$$III = \sum_i \sum_j \sum_k \dot{\gamma}_{ij} \dot{\gamma}_{jk} \dot{\gamma}_{ki} \quad (II.1c)$$

Aqui η é uma função escalar (supondo fluido isotrópico) decrescente dos invariantes I , II e III (II.1a, II.1b, II.1c) do tensor deformação $\dot{\gamma}_{ij}$ para fluidos pseudoplásticos e uma função crescente destes invariantes para fluidos dilatantes. Curvas características destes fluidos são mostradas na Fig. (II.1).

Para um fluido incompressível, o invariante $I = 2(\nabla \cdot \mathbf{v}) = 0$, e para muitos fluidos simples o invariante III é anula. Dessa forma, a viscosidade, η , de fluidos puramente viscosos pode ser

função de II só em escoamentos viscométricos. Para escoamentos não viscométricos, no entanto, o invariante III não se anula. Esta pode ser uma aproximação razoável julgando as evidências experimentais de *Bird et alii*, [4].

Outro tipo de comportamento é o apresentado por fluidos que necessitam uma tensão inicial τ_0 , para escoar. O comportamento físico desses fluidos é geralmente explicado em termos de uma estrutura interna tridimensional, a qual é capaz de impedir o movimento quando o valor do tensor τ_{ij} é menor que a tensão residual τ_0 . Para τ_{ij} maior que τ_0 , a estrutura interna se arranja completamente, permitindo o escoamento. Esta estrutura se refaz instantaneamente quando τ_{ij} volta a ser menor que τ_0 . Estes fluidos são chamados plásticos de Bingham.

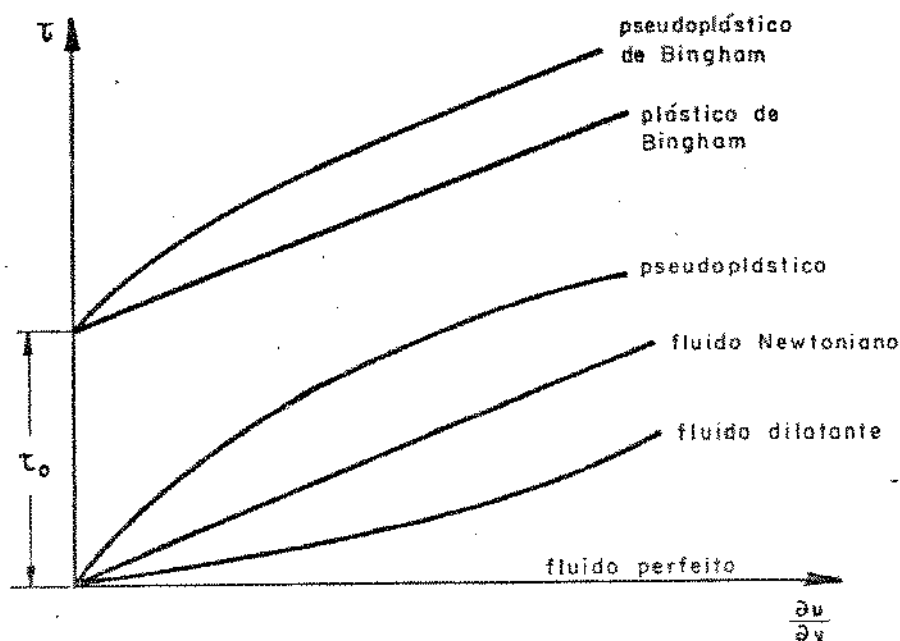


Fig. II.1 Curvas características de fluidos newtonianos e não-newtonianos

Como não-newtonianos são classificados, também, os

líquidos cuja viscosidade, para um gradiente de velocidade constante, aumenta ou diminui com o tempo. Esses fluidos são chamados reopéticos ou tixotrópicos, respectivamente (Fig. II.2).

Uma classe mais complicada são os fluidos viscoelásticos, os quais podem agir como sólidos hookeanos ou fluidos puramente viscosos não-newtonianos, conforme as tensões aplicadas. Estes fluidos mostram diferenças nas tensões que atuam nas três direções ortogonais. Duas classes gerais de equações constitutivas foram introduzidas em fluidos viscoelásticos com algum sucesso:

1. equação diferencial;
2. equação integral.

Os detalhes destas equações podem ser encontrados no trabalho de *Bird et alii* [4].

O efeito Weissenberg e a redução da transferência de calor e do arraste em escoamentos turbulentos são típicos experimentos que mostram efeitos elásticos em fluidos reais.

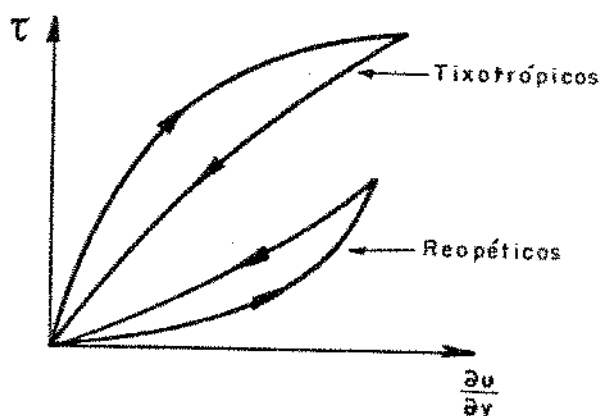


Fig. II.2 Curvas características para fluidos com propriedades reológicas dependentes do tempo

II.1.2 MODELOS REOLÓGICOS EMPÍRICOS

As medidas reológicas padrões são obtidas em equipamentos cuja geometria produz um escoamento viscométrico. Exemplos representativos desse escoamento ocorrem quando um fluido se move:

- a) em tubos e entre placas paralelas;
- b) entre cilindros concêntricos, um dos quais em rotação;
- c) entre cone e placa, com um deles em rotação;
- d) entre discos paralelos, um dos quais em rotação.

As propriedades reológicas dos fluidos são, de modo geral, definidas pela equação:

$$\tau = f(\dot{\gamma}) \quad (II.2)$$

A principal utilidade de um modelo reológico é representar matematicamente a relação entre os valores experimentais de $\dot{\gamma}$ e τ , para um fluido particular, e assim possibilitar os cálculos de escoamentos desses materiais.

Os modelos reológicos que descrevem o comportamento do escoamento de materiais baseiam-se em aspectos fenomenológicos ou teóricos relacionados com a estrutura do fluido.

Tais modelos são úteis para relacionar propriedades reológicas de um fluido com grandezas práticas como concentração, temperatura, etc. Esse conhecimento é indispensável no controle de qualidade, controle de processos em linhas de produção e no projeto e dimensionamento de equipamentos e processos.

Alguns modelos empíricos propostos são apresentados nas Tabelas II.1 e II.2.

II.1.3 INFLUÊNCIA DA TEMPERATURA E DA CONCENTRAÇÃO DAS SOLUÇÕES E SUSPENSÕES

A. INFLUÊNCIA DA TEMPERATURA

A grande influência que a temperatura tem sobre a viscosidade dos fluidos é afetada pelas características e

constituintes dos mesmos e é representada, em geral, pela equação de Arrhenius:

$$\eta = \eta_t \exp(E_n/RT) \quad (II.3)$$

onde η_t é uma constante característica do material e E_n é a energia de ativação para escoamentos viscosos. A equação também se aplica para a viscosidade aparente e para o índice de consistência K da lei da potência [59].

Tabela II.1 Modelos empíricos para fluidos que não necessitam de tensão inicial para escoar.

MODELO	FORMA	CONSTANTES EMPIRICAS	EQUAÇÃO
Ostwald-de Waele	$\tau_{yx} = -K (\dot{\gamma})^{n-1} \dot{\gamma}$	K, n	(II.4)
Ellis	$\tau_{yx} = \frac{1}{A+B \tau_{yx}^{\alpha-1}} \dot{\gamma}$	A, B, α	(II.5)
Powell-Eyring	$\tau_{yx} = C \dot{\gamma} + \frac{1}{B} \sinh^{-1} \left \frac{1}{A} \dot{\gamma} \right $	A, B, C	(II.6)
De Haven	$\tau_{yx} = \frac{\mu_o}{1+C \tau_{yx}^{\alpha}} \dot{\gamma}$	μ_o , C, α	(II.7)
Prandtl-Eyring	$\tau_{yx} = A \sinh^{-1} \left \frac{1}{B} (\dot{\gamma}) \right $	A, B	(II.8)
Reiner-Phillippoff	$\tau_{yx} = \mu_{\infty} + \frac{\mu_o - \mu_{\infty}}{1+(\tau_{yx}/A)^2} \dot{\gamma}$	μ_o , μ_{∞} , A	(II.9)
Sisko	$\tau_{yx} = A \dot{\gamma} + B (\dot{\gamma})^{\alpha}$	A, B, α	(II.10)

Tabela II.2 Modelos empíricos para fluidos que necessitam de tensão inicial para escoar.

MODELO	FORMA	CONSTANTES EMPIRICAS	EQUAÇÃO
Bingham	$\tau_{yx} - \tau_o = \eta \dot{\gamma}$	τ_o, η	(II.11)
Herschel-Bulkley	$\tau_{yx} - \tau_o = \eta (\dot{\gamma})^n$	τ_o, η, n	(II.12)

A ordem de grandeza da energia de ativação indica a dependência da viscosidade com a temperatura; dessa forma, um líquido que possui alta energia de ativação apresenta grande variação da viscosidade com a temperatura e vice-versa.

Os modelos reológicos combinados com a equação de Arrhenius são úteis na aplicação em cálculos de operações de troca de calor.

B. INFLUÊNCIA DA CONCENTRAÇÃO DA SOLUÇÃO

Fenomenologicamente, a viscosidade aumenta com o aumento da concentração. Esse fato está ligado a dois aspectos interdependentes. O primeiro diz respeito à redução de fluido para a lubrificação inter-molecular, de tal forma que o atrito aumenta. O segundo aspecto relaciona-se com a formação de hidratos pelos íons e moléculas; em altas concentrações, o solvente não é mais suficiente para saturar todas as moléculas, e essas começam a formar agregados.

O comportamento de soluções concentradas é geralmente descrito por relações não lineares. Entre elas está uma forma potencial e que foi utilizada por Vitali e Rao [53] para purês de frutas:

$$\eta = a C^b \quad (II.13)$$

onde C é a concentração de soluto e a e b , os parâmetros dessa equação.

C. INFLUÊNCIA DA CONCENTRAÇÃO DA SUSPENSÃO

As partículas desempenham um papel importante no comportamento reológico das suspensões, modificando as características de escoamento dos fluidos e aumentando a viscosidade aparente, assim como, dependendo da concentração, conferindo-lhes tensão inicial.

Existem muitos trabalhos na literatura que tratam do comportamento reológico de suspensões de partículas rígidas de características definidas, geralmente em um meio newtoniano. Esses trabalhos mostram que as partículas suspensas introduzem um comportamento não-newtoniano e tensão inicial ao sistema. Esse comportamento é influenciado por um grande número de fatores, como concentração do material em suspensão, distribuição de tamanhos, formato de partículas, efeitos eletroviscosos, efeitos de superfície, agentes emulsificantes, etc.

O comportamento de suspensões concentradas é geralmente descrito por relações não-lineares entre viscosidade relativa (relação entre a viscosidade aparente da suspensão e a viscosidade do meio dispersante) e a concentração volumétrica das partículas. *Jefrey e Acrivos* [24] citam que tais relações, para suspensões concentradas de partículas esféricas, são geralmente do tipo exponencial.

II.2 PROPRIEDADES TERMOFÍSICAS

As propriedades físicas necessárias para o estudo de transferência de calor são a condutividade térmica k , massa específica ρ , calor específico C_p e viscosidade μ . Em geral, as propriedades de soluções aquosas diluídas de polímeros têm sido tomadas como sendo iguais às da água pura. *Christiansen e Craig*

[12] observaram que, embora a densidade e o calor específico de soluções aquosas de carboximetilcelulose (CMC) sejam iguais aos da água pura, a condutividade térmica é de 1-3% menor que a do solvente puro. *Oliver e Jenson* [38] relatam que a condutividade térmica de soluções aquosas diluídas de Polyox é apenas 5% menor do que a da água pura. Já *Bellet et alii.* [3] observaram um substancial decréscimo nas medidas de condutividade térmica para soluções aquosas concentradas de Carbopol-960 e CMC (1×10^5 - 1.5×10^5 ppm).

Lee et alii. [30] fizeram medidas de condutividade térmica de vários fluidos não-newtonianos em quatro temperaturas diferentes usando uma célula de condutividade térmica. Os resultados, na Tabela II.3, confirmam a prática comum de supor que a condutividade térmica de soluções aquosas poliméricas é igual à da água pura na temperatura correspondente desde que a concentração do polímero seja menor que 10.000 ppm.

A Tabela II.4 mostra a massa específica de algumas soluções aquosas de polímeros. Os resultados das soluções de Carbopol, poliacrilamida e óxido de polietileno são quase iguais aos da água, sendo aproximadamente 0.4% menor do que o valor da água na faixa de concentrações geralmente estudada no laboratório. Já a densidade das soluções de Attagel-40, difere da água em aproximadamente 4% quando a concentração de Attagel alcança 7%.

Os valores do calor específico destes fluidos não-newtonianos foram determinados experimentalmente e não exibiram diferenças em relação aos valores da água destilada, com exceção das suspensões concentradas de Attagel-40, que resultaram em valores cerca de 5% maiores.

Em geral, os resultados experimentais para soluções poliméricas confirmam a validade do uso das propriedades da água. Em contrapartida, as propriedades físicas de suspensões de Attagel apresentam desvios dos valores da água. Esta observação também foi confirmada por *Metzner et alii* [35], o qual propôs uma equação simples para condutividade térmica de suspensões de sólidos

inertes em líquidos (eq II.14), supondo movimento não relativo de sólidos e líquidos, partículas simétricas e concentrações suficientemente baixas, evitando significativos contatos interpartículas.

$$k_{sl} = [(1 + 2X)/(1 - X)] k_l \quad (\text{II.14})$$

onde X é a fração volumétrica e k_{sl} e k_l são as condutividades térmicas da suspensão e do respectivo solvente líquido.

Tabela II.3 Condutividades térmicas k , [$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$], de fluidos não-newtonianos. Fonte: Handbook of Heat Transfer Applications, 1985, pg.2-7 [55].

Fluido	c ppm	T °C			
		20°C	30°C	40°C	50°C
Água	—	0.600	0.615	0.629	0.640
Óxido de Polietileno	100	0.599	0.619	0.630	0.651
	1,000	0.597	0.619	0.638	0.646
	10,000	0.604	0.624	0.634	0.656
Poliacrilamida	100	0.590	0.602	0.611	0.648
	1,000	0.590	0.609	0.616	0.646
	10,000	0.592	0.610	0.632	0.648
Carboximetil-Celulose (CMC)	1,000	0.576	0.603	0.632	0.648
	10,000	0.583	0.611	0.637	0.665
Carbopol-960	100	0.585	0.614	0.634	0.648
	1,000	0.595	0.606	0.629	0.651
	10,000	0.616	0.644	0.650	0.679
Attagel-40	1,000	0.594	0.605	0.625	0.650
	10,000	0.604	0.614	0.636	0.645
Poliacrilamide com 4% de NaCl	1,000	0.588	0.604	0.637	0.643

Tabela II.4 Densidade de fluidos não-newtonianos. Fonte: Advances in heat transfer 15, 1982, pg. 66 [10].

Fluido Soluta (% peso)	Massa específica (g/cm ³)
Água Destilada	1.0000
Carbopol-934 0.2 0.5 1.0	1.0010 1.0019 1.0036
Carbopol-960 0.165	1.0008
Poliacrilamida 0.10 0.15 0.20	1.0009 1.0012 1.0014
Attagel-40 5.0 6.0 7.0	1.0256 1.0283 1.0367

II.3 HIDRODINAMICA E TRANSFERÊNCIA DE CALOR PARA FLUIDOS ISOVISCOSOS

Hidrodinâmica: A solução analítica do perfil de velocidades do escoamento plenamente desenvolvido, para o caso isoviscoso de fluidos pseudoplásticos e dilatantes de acordo com o modelo de Ostwald-de Waele é a seguinte:

Tubo circular

$$\frac{V_z}{\langle V_z \rangle} = \frac{(3n + 1)}{(n + 1)} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right] \quad (\text{II.15a})$$

$$Q = \frac{\pi^3 R}{(1/n)+3} \left[\frac{(P_o - P_L)R}{2KL} \right]^{1/n} \quad (\text{II.15b})$$

Placas paralelas

$$\frac{V_z}{\langle V_z \rangle} = \frac{(2n+1)}{(n+1)} \left[1 - \left(\frac{y}{H/2} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right] \quad (\text{II.16a})$$

$$Q = \frac{H^2 B}{2} \frac{n}{(2n+1)} \left[\frac{(P_o - P_L) H}{2KL} \right]^{1/n} \quad (\text{II.16b})$$

Para o caso newtoniano ($n = 1$), os perfis de velocidade II.15a e II.16a se reduzem à equação de um parabolóide, equação de Hagen-Poiseuille, e a equação de uma parábola, respectivamente.

Transferência de calor: Os autores que trabalham com transferência de calor em escoamentos isoviscosos supõem que o perfil de velocidade permanece inalterado durante o processo de transferência de calor. Dessa forma, é possível introduzir o perfil de velocidade conhecido na equação de energia. O problema reduz-se, então, a resolver a equação de energia com as condições de contorno apropriadas. Com as hipóteses usuais a equação de energia fica com apenas dois termos: convecção de calor na direção do escoamento e condução de calor na direção normal ao escoamento.

Os resultados das determinações de transferência de calor são geralmente apresentados como coeficientes de transferência de calor h , ou na forma adimensional como números de Nusselt.

$$h(z) = \frac{q(z, \text{parede})}{T(z, \text{parede}) - T_{\text{mix}}(z)} = \frac{-k \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{\text{parede}}}{T(z, \text{parede}) - T_{\text{mix}}(z)} \quad (\text{II.17})$$

onde T_{mix} é a temperatura de mistura, definida como:

$$T_{\text{mix}} \equiv \frac{1}{Q} \int_0^R 2\pi r v_z T dr \quad (\text{tubo circular}) \quad (\text{II.18a})$$

$$T_{\text{mix}} \equiv \frac{1}{\langle v_z \rangle H/2} \int_0^{H/2} v_z T dy \quad (\text{placas paralelas}) \quad (\text{II.18b})$$

$$Nu \equiv \frac{h D}{k} \quad (\text{tubo circular}) \quad (\text{II.19a})$$

$$Nu \equiv \frac{h H}{k} \quad (\text{placas paralelas}) \quad (\text{II.19b})$$

Nos casos em que a temperatura da parede é constante e escoamento plenamente desenvolvido, é mais interessante empregar o número de Nusselt médio que o número de Nusselt local. O número de Nusselt médio é definido como:

$$\langle Nu \rangle \equiv \frac{1}{L} \int_0^L Nu \, dz \quad (\text{II.20})$$

A partir de um balanço de energia e da definição II.20, pode-se deduzir que:

$$\langle Nu \rangle = \frac{\langle v_z \rangle D^2}{4\alpha L} \ln \frac{(T_p - T_o)}{(T_p - \langle T_{mix} \rangle)} \quad (\text{tubo circular}) \quad (\text{II.21a})$$

$$\langle Nu \rangle = \frac{\langle v_z \rangle H^2}{2\alpha L} \ln \frac{(T_p - T_o)}{(T_p - \langle T_{mix} \rangle)} \quad (\text{placas paralelas}) \quad (\text{II.21b})$$

Nas equações II.21, T_o é a temperatura uniforme da entrada do fluido e $\langle T_{mix} \rangle$ é a temperatura de mistura no final da seção de transferência de calor ($z = L$).

Os números de Nusselt médios usados nas equações II.21 são calculados como médias logarítmicas. Deve-se observar que muitos autores utilizam médias aritméticas dos números de Nusselt, definidas com base em uma média aritmética das diferenças de temperatura:

$$\Delta T_{a.m.} = \frac{(T_p - T_o) + (T_p - \langle T_{mix} \rangle)}{2}$$

$$\langle Nu \rangle_{a.m.} = \frac{\langle v_z \rangle D^2}{4\alpha L} \left[\frac{2(\langle T_{mix} \rangle - T_o)}{(T_p - T_o) + (T_p - \langle T_{mix} \rangle)} \right] \quad (\text{II.21c})$$

Pode-se converter esta média aritmética em uma média

logarítmica do número de Nusselt. Quando $(T_p - T_o)/(T_p - T_{mix}) < 3$, a diferença entre $\langle Nu \rangle$ e $\langle Nu \rangle_{a.m.}$ é menor que 10 %.

Neste trabalho serão usadas, sempre, médias logarítmicas do número de Nusselt.

Para escoamento laminar isoviscoso, os números de Nusselt são funções apenas da distância adimensional axial da entrada:

$$Gz^* = \frac{\alpha z}{\langle v_z \rangle D^2} \text{ ou } Gz^* = \frac{\alpha z}{\langle v_z \rangle H^2} . \text{ Esta distância adimensional é}$$

denominada, por alguns autores, como número de Graetz. Porém, na maioria dos trabalhos, encontra-se o número de Graetz definido como o inverso dessa quantidade ($1/Gz^*$), tendo sido Graetz [28] o primeiro a resolver o problema da transferência de calor no escoamento laminar, para o caso isoviscoso de fluidos newtonianos em um tubo circular com temperatura da parede constante.

Neste trabalho, adotaremos a última denominação e, portanto:

$$Gz = \frac{\pi}{4} \frac{D}{L} Re Pr = \frac{\pi}{4 Gz^*} \quad (\text{tubo circular}) \quad (II.22a)$$

$$Gz = \frac{H}{L} Re Pr = \frac{1}{Gz^*} \quad (\text{placas paralelas}) \quad (II.22b)$$

Algumas das características mais gerais destas soluções serão discutidas brevemente. Em primeiro lugar, observa-se que em princípio, não há diferenças entre as soluções para temperatura da parede constante e para fluxo de calor constante através da parede. Os números de Nusselt para o último caso são sempre um pouco maiores em relação ao caso de temperatura da parede constante, porém, apresentam a mesma dependência funcional de Gz^* ; sendo a razão máxima entre os números de Nusselt local e médio para as duas condições de contorno igual a 1,40.

Na figura II.3 apresenta-se, como exemplo, as soluções para os números de Nusselt locais e médios para o escoamento de fluidos newtonianos no interior de tubos, com a temperatura da

parede constante, em função do número adimensional Gz^* . Percebe-se, nesta figura, a existência de duas regiões distintas. Para pequenos Gz^* os números de Nusselt são altos, pois os gradientes de temperatura junto a parede são grandes. Esta região de altos números de Nusselt, onde a temperatura da linha central permanece inalterada, é chamada de região de entrada térmica ($Gz^* < 10^{-2}$). À medida que Gz^* aumenta, os gradientes de temperatura na parede diminuem e, com eles, os números de Nusselt. Finalmente, para $Gz^* \approx 5 \times 10^{-2}$, os perfis de temperatura em seções transversais sucessivas do tubo apresentam mesma geometria, fazendo com que o número de Nusselt local torne-se uma constante. Este número de Nusselt constante é normalmente denominado Nu_{∞} . Para Gz^* muito grandes, o número de Nusselt médio também aproxima-se do valor constante Nu_{∞} . A região em que os números de Nusselt locais são constantes ($Gz^* > 10^{-1}$) é chamada de região do escoamento plenamente desenvolvida termicamente. Para fins de comparação, apresenta-se também a solução aproximada de Léveque, a qual será apresentada adiante.

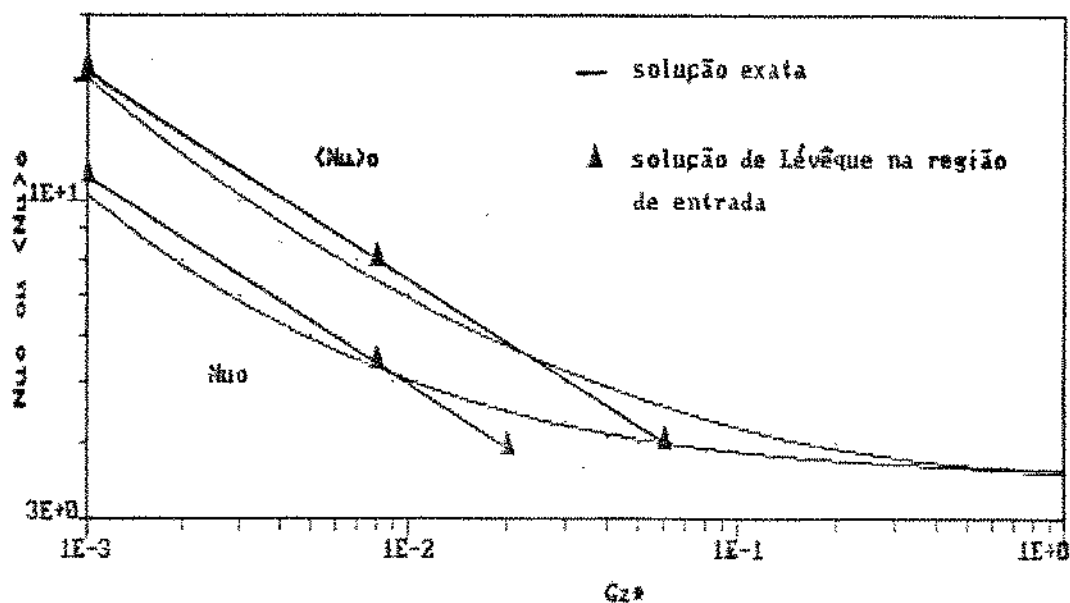


Fig. II.3 Números de Nusselt locais e médios para escoamentos newtonianos em tubos em função de Gz^* , com T_p constante.

Todas as soluções para transferência de calor em escoamentos laminares em dutos apresentam estas características em comum. Em geral, têm sido aplicados dois métodos para calcular o perfil de temperatura e os números de Nusselt para tais escoamentos.

O método mais geral implica em resolver a equação de energia, com as condições inicial e de contorno apropriadas, através do método da separação de variáveis. Dessa forma, obtém-se as seguintes expressões para o perfil de temperatura:

$$\theta_0 = \sum_{n=1}^{\infty} C_n Y_n(\xi) \exp(-Z \beta_n^2 Gz^*) \quad (\text{tubo circular}) \quad (\text{II.23a})$$

$$\theta_0 = \sum_{n=1}^{\infty} K_n W_n(y^*) \exp(-Z \beta_n^2 Gz^*) \quad (\text{placas paralelas}) \quad (\text{II.23b})$$

onde θ é o perfil de temperatura adimensional, dado por:

$$\theta \equiv \frac{T_p - T}{T_p - T_0} \quad (\text{II.24})$$

O índice 0 em θ_0 nas equações II.23 se refere às condições isoviscosas.

ξ e ϑ são as distâncias adimensionais da linha central:

$$\xi \equiv \frac{r}{R} \quad (\text{II.25})$$

$$\vartheta \equiv \frac{y}{H/2} \quad (\text{II.26})$$

O problema, agora, é encontrar os valores das constantes C_n e K_n , as autofunções $Y_n(\xi)$ e $W_n(y^*)$ e os autovalores β_n .

Considerando apenas o caso em que a temperatura da parede é constante, pode-se mencionar, para tubos circulares, os trabalhos de Graetz [28], Nusselt [37], Pigford [40], Sellards et alii. [44] e Brown [7], relacionados a fluidos newtonianos.

Para fluidos que obedecem o modelo de Ostwald-de Waele pode-se mencionar o trabalho de *Whiteman e Drake* [57], que apresenta uma extensão do problema clássico de Graetz para cobrir vários perfis de velocidade. Este mesmo trabalho apresenta a variação do número de Nusselt com respeito a esses perfis.

Lyche e Bird [32] obtiveram a distribuição de temperatura no escoamento de fluidos isoviscosos pelo método da separação de variáveis para fluidos pseudoplásticos, com $n = 0,5$ e $n = 0,3$.

Cotta e Özişik [11], resolveram o problema da região de entrada térmica de escoamentos não-isotérmicos de fluidos que obedecem o modelo Ostwald-de Waele em regime laminar para a temperatura da parede constante. Os vários autovalores e autofunções necessários à solução foram determinados automaticamente e com grande exatidão pelo método SIGN-COUNT. Estes resultados são apresentados para o Nusselt médio e o Nusselt local, sobre uma grande faixa de números de Graetz.

Todas estas soluções não se aplicam a fluidos dilatantes ou de alta pseudoplasticidade.

Gottifredi e Flores [17] e *Richardson* [42] estudaram o problema do escoamento de fluidos não-newtonianos isoviscosos em tubos, considerando o efeito da geração de calor por dissipação viscosa.

Com respeito a placas paralelas, existem os trabalhos de *Sellards et alii.* [44], *Brown* [7], *Prins et alii.* [41], *Norris e Streid* [36] e *Javeri* [22], relacionados com fluidos newtonianos.

Para fluidos que obedecem o modelo de Ostwald-de Waele pode-se mencionar o trabalho de *Cotta e Özişik* [11], que também estudaram o escoamento de fluidos pseudoplásticos através de tubos. Para escoamentos deste mesmo tipo de fluidos também temos o trabalho de *Tien* [52], que estendeu a solução assintótica do problema clássico de Graetz-Nusselt aos fluidos não-newtonianos do tipo Ostwald-de Waele. Neste trabalho são fornecidas expressões para os autovalores, para as autofunções, para a temperatura média e para o número de Nusselt.

Suckow et alii [46] resolveram a equação da energia para fluidos pseudoplásticos escoando através de placas paralelas utilizando um perfil de velocidade exato em lugar de uma aproximação. As equações foram derivadas para perfis de temperatura e temperaturas médias. Mais tarde estes mesmos autores [47], resolveram o mesmo caso para um fluido dilatante, com $n = 2$.

Vlachopoulos e Keung [54] resolveram o mesmo problema numericamente, pelo método das diferenças finitas, levando em consideração a geração de calor por dissipação viscosa.

Crozier et alii. [15] apresentam algumas bases experimentais para a solução do escoamento isotérmico de fluidos não-newtonianos.

Para o caso de dutos retangulares com dissipação viscosa, encontram-se os trabalhos de *Gottifredi e Flores* [17], *Richardson* [42] e *Javeri* [23], que utilizaram fluidos pseudoplásticos. Foram também estudados outros tipos de geometrias em escoamentos com fluidos pseudoplásticos, adotando a condição de contorno de temperatura da parede constante. Podem ser citados, por exemplo, o trabalho de *Chandrupatla & Sastri* [9], para dutos quadrados, e o trabalho de *Lawal e Mujumdar* [29], para dutos pentagonais e trapezoidais.

A solução obtida por separação de variáveis tem a desvantagem de necessitar de um número cada vez maior de autovalores e autofunções para sucessivas diminuições de valores de Gz^* . Felizmente, para valores pequenos de Gz^* , pode-se obter soluções aproximadas, assintóticas, assumindo que a transferência de calor se restringe à fina camada de fluido adjacente à parede, onde a distribuição de velocidade pode ser considerada linear. Para o escoamento em tubos, uma outra condição a ser cumprida é que a profundidade de penetração do calor seja pequena em relação ao raio de curvatura do tubo. Dessa aproximação deriva o segundo método para calcular os perfis de temperatura e números de Nusselt. Este método foi introduzido por *Lévéque* [28].

Para tubos circulares tem-se:

$$Nu = 0.539 \left(\frac{\alpha z}{g D^3} \right)^{-1/3} \quad (II.27)$$

$$\langle Nu \rangle_o = 0.808 \left(\frac{\alpha z}{g D^3} \right)^{-1/3} \quad (II.28)$$

Nas equações II.27 e 28, g corresponde ao gradiente de velocidade negativo na parede:

$$g \equiv - \left. \frac{dvo}{dr} \right|_{r=R} \quad (II.29)$$

O resultado final para placas paralelas é obtido substituindo D por H nas equações II.27 e 28.

A aproximação de Lévéque pode predizer valores exatos de números de Nusselt na faixa de $0 < Gr^* < 2 \times 10^{-2}$. A Fig. II.3 mostra a boa concordância para o escoamento newtoniano em um duto de seção circular.

Observa-se que no escoamento não-isotérmico de fluidos pseudoplásticos, os números de Nusselt encontram-se entre os correspondentes ao escoamento newtoniano e ao escoamento pistonado. Este último tipo de escoamento fornece o limite superior para os coeficientes de transferência de calor de fluidos pseudoplásticos. A solução para transferência de calor de escoamento pistonado em tubos circulares e entre placas paralelas pode ser encontrada em trabalhos que tratam da transferência de calor por condução, por exemplo, *Carslaw e Jaeger* [8]. Na região de entrada térmica, podemos usar a teoria da penetração para encontrar os números de Nusselt. Os números de Nusselt constantes na região termicamente desenvolvida, para escoamento pistonado e temperatura da parede constante, são:

$$Nu_{\infty} = 5.77 \quad (\text{tubo circular}) \quad (= 3.66 \text{ p/ escoamentos newtonianos})$$

$$Nu_{\infty} = 5.77 \quad (\text{placas paralelas}) \quad (= 3.77 \text{ p/ escoamentos newtonianos})$$

Finalmente, apresenta-se a seguir, os dados disponíveis de transferência de calor em escoamento laminar, em dutos com temperatura de parede constante, apresentados por *Kwant et alii* [28]:

Tubo circular

$$1. \quad Nu_{\infty} = 3,66 (1/n)^{0,13}, \quad 0,1 < n < 1 \quad (II.30)$$

(precisão de 1 %)

$$2. \quad \langle Nu \rangle_o = 1,018 (3 + 1/n)^{1/3} (Gz^*)^{-1/3} \quad (II.31)$$

$$0 < Gz^* < 3 \times 10^{-2} \text{ e } 0,1 < n < 1 \quad (\text{precisão de 5 \%})$$

$$3. \quad \langle Nu \rangle_o = Nu_{\infty} + \frac{0,050}{Gz^*} \quad (II.32)$$

$$Gz^* > 3 \times 10^{-2} \text{ e } 0,1 < n < 1 \quad (\text{precisão de 2 \%})$$

Para determinar a temperatura média de mistura, obtém-se, a partir de um balanço de calor:

$$\langle \theta \rangle = \frac{(T_p - \langle T_{mix} \rangle)}{(T_p - T_o)} = \exp (-4 Gz^* \langle Nu \rangle) \quad (II.33)$$

Placas paralelas:

$$1. \quad Nu_{\infty} = 3,77 (1/n)^{0,13}, \quad 0,1 < n < 1 \quad (II.34)$$

(precisão de 1 %)

$$2. \quad \langle Nu \rangle_o = 1,018 (2 + 1/n)^{1/3} (Gz^*)^{-1/3} \quad (II.35)$$

$$0 < Gz^* < 10^{-2} \text{ e } 0,1 < n < 1 \quad (\text{precisão de 5 \%})$$

$$3. \quad \langle Nu \rangle_o = Nu_{\infty} + \frac{0,053}{Gz^*}, \quad (II.36)$$

$$Gz^* > 10^{-2} \text{ e } 0,1 < n < 1 \quad (\text{precisão de 3 \%})$$

Para determinar a temperatura de mistura utiliza-se a seguinte relação:

$$\langle \theta \rangle = \frac{(T_p - \langle T_{mix} \rangle)}{(T_p - T_o)} = \exp (-2 Gz^* \langle Nu \rangle) \quad (II.37)$$

II.4 HIDRODINÂMICA E TRANSFERÊNCIA DE CALOR PARA FLUIDOS REAIS NÃO-ISOVISCOSOS

Pouca atenção tem sido direcionada à compreensão da hidrodinâmica e da transferência de calor no escoamento laminar de fluidos não-isoviscosos. Isto é ainda mais aparente quando se compara com a enorme quantidade de trabalhos realizados sobre a transferência de calor em fluidos isoviscosos, nos mais diversos tipos de geometria, com diferentes condições de contorno e com formas menos restritas da equação de energia (por exemplo, considerando condução axial ou com perfis de velocidade e temperatura desenvolvendo-se simultaneamente).

Além disso, nota-se que a atenção é quase sempre direcionada à taxa de transferência de calor, enquanto a hidrodinâmica é considerada como sendo relativamente de pouca importância. Entretanto, o caráter não-isoviscoso da maioria dos fluidos reais causa mudanças muito mais acentuadas na perda de carga do que na taxa de transferência de calor.

Qualitativamente, é simples entender o que acontece. A Fig. II.4 apresenta a distribuição de velocidade de um fluido ideal, newtoniano e com propriedades constantes, e a distribuição de fluidos reais, newtonianos, porém não-isoviscosos, quando aquecidos e quando resfriados. Considera-se apenas os casos em que a temperatura da parede do duto é constante.

No aquecimento de fluidos reais, a viscosidade na região próxima à parede diminui consideravelmente, causando gradientes de velocidade maiores nessa região e menores no centro; o perfil de velocidade tende para um escoamento pistonado. A taxa de

transferência de calor será aumentada devido ao maior gradiente de velocidade na parede, enquanto que o gradiente de pressão será desviado do caso isotérmico, calculado na temperatura de entrada no tubo. Se o processo de transferência de calor continuar até que o equilíbrio térmico seja atingido, então o gradiente de pressão se tornará igual ao gradiente de pressão isotérmico medido na temperatura de saída do tubo, enquanto o perfil de velocidade será novamente parabólico.

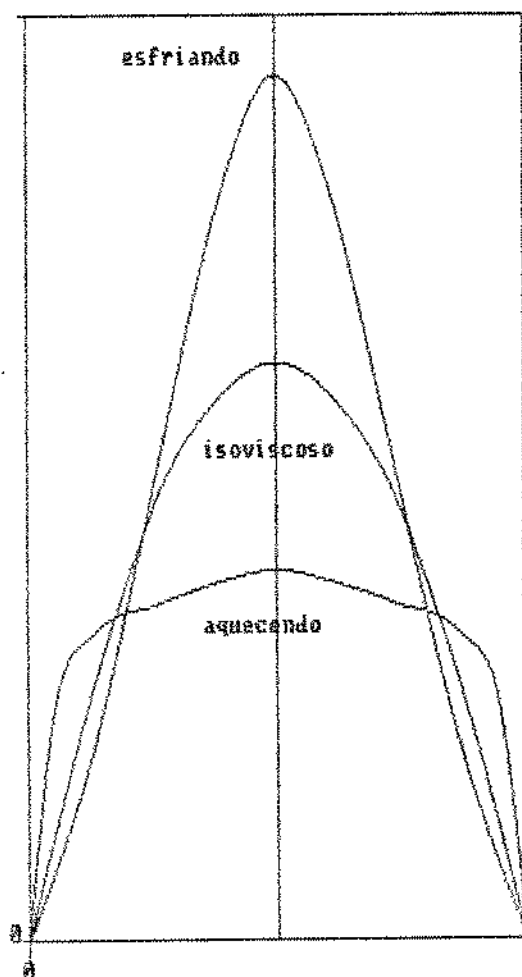


Fig. II.4 Perfil de velocidade no escoamentos de fluidos newtonianos não-isoviscosos através de tubos

No esfriamento de fluidos reais, devido à maior viscosidade e menor gradiente de velocidade na parede, a perda de carga irá aumentar e a taxa de transferência de calor será reduzida. Uma distorção semelhante irá ocorrer durante o aquecimento ou resfriamento de fluidos pseudoplásticos ou dilatantes.

No escoamento newtoniano emprega-se uma relação empírica para corrigir os coeficientes de transferência de calor quanto à influência da mudança de viscosidade. Esta relação é a equação de Sieder e Tate [45], destinada, originalmente, a tubos circulares e escoamento laminar na região de entrada térmica.

$$\langle \text{Nu} \rangle_{a.m.} = 1.86 \left(\frac{\alpha L}{\langle v_z \rangle D^3} \right)^{-1/3} \left(\frac{\langle \eta \rangle}{\eta_P} \right)^{0.14} \quad (\text{II.38})$$

onde $\langle \eta \rangle$ é a viscosidade média, calculada na temperatura média

$$\frac{T_o + \langle T_{mix} \rangle}{2}.$$

A relação original de Sieder e Tate tem sido, também, aplicada a escoamentos termicamente desenvolvidos e, além disso, para todos os tipos de geometrias e escoamentos turbulentos. Ela pode ser resumida por:

$$\frac{\langle \text{Nu} \rangle_s}{\langle \text{Nu} \rangle_o} = \left(\frac{\langle \eta \rangle}{\eta_P} \right)^{0.14} \quad (\text{II.39})$$

onde $\langle \text{Nu} \rangle_s$ é o número de Nusselt médio para fluidos reais e $\langle \text{Nu} \rangle_o$ é o número de Nusselt correspondente a um fluido isoviscoso idealizado.

Para o aquecimento, a equação II.39 geralmente correlaciona dados de transferência de calor dentro de uma margem de 30 % de erro, enquanto para o resfriamento os erros são maiores. A correção de Sieder e Tate não esclarece o mecanismo de transferência de calor de fluidos não-isoviscosos e, apesar de

suficientemente precisa para a maioria das aplicações industriais, é importante a procura de estimativas para a transferência de calor em escoamentos não-isoviscosos com maiores fundamentos teóricos.

Mais sério é o fato de que as correlações empíricas propostas para a perda de carga de escoamentos newtonianos, não-isotérmicos, são ainda menos confiáveis quando se trata de prever a perda de carga em fluidos reais. A maioria destas relações emprega correções do tipo Sieder e Tate para o fator de atrito, f ou utilizam predições de perda de carga isotérmica, nas quais a viscosidade é calculada em uma "temperatura do filme", quase arbitrária. Nenhuma dessas relações empíricas é satisfatória.

Analogamente à correção de Sieder e Tate, um fator de correção similar para o escoamento de fluidos não-newtonianos em tubos circulares, foi apresentado por Metzner et alii. [35]. O termo sugerido, que permite correções para variações radiais na consistência do fluido é:

$\left(\frac{\langle \gamma \rangle}{\gamma_p} \right)^{0.14}$, onde γ é a consistência do fluido, dada por:

$$\gamma = 8^{n-1} K \left(\frac{3n+1}{4n} \right) \quad (\text{Fluidos Ostwald-de-Waele}) \quad (\text{II.40})$$

Vários autores, porém, indicam que este termo de correção não é adequado, especialmente durante o resfriamento [12,38].

Até agora tem havido uma quantidade relativamente pequena de estudos teóricos que forneçam correções para variações radiais da viscosidade.

Test [51] apresenta uma solução numérica para escoamentos não-isotérmicos de fluidos newtonianos, que inclui os termos inerciais da equação do movimento e também a convecção radial. Devido ao grande número de parâmetros necessários à caracterização do problema, este estudo não fornece resultados suficientes e não pode dar informações satisfatórias a um engenheiro prático.

Podemos concluir deste trabalho, porém, que a influência das velocidades radiais nos números de Nusselt e na perda de carga é praticamente desprezível nas situações reais de transferência de calor ($Gz^* > 5 \times 10^{-4}$).

Yang [58] emprega um procedimento integral melhorado para o cálculo de coeficientes de transferência de calor locais, velocidades na linha central e fatores de atrito em escoamentos laminares de fluidos newtonianos.

Para escoamentos de fluidos newtonianos em tubos circulares temos também as soluções numéricas apresentadas por Kwant et alii. [26,28].

McKillop et alii. [33] obtiveram soluções numéricas para fluidos Ostwald-de-Waele dependentes da temperatura partindo de uma velocidade uniforme na entrada do tubo.

Christiansen e co-autores [13,14] e Hanks e Christiansen [18] resolveram as equações da energia e da quantidade de movimento acopladas e calcularam as médias logarítmicas de números de Nusselt, além das perdas de carga médias para fluidos newtonianos e não-newtonianos, com viscosidade dependente da temperatura, em tubos circulares.

Richardson [43], apresenta um trabalho bastante inovador no que diz respeito à abordagem do problema do escoamento de fluidos não-newtonianos com transferência de calor. A partir de um tratamento matemático elaborado, o autor chega a uma solução analítica, válida assintoticamente, para as equações que definem o escoamento de fluidos Ostwald-de Waele em dutos com paredes aquecidas com altos números de Graetz, altos números de Pearson e baixos números de Nahme. Isso significa que o escoamento considerado encontra-se em desenvolvimento e que a diferença entre a temperatura da parede e a temperatura de entrada do fluido é suficientemente grande para causar variações significativas na viscosidade, ao mesmo tempo em que os efeitos térmicos devidos à dissipação viscosa são desprezíveis. São consideradas três geometrias: canais, tubos e discos. Para cada uma dessas

geometrias são feitas estimativas da perda de carga, temperatura máxima e elevação da temperatura média do escoamento.

Quanto ao problema da viscosidade variável em escoamentos laminares entre placas paralelas, existe também uma análise de aproximações resumidas por *Hartnett e Kostic* [19]. As hipóteses conduzem a predições hidrodinâmicas irreais, como por exemplo, a de que o perfil de velocidade é função apenas de η_0/η_P , sendo independente de Gz^* .

Kwant et alii. [27], apresentam soluções satisfatórias para fluidos pseudoplásticos, enquanto *Lin e Hsu* [31] apresentam uma solução numérica de pouca clareza para o mesmo tipo de fluidos.

No que diz respeito aos fluidos dilatantes ($n > 1$), publicações sobre transferência de quantidade de movimento e transferência de calor são quase inexistentes, mesmo considerando propriedades independentes da temperatura. Em trabalho recente *Telis e Gasparetto* [49], apresentaram resultados experimentais e numéricos, muito resumidos de escoamentos não-isotérmicos de fluidos dilatantes e pseudoplásticos.

Na Engenharia de Alimentos os fluidos dilatantes têm uma participação considerável, nos processos.

CAPÍTULO III

PROPRIEDADES FÍSICAS DOS FLUIDOS UTILIZADOS NESTE TRABALHO

III.1 FLUIDOS UTILIZADOS

Os fluidos utilizados neste trabalho são soluções aquosas poliméricas e uma suspensão homogênea de amido de milho modificado. Os polímeros utilizados nos ensaios foram os seguintes:

- 1) K-carragena (CIAGEN-K LG) - Cialgas;
- 2) Goma Xantana - Hércules;
- 3) Amisol 4000 Waxy (amido de milho ceroso) - Refinações de Milho Brasil Ltda.

As concentrações das soluções aquosas destes polímeros estiveram na faixa de 300 a 8000 ppm., em peso.

III.2 REOLOGIA

III.2.1 REÔMETRO UTILIZADO

Nas determinações experimentais foi utilizado um reômetro marca Rheomat 115 equipado com Rheoscan 100 e banho termostático. Este reômetro é rotacional, de cilindros concêntricos, com o cilindro interno móvel, como esquematizado na Fig. (III.1). O equipamento possui um dispositivo que permite a variação contínua da velocidade angular do cilindro interno entre 0 e 790 r.p.m.

O torque necessário para girar o motor a rotação constante é medido por meio de um sensor. Este sensor consta basicamente de uma mola calibrada, cuja deflexão é medida pela mudança de resistência elétrica em um potenciômetro linear de

precisão, com saída analógica. Os cilindros concêntricos deste equipamento são de aço inoxidável e têm por dimensões, em milímetros: $R_o = 24.4$, $R_a = 22.5$ e $h = 68$. O reômetro é equipado com uma camisa termostática, situada ao redor do cilindro externo e em cujo interior circula uma solução de etileno glicol.

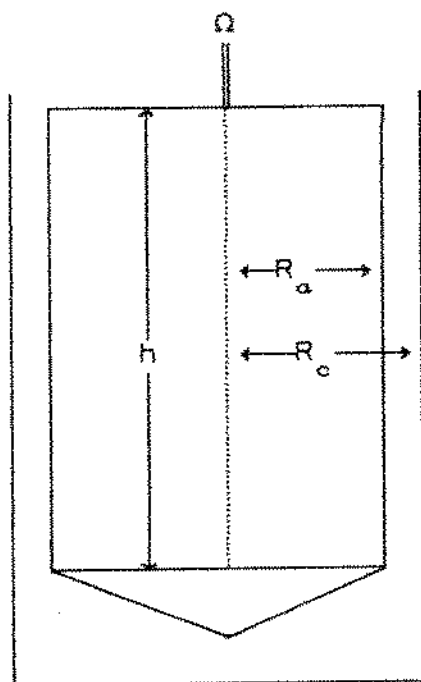


Fig. III.1 Dimensões do reômetro de cilindros concêntricos

Considerando-se a geometria do reômetro, o torque em um dado ponto r é dado por:

$$\Pi = 2\pi r h r \tau \quad (III.1)$$

Portanto, a tensão de cisalhamento na parede do cilindro interno é dada por:

$$\tau_a = \frac{\Pi}{2\pi R_a^2 h} \quad (III.2)$$

e a velocidade angular, por:

$$\Omega = \frac{v}{r} \quad (\text{III.3})$$

que também pode ser expressa da seguinte forma:

$$\Omega = \int_{\tau_a}^{\tau_c} \frac{\dot{\gamma}}{2\tau} d\tau \quad (\text{III.4})$$

onde: τ_a = tensão de cisalhamento no cilindro interno
 τ_c = tensão de cisalhamento no cilindro externo

Diferenciando-se a eq. (III.4) em relação a τ_a , tem-se:

$$\frac{d\Omega}{d\tau_a} = \frac{1}{2} \frac{1}{\tau_a} \left[\dot{\gamma}(\tau_a) - \dot{\gamma}(\tau_c) \right] \quad (\text{III.5})$$

Utilizando-se a série de Euler-Maclaurin, *Krieger e Elrod* [25] obtiveram a seguinte expressão:

$$\dot{\gamma} = \frac{\Omega}{\ln \varepsilon} \left(1 + \ln \varepsilon \frac{d \ln \Omega}{d \ln \tau_a} + \left[\frac{(\ln \varepsilon)^2}{3\Omega} \frac{d^2 \Omega}{d(\ln \tau_a)^2} \right] - \left[\frac{(\ln \varepsilon)^4}{45\Omega} \frac{d^4 \Omega}{d(\ln \tau_a)^4} \right] + \dots \right) \quad (\text{III.6})$$

onde : $\varepsilon = \frac{R_c}{R_a}$

Elaborando-se um gráfico de Ω em função de τ_a em coordenadas logarítmicas, a inclinação da curva obtida é dada por:

$$M = \frac{d \ln \Omega}{d \ln \tau_a} \quad (\text{III.7})$$

Segundo *Krieger e Elrod* [25], quando o termo $(M \ln \varepsilon)$ é menor do que 0,2, a taxa de deformação pode ser obtida através de:

$$\dot{\gamma} = \frac{\Omega}{\ln \varepsilon} (1 + M \ln \varepsilon) \quad (\text{III.8})$$

com erro inferior a 1%.

Ainda segundo estes autores, quando o termo $(M \ln \varepsilon)$ se situa entre 0,2 e 1,0, a taxa de deformação pode ser calculada através de:

$$\dot{\gamma} = \left[\frac{\Omega}{\ln \varepsilon} \right] \left[1 + M \ln \varepsilon + \frac{(\ln^2 \varepsilon)}{3} + \frac{(\ln^2 \varepsilon)}{3} \frac{dM}{d \ln \tau_a} \right] \quad (\text{III.9})$$

A construção da curva reológica a partir dos dados obtidos no reômetro seguiu o seguinte procedimento:

- 1) obter as medidas de torque e velocidade angular na faixa desejada;
- 2) converter o torque à tensão de cisalhamento na parede do cilindro interno, através da eq. (III.2);
- 3) calcular o parâmetro M pela eq. (III.7);
- 4) cálculo dos gradientes de velocidade corrigidos para o comportamento não-newtoniano ($\dot{\gamma}$) através da eq. (III.9);
- 5) cálculo do índice de consistência K da lei da potência, pela eq. II.4.

A partir das equações (III.7) e (III.9) obtivemos as curvas reológicas sem a adoção prévia de qualquer modelo reológico. Estas curvas nos permitiram, então, classificar o fluido segundo o seu comportamento reológico. Verificou-se que os fluidos estudados no presente trabalho adaptaram-se ao modelo de Ostwald-de-Waele (eq. II.4).

Os parâmetros K e n deste modelo foram calculados a partir dos dados experimentais.

Combinando-se as equações (III.4) e (III.1) e integrando, tem-se:

$$\Omega = \left[\frac{\Pi}{2\pi h K} \right]^{1/n} \left(\frac{n}{2} \right) \left(\frac{1}{R_a^{2/n}} - \frac{1}{R_c^{2/n}} \right) \quad (\text{III.10})$$

ou seja,

$$\ln \Omega = \frac{1}{n} \ln t + \ln \left[\left(\frac{1}{2\pi h K} \right) \left(\frac{n}{2} \right) \left(\frac{1}{R_a^{2/n}} - \frac{1}{R_c^{2/n}} \right) \right] \quad (\text{III.11})$$

O gráfico da velocidade angular em função do torque em coordenadas logarítmicas foi uma reta e, o coeficiente angular dessa reta permitiu a determinação do índice do comportamento, ao mesmo tempo em que o coeficiente linear permitiu a determinação do índice de consistência do fluido.

Todos os dados reológicos foram processados mediante um programa de computador.

III.2.2 RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Os dados reológicos são apresentados e discutidos de forma prática para aplicação em cálculos de engenharia, na seguinte ordem:

- A. Comportamento reológico das soluções e sua dependência com a temperatura.
- B. Comportamento reológico das soluções e sua dependência com a concentração.

Os dados experimentais foram analisados, primeiramente, utilizando-se os modelos de Ostwald-de-Waele, Herschel-Bulkley e de Casson. O primeiro foi escolhido devido à sua simplicidade, aplicabilidade a uma grande variedade de fluidos e ampla utilização em cálculos de engenharia. O de Casson também é muito usado pela sua simplicidade e é útil para uma primeira estimativa da tensão inicial no fluido, quando se aplicam modelos mais complexos, como é o caso do modelo de Herschel-Bulkley. Os dois últimos modelos foram então descartados devido à não existência de tensões iniciais na faixa de concentrações estudada.

As tabelas III.1, III.2 e III.3 apresentam os valores calculados dos parâmetros n e K do modelo de Ostwald-De Waele. Os coeficientes de regressão linear oscilaram dentro da faixa de 0,989 a 0,999.

O maior desvio médio encontrado foi de 2,184% e, o maior desvio padrão foi de 2,539%.

Tabela III.1 Parâmetros reológicos do modelo de Ostwald-de-Waele de suspensões aquosas de amido de milho modificado.

Concentração da Suspensão	T °C	n	K Pascal s ⁿ
50000 ppm	0	1,72595	1,5000
	10	1,72557	1,1046
	21	1,70597	0,7889
	30	1,71102	0,5990
	42	1,72000	0,4149
	50	1,7218	0,3248
100000 ppm	0	1,556	2,3120
	11	1,550	1,5784
	20	1,552	1,1550
	30	1,553	0,8164
	41	1,549	0,5573
	52	1,552	0,3805
150000 ppm	0	1,400	2,8960
	10	1,398	2,0265
	22	1,398	1,3204
	32	1,396	0,9240
	40	1,397	0,6944
	50	1,395	0,4859

Tabela III.2 Parâmetros reológicos do modelo de Ostwald-de-Waele de soluções aquosas de Xantana

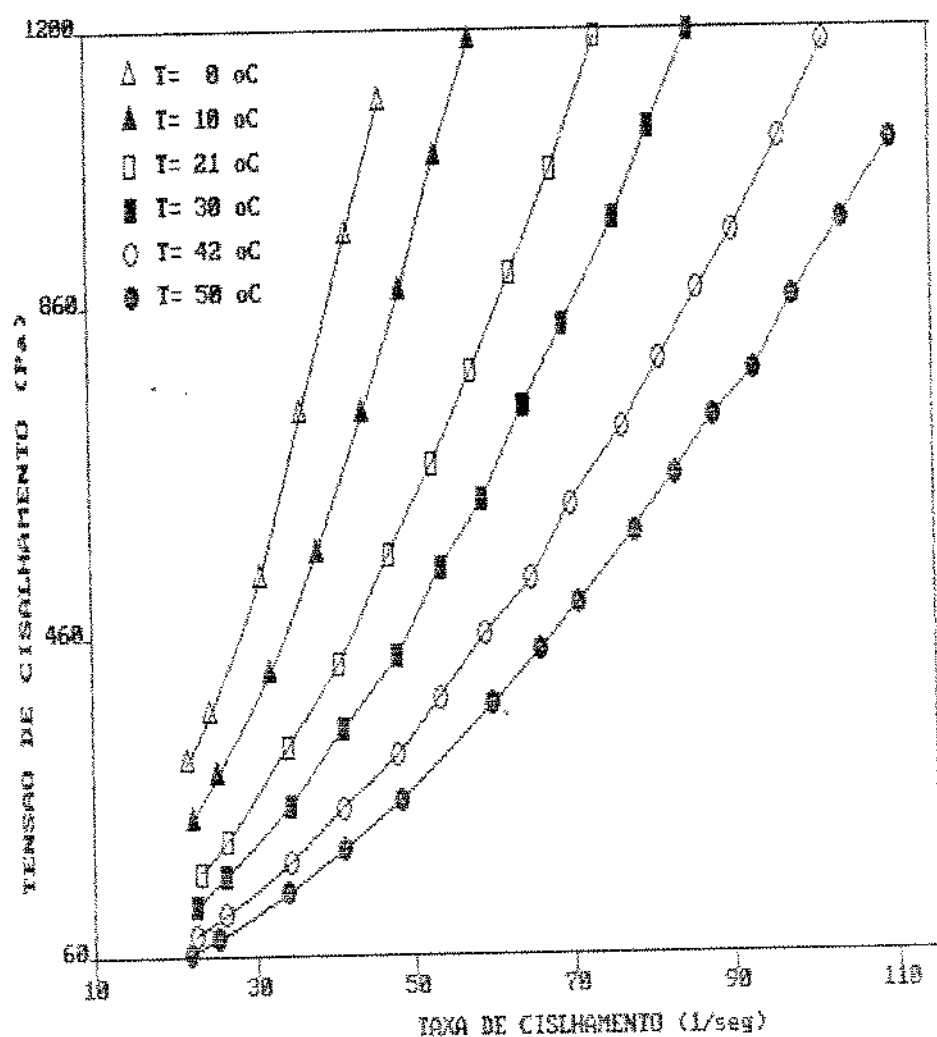
Concentração da Solução	T °C	n	K Pascal s ⁿ
300 ppm	5	0,9980	0,0301
	10	0,9800	0,0278
	22	0,9611	0,0229
	30	0,9811	0,0201
	42	0,9710	0,0166
	51	0,9812	0,0144
	60	0,9700	0,0124
600 ppm	5	0,9122	0,0492
	10	0,9213	0,0443
	21	0,8991	0,0352
	30	0,9090	0,0291
	41	0,9211	0,0231
	52	0,9081	0,0183
	60	0,8980	0,0155
1000 ppm	10	0,8116	0,0720
	21	0,8117	0,0514
	30	0,7917	0,0390
	41	0,8100	0,0279
	52	0,8091	0,0199
	61	0,8093	0,0151

Tabela III.3 Parâmetros reológicos do modelo de Ostwald-de-Waele de soluções aquosas de K-carragena

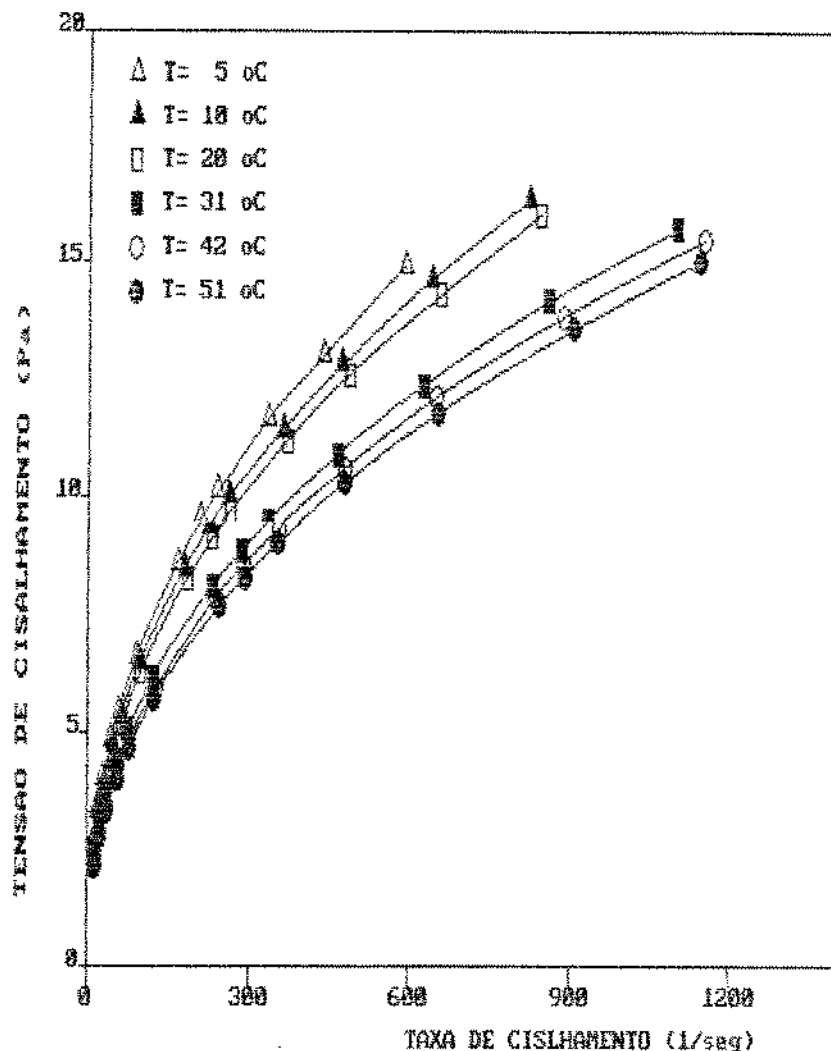
Concentração da Solução	T °C	n	K Pascal s ⁿ
4500 ppm	5	0,6760	0,04206
	10	0,6780	0,03970
	20	0,6800	0,03520
	30	0,6860	0,03130
	40	0,6810	0,02780
	50	0,6830	0,02470
6500 ppm	5	0,4540	0,48765
	10	0,4480	0,44970
	20	0,4510	0,38250
	30	0,4470	0,32530
	41	0,4510	0,27220
	52	0,4430	0,22600
7000 ppm	5	0,4310	0,95087
	10	0,4280	0,85520
	20	0,4330	0,69190
	31	0,4230	0,54790
	42	0,4270	0,43390
	51	0,4320	0,35860

Portanto, verificando-se o valor de n conclui-se que as soluções aquosas de K-carragena e goma Xantana, nas faixas de concentração, temperaturas e taxas de deformação, $\dot{\gamma}$, empregadas comportam-se como fluidos pseudoplásticos e as soluções aquosas de amido de milho modificado comportam-se como fluidos dilatantes.

Os reogramas das figuras III.2 e III.3, também confirmam a validade de se admitir o comportamento pseudoplástico e dilatante para os fluidos estudados.



III.2 Influência da temperatura na reologia da solução aquosa de amido de milho modificado 50000 ppm.



III.3 Influência da temperatura na reologia da solução aquosa de K-carragena 7000 ppm.

A. Influência da temperatura nos parâmetros reológicos.

O efeito da temperatura sobre K para a suspensão aquosa de amido de milho modificado (para uma concentração de 10%) foi expresso pela relação :

$$K(T) = 2,63 \cdot e^{\frac{E_a}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{273} \right)} \quad (\text{III.12})$$

com coeficiente de correlação de 0,9891

onde: E_a = energia de ativação = 25.429,03 J/(g mol)

R = Constante universal dos gases = 8,314 J/(g mol)(K)

T = Temperatura absoluta em ($^{\circ}$ K)

O efeito da temperatura na solução aquosa de goma xantana (1000 ppm) foi expresso pela relação:

$$K(T) = 0,0978 e^{(-3,06 \times 10^{-2} (T-T_0))} \quad (\text{III.13})$$

com coeficiente de correlação de 0,999

onde: T_0 = Temperatura de referência a 0 $^{\circ}$ C

Para a solução aquosa de K-carragena (4500 ppm) o efeito da temperatura é dado pela seguinte relação:

$$K(T) = 0,0446 e^{(-1,18 \times 10^{-2} (T-T_0))} \quad (\text{III.14})$$

com coeficiente de correlação de 0,999

B. Influência da concentração nos parâmetros reológicos.

O efeito da concentração sobre K na suspensão aquosa de amido de milho modificado, a $T = 30^{\circ}$ C, foi expresso pela relação:

$$K(C) = 0,317 (C)^{0,4} \quad (\text{III.15})$$

com coeficiente de correlação de 0,996

onde: C = concentração em % W.

O efeito da concentração na solução aquosa de goma xantana, a $T = 30^{\circ}$ C, foi expresso pela relação:

$$K(C) = 8,72 \times 10^{-4} (C)^{0,549} \quad (\text{III.16})$$

com coeficiente de correlação de 0,999

Para o efeito da concentração sobre n os dados de amido de milho modificado foram adaptados à seguinte relação (para temperaturas na faixa de 30-32°C):

$$n = -0,032(C) + 1,868 \quad (\text{III.17})$$

com coeficiente de correlação de 0,9997

Para a solução aquosa de goma xantana temos (para 30 °C):

$$n = -2,71 \times 10^{-4}(C) + 1,06607 \quad (\text{III.18})$$

com coeficiente de correlação de 0,9985

III.3 PROPRIEDADES TERMOFÍSICAS

III.3.1 MASSA ESPECÍFICA

As massas específicas das soluções foram determinadas por picnômetros sendo os resultados apresentados na tabela (III.4).

Tabela III.4 Massa Específica de soluções poliméricas.

Solução (% em peso)	Massa (Kg/m ³) Específica
Xantana	
0,10	1002,0
0,06	1001,8
0,03	1001,0
K-Carragena	
0,20	1002,3
Amido de Milho	
5,0	1036,2
10,0	1080,0
15,0	1101,1

III.3.2 DIFUSIVIDADE TÉRMICA

A difusividade térmica de soluções e suspensões poliméricas, devido ao carácter não-newtoniano desses fluidos, vem sendo há muito tempo objeto de estudo. Esta propriedade é afetada pela temperatura, conteúdo de água, composição e porosidade no caso de suspensões. Estes fluidos possuem características físicas que tornam a condução o modo primário de transferência de calor durante o processamento térmico.

Nas determinações experimentais é utilizado um tubo de difusividade térmica que consiste de uma cápsula cilíndrica e duas tampas externas (Fig. III.4). A cápsula é feita de latão cromado. As tampas são de nylon, e apresentam uma difusividade térmica de $1,09 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, valor próximo da difusividade determinada dos fluidos. Um termopar soldado na superfície exterior do cilindro fornece a temperatura da amostra na posição de raio R. Uma sonda com termopar no eixo do cilindro indica a temperatura no centro. O procedimento de montagem consistiu em colocar a tampa inferior, encher o tubo com o fluido e colocar a tampa superior.

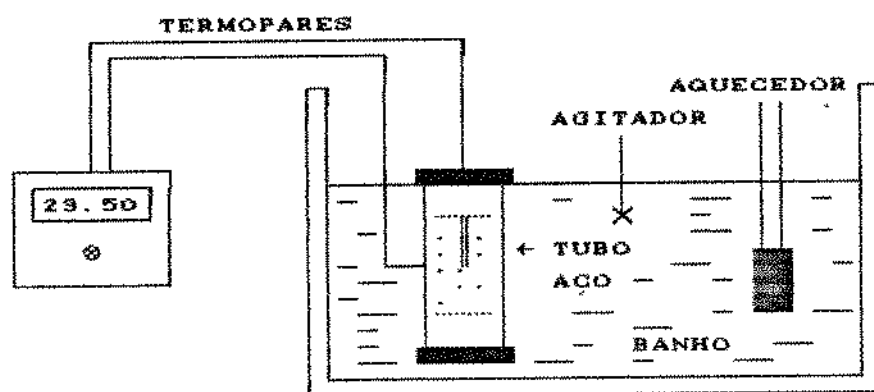


Fig. III.4 Aparelho para medir difusividade térmica

A seguir uma sonda foi inserida, com total imersão do sensor na amostra. O sensor é fixado na tampa superior,

assegurando um adequado posicionamento radial do termopar central. O diâmetro interior do tubo é de 54,6 mm e a altura é de 228 mm. Com o fluido, tampas e termopar central colocados, o conjunto inteiro foi imerso em um banho de temperatura constante, bem agitado. O banho foi aquecido a uma taxa constante, satisfazendo o requisito de que $\partial T / \partial t$ fosse constante.

A teoria do método está baseada em uma condição de transferência de calor em regime transiente, por meio da qual a temperatura da amostra aumenta linearmente com o tempo, minimizando a dificuldade de satisfazer as condições de contorno. Simultaneamente, a diferença de temperatura que indica a difusividade térmica é invariável com o tempo, portanto facilitando a análise e interpretação dos dados. O método produz dados aplicáveis ao intervalo de temperatura através do qual o fluido é aquecido, e permite o cálculo da difusividade térmica a partir de um único experimento. As condições necessárias são satisfeitas quando o termo geral $\partial T / \partial t$, na equação de transferência de calor, é constante. Considerando-se a geometria do aparelho, a equação de variação de energia se reduz a:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = A = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (\text{III.19})$$

Se o gradiente de temperatura paralelo ao eixo do cilindro não é permitido e não existe diferença de temperatura angular, chega-se a:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = A = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (\text{III.20})$$

onde A é igual à taxa constante de elevação da temperatura em todos os pontos do cilindro.

Considerando que o gradiente de temperatura $\partial T / \partial t$ não é mais dependente do tempo, a equação (III.20) torna-se:

$$\frac{A}{\alpha} = \frac{d^2T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} \quad (\text{III.21})$$

Aplicando as condições de contorno;

$$\text{C.C. 1} \quad T = At = T_R \quad t > 0, \quad r = R$$

$$\text{C.C. 2} \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad t > 0, \quad r = 0$$

a solução é:

$$T_R - T = \frac{A}{4\alpha} (R^2 - r^2) \quad (\text{III.22})$$

Tomando $r = 0$, temos:

$$T_R - T_o = \frac{AR^2}{4\alpha} \quad (\text{III.23})$$

onde T_o é a temperatura do centro. A eq. III.23 pode então ser usada para a determinação de α .

Os valores numéricos de difusividade térmica encontram-se na tabela (III.5).

Tabela III.5 Valores da Difusividade térmica, α (m^2/seg) de suspensões poliméricas

Solução	C ppm	T °C
		30°C - 60°C
Xantana	1.000	$1,3214 \times 10^{-7}$
	600	$1,3190 \times 10^{-7}$
	300	$1,3146 \times 10^{-7}$
Amido Modificado	150.000	$1,3900 \times 10^{-7}$
	100.000	$1,3866 \times 10^{-7}$
	50.000	$1,3823 \times 10^{-7}$
K-carragena	2.000	$1,3468 \times 10^{-7}$

A figura III.5 mostra as curvas que permitem a obtenção da difusividade térmica de uma solução aquosa de amido de milho modificado.

Na faixa de concentração dos polímeros em estudo, constatou-se que podem ser usadas, sem conduzir a erros consideráveis, as propriedades da água pura.

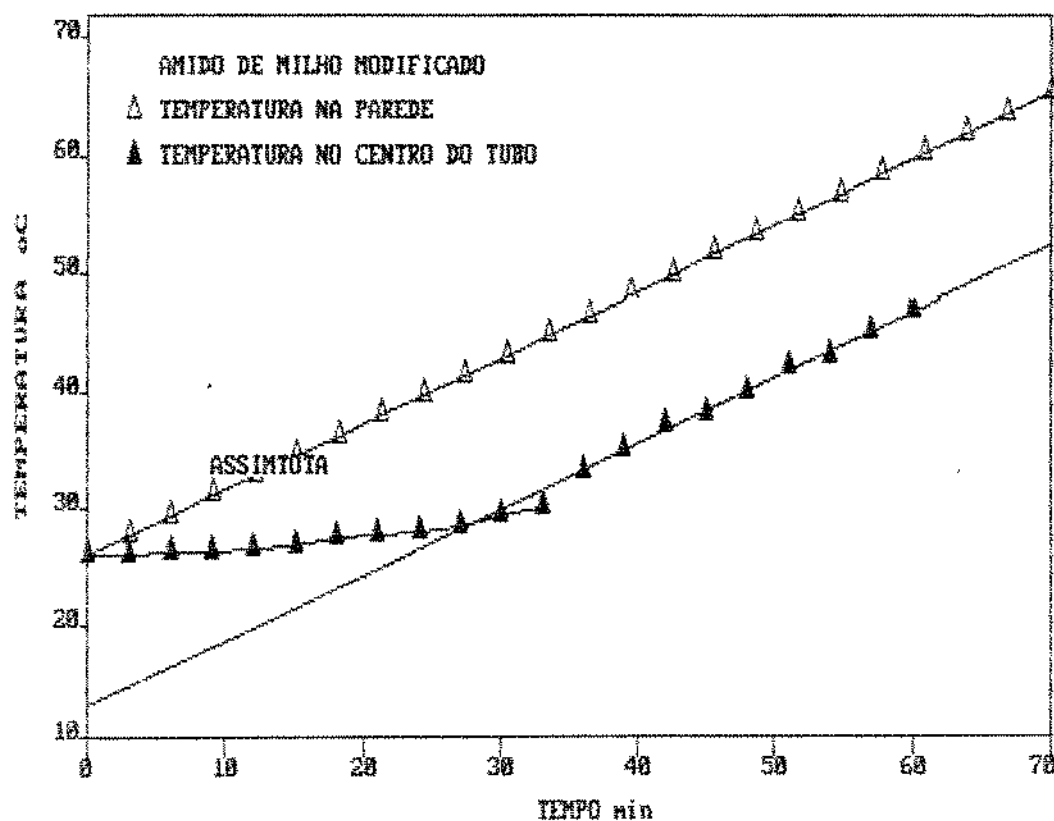


Fig. III.5 Difusividade térmica da suspensão aquosa de amido de milho modificado.

CAPÍTULO IV

ESCOAMENTO LAMINAR DE FLUIDOS NÃO NEWTONIANOS EM DUTOS CIRCULARES - SOLUÇÃO NUMÉRICA

Neste ponto considera-se a transferência de quantidade de movimento e de calor entre um fluido escoando no interior de um tubo e as paredes. As questões fundamentais a serem respondidas são:

1. Qual é a força de atrito ou perda de carga na direção longitudinal?
2. Qual é o coeficiente de transferência de calor ou resistência térmica à transferência de calor na direção normal ao escoamento?

A partir das equações de estado e de conservação da massa, quantidade de movimento e energia, pode-se descrever todos os problemas de escoamento viscoso isotérmico e não isotérmico, independente de seu comportamento ser newtoniano ou não, desde que seja possível modelar seu comportamento reológico.

As equações de conservação gerais escritas em termos de derivadas substanciais são:

continuidade;

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho(\nabla \cdot \vec{v}) \quad (\text{IV.1})$$

quantidade de movimento;

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = -\nabla p - \nabla \cdot \vec{\tau} + \rho \vec{g} \quad (\text{IV.2})$$

energia térmica;

$$\rho \frac{D\hat{U}}{Dt} = - \nabla \cdot \vec{q} - p(\nabla \cdot \vec{V}) - (\vec{\tau} : \nabla \vec{V}) \quad (IV.3)$$

O comportamento reológico depende fortemente dos gradientes de velocidade e temperatura, assim, as 3 equações de variação são acopladas e a distribuição de temperatura não pode ser obtida da eq. (IV.3) a menos que seja conhecida a distribuição de velocidade, já que a última afeta tanto o termo DT/Dt quanto o termo de aquecimento viscoso. Por outro lado, a distribuição de velocidade não pode ser obtida da eq. (IV.2) a menos que a distribuição de temperatura seja conhecida, pois a reologia é bastante influenciada pela temperatura. Sendo assim, não é surpreendente que soluções analíticas das equações acima possam ser obtidas apenas através de drásticas hipóteses simplificadoras, o que faz com que a maioria das soluções que têm algum interesse real sejam soluções numéricas. Soluções analíticas podem ter algum valor apenas para fornecer estimativas de ordens de grandeza, para fornecer as bases de uma solução numérica, para checar programas numéricos nos casos limites ou para sugerir procedimentos que possibilitem a obtenção de correlações adimensionais, (algumas destas soluções foram mencionadas no Capítulo II).

IV.1 HIDRODINAMICA

Uma análise do fenômeno da transferência de calor em fluidos não-newtonianos requer a compreensão do comportamento hidrodinâmico dos mesmos.

O procedimento analítico para obter os perfis de velocidade de fluidos não-newtonianos é descrito a seguir. Para o estudo do escoamento em regime permanente plenamente estabelecido em um tubo cilíndrico de raio constante R , independente do seu caráter newtoniano ou não, pode-se utilizar a equação da

quantidade de movimento entre as seções 1 e 2, conforme a Fig. IV.1.

Para o caso de um fluido não-newtoniano que apresenta a equação reológica de estado do tipo da eq. (II.4), pode-se resolver o problema a partir da equação de conservação de quantidade de movimento (eq. IV.2), fazendo as seguintes considerações:

- o escoamento é estacionário (Regime Permanente);
- o escoamento é isotérmico;
- o escoamento é plenamente desenvolvido;
- o escoamento é retilíneo e simétrico em relação ao eixo z;
- não há deslizamento na parede;
- o fluido comporta-se como um meio contínuo;
- o fluido tem comportamento do tipo $\tau = K \dot{\gamma}^n$.

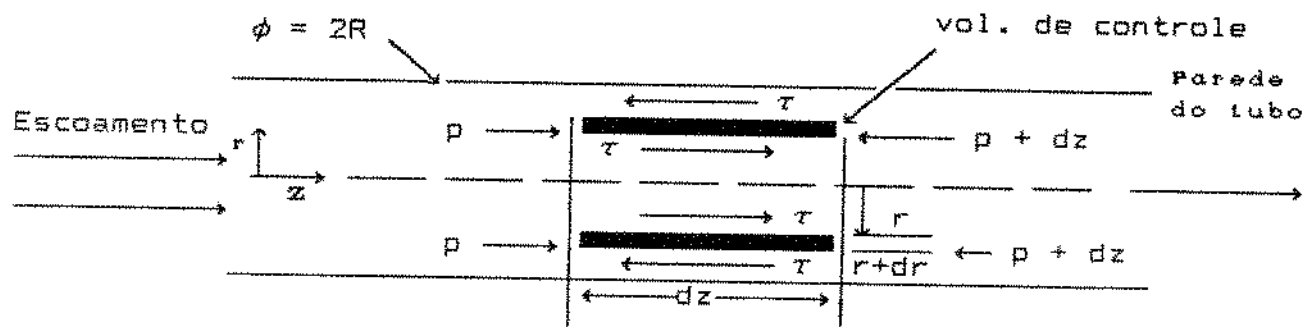


Fig. IV.1 escoamento laminar em tubo.

Dessa forma, a eq. (IV.2) reduz-se a:

$$\frac{d}{dr} (r\tau_{rz}) = - \frac{dp}{dz} r \quad (IV.4)$$

como dp/dz não é função de r , temos:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r\tau_{rz}) = \frac{P_0 - P_L}{L} \quad (IV.5)$$

Integrando:

$$\tau_{rz} = \frac{(P_o - P_L)r}{2L} + \frac{C_1}{r} \quad (IV.6)$$

e utilizando a condição de contorno:

$$\text{C.C. 1} \quad r = 0 \quad \tau_{rz} = 0 \quad (IV.7)$$

chega-se a:

$$\tau_{rz} = \tau_p \frac{r}{R} \quad (IV.8)$$

onde τ_p é a tensão de cisalhamento na parede.

Substituindo a eq. (II.4) na eq. (IV.8) obtém-se:

$$-K \left| \frac{dv_z}{dr} \right|^n \frac{dv_z}{dr} = \tau_p \frac{r}{R} \quad (IV.9)$$

que após rearranjada e integrada fornece:

$$v_z = - \left[\frac{\tau_p}{KR} \right]^{1/n} \frac{r^{(1/n)+1}}{(1/n)+1} + C_2 \quad (IV.10)$$

Utilizando a segunda condição de contorno:

$$\text{C.C. 2} \quad r = R \quad v_z = 0 \quad (IV.11)$$

obtemos o perfil de velocidade:

$$v_z = \left[\frac{\tau_p}{K} \right]^{1/n} \frac{R}{(1/n)+1} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^{(1/n)+1} \right] \quad (IV.12)$$

Quando $n < 1$ os perfis de velocidade resultantes são mais achatados que os perfis parabólicos dos fluidos newtonianos. Quando $n > 1$ ocorre o contrário (ver Fig. IV.2).

Uma vez conhecido o perfil de velocidade pode-se calcular facilmente:

a) a velocidade máxima, que ocorre em $r = 0$:

$$v_{z\max} = \left(\frac{\tau_p}{K} \right)^{1/n} \frac{R}{(1/n) + 1} \quad (\text{IV.13})$$

b) a vazão volumétrica, que é o produto da área pela velocidade média:

$$Q = \int_0^{2\pi} \int_0^R v_z r dr d\phi = \frac{\pi R^3}{(1/n) + 3} \left[\frac{(P_o - P_L)R}{2KL} \right]^{1/n} \quad (\text{IV.14})$$

c) a velocidade média $\langle v_z \rangle$, que é obtida pela vazão dividida pela área da mesma:

$$\langle v_z \rangle = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^R v_z r dr d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^R r dr d\phi} = \left(\frac{\tau_p}{K} \right)^{1/n} \frac{R}{(1/n) + 3} \quad (\text{IV.15})$$

Para $n = 1$ e $K = \mu$ a eq. (IV.14) se reduz à equação de Hagen-Poiseuille (II.15b).

O fator de atrito de Fanning para escoamento laminar plenamente desenvolvido é determinado por:

$$f = \frac{16}{Re'} \quad (\text{IV.16})$$

onde

$$Re' = \frac{\rho \langle v \rangle^{2-n} d^n}{K' 8^{n-1}} \quad (\text{IV.16a})$$

$$K' = K \left(\frac{3n + 1}{4n} \right)^n \quad (\text{IV.16b})$$

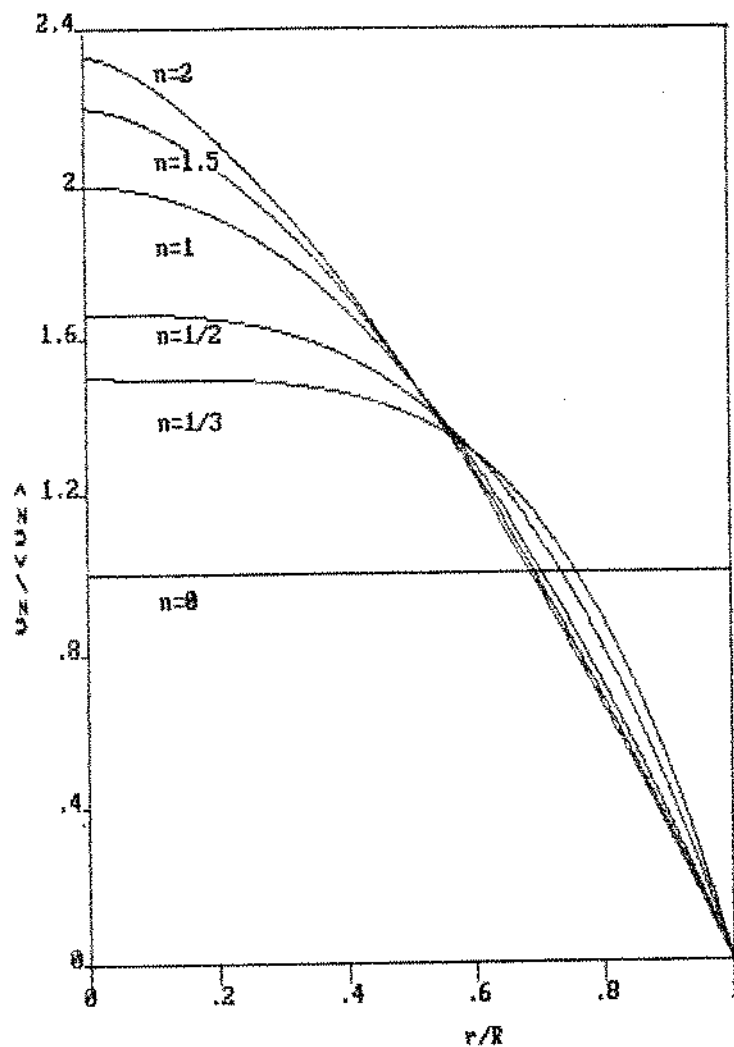


Fig. IV.2 Perfis de velocidades para fluidos que obedecem à relação $\tau = K \dot{\gamma}^n$.

IV.2 TRANSFERÊNCIA DE CALOR

A transmissão de calor entre parede e fluido ocorre por uma combinação de condução e convecção. Para escoamento incompressível, a transferência de calor resultante afeta o campo de escoamento pela variação das propriedades reológicas do fluido em função da temperatura. Consequentemente, pode-se resolver a

equação da quantidade de movimento independentemente da equação da energia; a recíproca, contudo, na maioria das vezes não é possível. Isto acontece para escoamentos isotérmicos.

A Fig. IV.3 apresenta um esquema de escoamento, onde o calor está sendo transferido ao fluido através da parede do tubo, o qual encontra-se à temperatura T_P .

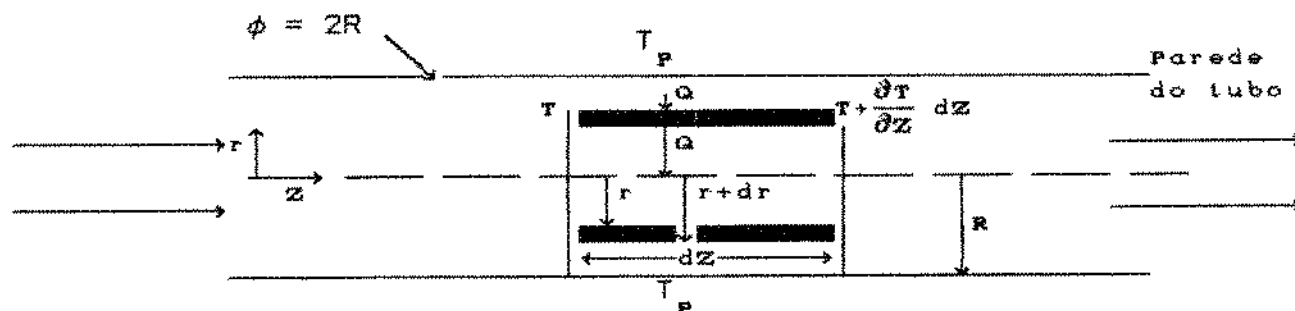


Fig. IV.3 Transferência de calor num escoamento laminar

IV.2.1 ESCOAMENTO ISOVISCOSO

O problema pode ser resolvido levando em conta as seguintes considerações:

- o escoamento é estacionário (regime permanente);
- o escoamento é retilíneo e simétrico em relação ao eixo z ;
- o escoamento isotérmico está plenamente desenvolvido na entrada da seção de transferência de calor;
- propriedades físicas independentes da posição;
- dissipação viscosa desprezível;
- a difusão axial de energia e de quantidade de movimento são desprezíveis comparadas à convecção ou gradiente axial de pressão;
- temperatura da parede constante.

Sendo assim, para escoamentos em tubos cilíndricos as eqs. IV.1 a IV.3 podem ser simplificadas, resultando:

$$0 = - \frac{dp}{dz} - \frac{1}{r} \frac{d}{dr}(r\tau_{rz}) \quad (\text{IV.4})$$

$$\rho c_p v_z \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r q_r) \quad (\text{IV.17})$$

O perfil de velocidade obtido a partir das eqs. IV.12 e IV.13 é dado pela equação:

$$v_z = v_{z\max} (1 - (r/R)^{(1/n)+1}) \quad (\text{IV.18})$$

Substituindo na eq. IV.17 o perfil de velocidade (eq. IV.18), a lei de Fourier da condução de calor e introduzindo as variáveis adimensionais: $\theta = (T_p - T)/(T_p - T_o)$, $\xi = r/R$, e $\zeta = (k/\rho c_p v_{z\max} R^2)z$, tem-se:

$$(1 - \xi^{(1/n)+1}) \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} = \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\xi \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right] \quad (\text{IV.19})$$

onde:

$\theta(r, z)$ = excesso da temperatura do líquido sobre a temperatura do ambiente;

$\frac{k}{\rho c_p} = \alpha$ = difusividade térmica;

k = condutividade térmica do fluido;

$c_p \rho$ = capacidade calorífica volumétrica do fluido;

A equação IV.19 é um problema linear de valores de contorno.

No caso considerado aqui as condições de contorno são:

$$\begin{array}{ll} \theta = 1 & \zeta = 0 \\ \theta = 0 & \xi = 1 \\ \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = 0 & \xi = 0 \end{array} \quad \left. \begin{array}{l} | \\ | \\ | \end{array} \right\} \quad (\text{IV.20})$$

A equação IV.19 é resolvida utilizando a técnica da separação das variáveis. Propondo-se uma solução da forma:

$$\theta(\xi, \zeta) = \Xi(\xi) Z(\zeta) \quad (\text{IV.21})$$

e introduzindo na equação diferencial parcial, tem-se;

$$\frac{1}{Z} \frac{dZ}{d\zeta} = \frac{1}{(1-\xi^{s+1}) \Xi \xi} \frac{d}{d\xi} \left[\xi \frac{d\Xi}{d\xi} \right] \quad (\text{IV.22})$$

ambos os lados igualam-se a uma constante, designada por $-\beta^2$ e fazendo-se $s = 1/n$, obtem-se duas equações diferenciais ordinárias;

$$\frac{dZ}{d\zeta} = -\beta^2 Z \quad (\text{IV.23})$$

$$\frac{1}{\xi} \frac{d}{d\xi} \left[\xi \frac{d\Xi}{d\xi} \right] + \beta^2 (1-\xi^{s+1}) \Xi = 0 \quad (\text{IV.24})$$

Estas equações têm as condições de contorno $Z'(0)=0$ e $\Xi(1)=0$. A equação (IV.24) é um problema de autovalores do tipo *Sturm-Liouville*, e há várias soluções para Ξ , correspondentes aos autovalores β_i . A solução para os perfis de temperatura será uma combinação linear de produtos da forma dada pela eq. IV.21, [*Bird et alii* [4].

$$\theta(\xi, \zeta) = \sum_{i=1}^{\infty} (-1)^{i+1} A_i \Xi(\xi) \exp(-\beta_i^2 \zeta) \quad (\text{IV.25})$$

o fator $(-1)^{i+1}$ é incluído de tal forma que os valores A_i sejam positivos. $\Xi(\xi)$ são as autofunções (ortogonais com respeito à função peso $\xi(1-\xi^{s+1})$ na faixa $\xi=0$ a $\xi=1$) obtidas da solução da equação IV.24, e o último termo que aparece no produto é a solução da equação IV.23.

Os valores de A são determinados da condição em $\xi=0$. Depois de escrever a equação IV.25 para $\xi=0$, multiplicam-se ambos os lados por,

$$\Xi_i(\xi) (1-\xi^{s+1})\xi \, d\xi$$

e integra-se de $\xi=0$ a $\xi=1$.

Usando o fato de que as autofunções $\Xi_i(\xi)$ são ortogonais na faixa de $\xi=0$ a $\xi=1$ com respeito à função peso $(1-\xi^{s+1})\xi$, obtem-se [Bird et alii, 4]:

$$A_i = \frac{\int_0^1 \Xi_i (1-\xi^{s+1})\xi \, d\xi}{\int_0^1 \Xi_i^2 (1-\xi^{s+1})\xi \, d\xi} \quad (\text{IV.26})$$

O problema é reduzido à determinação dos autovalores β_i e autofunções $\Xi_i(\xi)$ para os índices de comportamento do escoamento de interesse. As autofunções $\Xi_i(\xi)$ são obtidas como uma solução por séries:

$$\Xi_i(\xi) = \sum_{j=0}^{\infty} a_{i,j} \xi^j \quad (\text{IV.27})$$

onde $a_{i,0} = 1$, e os coeficientes ímpares são obtidos da fórmula de recorrência:

$$a_{i,j} = \frac{\beta_i}{j^2} \left(a_{i,j-n-3} - a_{i,j-2} \right) \quad (\text{IV.28})$$

Os valores de β_i são obtidos das equações (IV.27) e (IV.28) usando a condição de contorno em $\xi=1$ a qual requer que $\sum_{j=0}^{\infty} a_{i,j} = 0$.

As temperaturas reduzidas são apresentadas adiante nas tabelas IV.1, IV.2, IV.3, IV.4 e IV.5.

Para alguns problemas, o conhecimento da temperatura de mistura adimensional no duto antes da entrada ($z = 0$) e depois da saída ($z = L$) pode ser desejada. Esta temperatura é definida por:

$$\theta_{mix} = \frac{T_{mix} - T_p}{T_o - T_p} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^1 \theta(\xi, \zeta) v(\xi) \xi \, d\xi \, d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^1 v(\xi) \xi \, d\xi \, d\phi} \quad (\text{IV.29})$$

Valores de θ_{mix} são dados na tabela IV.6.

Os resultados podem também ser apresentados em termos do número de Nusselt. Primeiro um coeficiente de transferência de calor h é definido pela relação proposta por *Lyche & Bird* [32]:

$$q = h 2\pi R z (T_o - T_p) \quad (IV.30)$$

no qual q é o fluxo de calor por unidade de tempo através da superfície cilíndrica de área $2\pi R z$. O fluxo de calor através desta superfície iguala-se à diferença do balanço global de energia entre o calor sensível entrando com o escoamento em $z=0$ e o de saída em z ,

$$q = \pi R^2 \langle v \rangle \rho c_p (T_o - T_{mix}(z)) \quad (IV.31)$$

Combinando as eqs. IV.30 e IV.31, juntamente com a definição de número de Nusselt ($Nu = 2Rh/k$) tem-se:

$$Nu = \frac{1 - \theta_{mix}(\zeta)}{\zeta v_{max} / \langle v \rangle} \quad (IV.32)$$

Os números de Nusselt calculados são apresentados na tabela IV.7, para $n = 1, 1/2, 1/3, 1/4, 0$.

Os valores de θ_{mix} e Nu foram obtidos por integração numérica.

Temperatura de mistura

Os resultados apresentados nas tabelas IV.1, IV.2, IV.3, IV.4 e IV.5, foram ampliados em comparação com os resultados do trabalho de *Lyche e Bird* [32], no qual se baseiam a maioria dos trabalhos que tratam com escoamentos laminares não-isotérmicos isoviscosos e não-isoviscosos.

Tabela IV.1 Distribuição de temperaturas reduzidas $\theta(\xi, \zeta)$ para $n = 1$ em tubos cilíndricos

$\xi \backslash \frac{\zeta v_{max}}{\langle v \rangle}$	0,10	0,15	0,20	0,25	0,35	0,45	0,50	0,60	1,00
0,0	0,937	0,826	0,689	0,575	0,400	0,279	0,232	0,162	0,038
0,1	0,927	0,812	0,677	0,565	0,394	0,274	0,229	0,159	0,037
0,2	0,883	0,767	0,641	0,535	0,374	0,261	0,218	0,152	0,036
0,3	0,840	0,695	0,582	0,487	0,341	0,239	0,200	0,140	0,034
0,4	0,766	0,601	0,504	0,423	0,298	0,210	0,177	0,124	0,031
0,5	0,653	0,493	0,415	0,350	0,249	0,177	0,149	0,106	0,027
0,6	0,529	0,376	0,319	0,271	0,194	0,140	0,119	0,085	0,022
0,7	0,393	0,314	0,261	0,216	0,149	0,102	0,085	0,058	0,013
0,8	0,255	0,200	0,166	0,138	0,096	0,066	0,055	0,038	0,009
0,9	0,120	0,096	0,079	0,066	0,045	0,031	0,026	0,018	0,004
1,0	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000

Tabela IV.2 Distribuição de temperaturas reduzidas $\theta(\xi, \zeta)$ para $n = \frac{1}{2}$ em tubos cilíndricos

$\xi \backslash \frac{\zeta v_{max}}{\langle v \rangle}$	0,10	0,15	0,20	0,25	0,35	0,45	0,50	0,60	1,00
0,0	0,928	0,735	0,660	0,512	0,356	0,248	0,207	0,144	0,029
0,1	0,900	0,727	0,653	0,506	0,352	0,245	0,204	0,142	0,028
0,2	0,888	0,686	0,623	0,479	0,334	0,233	0,195	0,136	0,027
0,3	0,834	0,624	0,576	0,437	0,306	0,215	0,180	0,126	0,025
0,4	0,762	0,625	0,513	0,422	0,284	0,192	0,157	0,106	0,023
0,5	0,667	0,538	0,435	0,361	0,242	0,162	0,133	0,089	0,019
0,6	0,543	0,430	0,345	0,289	0,194	0,130	0,107	0,072	0,016
0,7	0,408	0,320	0,253	0,215	0,145	0,097	0,079	0,053	0,012
0,8	0,262	0,204	0,162	0,136	0,092	0,061	0,050	0,034	0,008
0,9	0,123	0,096	0,078	0,064	0,043	0,028	0,023	0,015	0,003
1,0	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000

Tabela IV.3 Distribuição de temperaturas reduzidas $\theta(\xi, \zeta)$ para $n = \frac{1}{3}$ em tubos cilíndricos

$\xi \backslash \zeta \frac{v_{max}}{\langle v \rangle}$	0,10	0,15	0,20	0,25	0,35	0,45	0,50	0,60	1,00
0,0	0,924	0,782	0,640	0,518	0,343	0,227	0,185	0,123	0,023
0,1	0,920	0,771	0,630	0,511	0,338	0,224	0,182	0,121	0,023
0,2	0,883	0,740	0,610	0,490	0,324	0,214	0,174	0,115	0,022
0,3	0,827	0,682	0,555	0,451	0,298	0,197	0,160	0,106	0,020
0,4	0,763	0,619	0,503	0,408	0,269	0,177	0,144	0,095	0,018
0,5	0,666	0,532	0,426	0,350	0,230	0,151	0,122	0,080	0,015
0,6	0,546	0,431	0,346	0,283	0,185	0,121	0,099	0,065	0,012
0,7	0,407	0,318	0,252	0,208	0,136	0,089	0,072	0,047	0,009
0,8	0,266	0,206	0,162	0,134	0,088	0,058	0,047	0,031	0,006
0,9	0,128	0,100	0,078	0,063	0,042	0,028	0,023	0,015	0,003
1,0	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000

Tabela IV.4 Distribuição de temperaturas reduzidas $\theta(\xi, \zeta)$ para $n = \frac{1}{4}$ em tubos cilíndricos

$\xi \backslash \zeta \frac{v_{max}}{\langle v \rangle}$	0,10	0,15	0,20	0,25	0,35	0,45	0,50	0,60	1,00
0,0	0,905	0,751	0,605	0,481	0,309	0,199	0,161	0,105	0,019
0,1	0,900	0,739	0,593	0,474	0,305	0,197	0,158	0,103	0,019
0,2	0,866	0,709	0,576	0,455	0,293	0,189	0,152	0,098	0,018
0,3	0,812	0,658	0,526	0,420	0,270	0,173	0,139	0,091	0,016
0,4	0,747	0,595	0,476	0,380	0,243	0,156	0,126	0,081	0,015
0,5	0,653	0,514	0,404	0,326	0,208	0,133	0,106	0,068	0,012
0,6	0,535	0,415	0,329	0,264	0,168	0,107	0,087	0,056	0,010
0,7	0,403	0,309	0,241	0,195	0,124	0,079	0,063	0,040	0,007
0,8	0,264	0,203	0,155	0,127	0,080	0,051	0,041	0,027	0,005
0,9	0,128	0,100	0,075	0,061	0,039	0,025	0,020	0,013	0,002
1,0	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000

Tabela IV.5 Distribuição de temperaturas reduzidas $\theta(\xi, \zeta)$ para $n = 0$ em tubos cilíndricos

$\zeta \backslash \frac{v_{max}}{\langle v \rangle}$	0,10	0,15	0,20	0,25	0,35	0,45	0,50	0,60	1,00
0,0	0,847	0,656	0,500	0,370	0,209	0,118	0,089	0,050	0,005
0,1	0,840	0,644	0,480	0,364	0,206	0,116	0,087	0,049	0,005
0,2	0,816	0,616	0,473	0,349	0,198	0,112	0,084	0,048	0,005
0,3	0,768	0,587	0,439	0,328	0,184	0,103	0,077	0,044	0,004
0,4	0,699	0,522	0,394	0,294	0,165	0,093	0,070	0,039	0,004
0,5	0,613	0,458	0,337	0,255	0,142	0,079	0,059	0,033	0,003
0,6	0,500	0,366	0,276	0,207	0,117	0,066	0,050	0,027	0,003
0,7	0,388	0,281	0,209	0,157	0,087	0,049	0,036	0,020	0,002
0,8	0,258	0,192	0,135	0,104	0,057	0,031	0,023	0,013	0,001
0,9	0,127	0,099	0,065	0,049	0,028	0,016	0,012	0,007	0,001
1,0	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000

A tabela IV.6 permite uma comparação da mudança de temperatura para fluidos com a mesma difusividade térmica, α , e a mesma velocidade média, $\langle v \rangle$, mas com diferentes graus de desvios em relação ao comportamento newtoniano.

Tabela IV.6 Perfil de temperatura de mistura $\theta_{mix}(\xi)$

$\xi \backslash \frac{v_{max}}{\langle v \rangle}$	0	1/4	1/3	1/2	1
0,10	0,392	0,527	0,543	0,550	0,579
0,15	0,294	0,421	0,437	0,453	0,478
0,20	0,209	0,336	0,350	0,369	0,395
0,25	0,164	0,272	0,287	0,305	0,331
0,35	0,092	0,176	0,188	0,206	0,229
0,45	0,051	0,115	0,124	0,139	0,158
0,50	0,038	0,092	0,100	0,114	0,132
0,60	0,024	0,059	0,066	0,076	0,091
1,00	0,005	0,010	0,012	0,016	0,021

Tabela IV.7 Números de Nusselt

$\zeta \frac{v_{max}}{\langle v \rangle} \backslash n$	0	1/4	1/3	1/2	1
0,10	6,080	4,730	4,570	4,500	4,210
0,15	4,707	3,860	3,753	3,647	3,480
0,20	3,955	3,320	3,250	3,155	3,025
0,25	3,344	2,912	2,852	2,780	2,676
0,35	2,594	2,354	2,320	2,269	2,203
0,45	2,109	1,967	1,947	1,913	1,871
0,50	1,924	1,816	1,800	1,772	1,736
0,60	1,627	1,568	1,557	1,540	1,515
1,00	0,995	0,990	0,988	0,984	0,979

IV.2.2 ESCOAMENTO NÃO-ISOVISCOSO

As restrições são as mesmas que para escoamentos isoviscosos com exceção de;

- o índice de consistência K é dependente da temperatura na forma:

$$K = K' \exp (-b (T - T')) \quad (IV.33)$$

Para muitos dos fluidos utilizados na indústria química e de alimentos a eq. IV.33 é uma das relações que melhor se adapta, como é o caso do presente trabalho.

Introduzindo as variáveis adimensionais $v^* = v_z / \langle v_z \rangle$, ξ , $Gz^* = \frac{\alpha z}{\langle v_z \rangle D^2} = \frac{\xi v_{max}}{4 \langle v_z \rangle}$, θ , chega-se às mesmas equações de variação obtidas por Kwant et alii. [28];

continuidade:

$$\int_0^1 \xi v^* d\xi = \frac{1}{2} \quad (IV.34)$$

quantidade de movimento:

$$\frac{\partial v^*}{\partial \xi} = \frac{\partial v^*}{\partial \xi} \bigg|_{\xi=1} [\xi \exp(-S \theta)]^{1/n} \quad (\text{IV.35})$$

energia:

$$\frac{v^*}{4} \frac{\partial \theta}{\partial Gz^*} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \quad (\text{IV.36})$$

Com as condições inicial e de contorno:

$$\left. \begin{aligned} Gz^* = 0; \quad 0 < \xi < 1 \quad \theta = 1 \quad \text{e} \quad v^* &= \frac{(3n+1)}{(n+1)} [1 - (\xi)^{(n+1)/n}] \\ Gz^* \geq 0; \quad \xi = 1 \quad \theta = 0 \quad \text{e} \quad v^* &= 0 \\ Gz^* \geq 0; \quad \xi = 0 \quad \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = 0 \quad \text{e} \quad \frac{\partial v^*}{\partial \xi} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.37})$$

A quantidade S , definida pela primeira vez por *Kwant et alii* [27], que indica o grau do desvio do fluido em relação ao caso isovíscoso, é definida como:

$$S = b(T_P - T_O) \quad (\text{IV.38})$$

Para um determinado fluido e para uma diferença de temperatura $(T_P - T_O)$, a partir da eq.(IV.33) tem-se:

$$S = \ln (K_O / K_P) \quad (\text{IV.39})$$

Das Eqs. (IV.34) a (IV.37) calculam-se os perfis de velocidade, a perda de carga e as médias logarítmicas dos números de Nusselt em função de Gz^* , tendo S e n como parâmetros. O conjunto de equações apresentado pode ser resolvido numericamente, como descrito no próximo item.

DESENVOLVIMENTO NUMÉRICO

A partir da equação de quantidade de movimento IV.35, da continuidade IV.34 e da energia IV.36, determina-se numericamente a distribuição de velocidade e temperatura, perda de carga e médias logarítmicas dos números de Nusselt como funções de Gz^* com S e n como parâmetros. O método utilizado foi o das diferenças finitas. Este método foi utilizado por Kwant et alii [28], para fluidos newtonianos e fluidos de baixa pseudoplasticidade.

O espaço bidimensional foi dividido na direção ξ em m passos equidistantes de comprimento h e na direção Gz^* , também em n passos equidistantes de comprimento k , como mostra a Fig. (IV.4). Cada ponto da malha é determinado por dois índices, j e s , que se referem, respectivamente, à direção radial e axial.

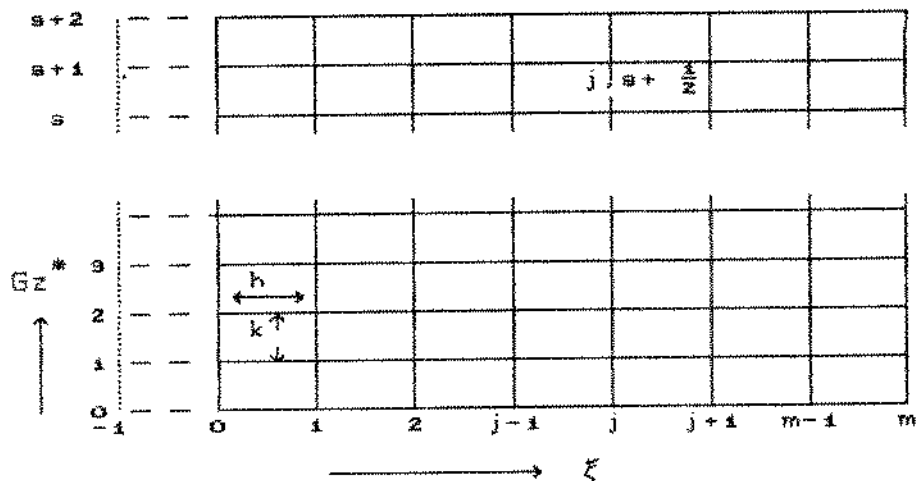


Fig. IV.4 Malha numérica

Pode-se escrever a equação de quantidade de movimento como uma equação integral:

$$v^* = \int_1^{\xi} \frac{\xi^{1/n}}{\exp\left(\frac{S\theta}{n}\right)} \frac{\partial v^*}{\partial \xi} \bigg|_{\xi=1} d\xi \quad (IV.40)$$

Sabendo que: $\left. \frac{\partial v^*}{\partial \xi} \right|_{\xi=1} = \frac{v^*(m, s) - v^*(m-1, s)}{h} = - \frac{v^*(m-1, s)}{h}, \quad (\text{IV.41})$

segue da equação IV.40 por meio da regra do trapézio:

$$v^*(j+1, s) - v^*(j, s) = \frac{h^{1/n}}{2} \left[\frac{(j+1)^{1/n} h}{\exp\left[\frac{S\theta}{n}(j+1, s)\right]} \left(- \frac{v^*(m-1, s)}{h}\right) + \right. \\ \left. + \frac{j^{1/n} h}{\exp\left[\frac{S\theta}{n}(j, s)\right]} \left(- \frac{v^*(m-1, s)}{h}\right) \right]$$

ou

$$v^*(j, s) = v^*(j+1, s) + \frac{h^{1/n}}{2} \{v^*(m-1, s)\} \left[\frac{(j+1)^{1/n}}{\exp\left[\frac{S\theta}{n}(j+1, s)\right]} + \frac{j^{1/n}}{\exp\left[\frac{S\theta}{n}(j, s)\right]} \right] \quad (\text{IV.42})$$

com $n=1$ esta equação corresponde à solução para fluidos newtonianos.

Conhecendo-se a distribuição de temperatura em todos os pontos s da malha em uma determinada seção transversal do tubo, pode-se integrar esta equação, a partir da parede do tubo. Dessa maneira produz-se uma distribuição de velocidade para cada seção transversal. Esse perfil de velocidade obedece à equação diferencial considerada, porém, com o possível erro de um fator constante.

Dessa forma, é possível calcular a distribuição de velocidade na seção transversal s (correspondente a certo número adimensional Gz^*) a partir da distribuição de temperatura na mesma seção s . Esta é a primeira subrotina do programa.

É também necessário aplicar um método pelo qual seja

possível calcular a distribuição de temperatura apartir de uma distribuição de velocidade conhecida. Este objetivo é alcançado pela aproximação da equação da energia por diferenças centrais ao redor do ponto $(j, s + \frac{1}{2})$, de acordo com o método de Crank-Nickolson:

$$\frac{\partial \theta}{\partial Gz}^* = \frac{\theta(j, s+1) - \theta(j, s)}{k} \quad (IV.43)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \frac{1}{2} \left[\frac{\theta(j+1, s+1) - \theta(j-1, s+1)}{2h} + \frac{\theta(j+1, s) - \theta(j-1, s)}{2h} \right] \quad (IV.44)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} = \frac{1}{2} \left[\frac{\theta(j+1, s+1) - 2\theta(j, s+1) + \theta(j-1, s+1)}{h^2} + \right. \\ \left. + \frac{\theta(j+1, s) - 2\theta(j, s) + \theta(j-1, s)}{h^2} \right] \end{aligned} \quad (IV.45)$$

$$v^* = \frac{v^*(j, s) + v^*(j, s+1)}{2} \quad (IV.46)$$

Pode-se agora escrever a equação IV.36 para $j = 1, 2, \dots, m-1$ como:

$$A(j) \theta(j-1, s+1) + B(j) \theta(j, s+1) + C(j) \theta(j+1, s+1) = D(j) \quad (IV.47)$$

onde:

$$A(j) = 2 - \frac{1}{j} \quad (IV.47a)$$

$$B(j) = -4 - \frac{v^*(j, s) + v^*(j, s+1)}{2} \frac{h^2}{k} \quad (IV.47b)$$

$$C(j) = 2 + \frac{1}{j} \quad (IV.47c)$$

$$D(j) = (-2 + \frac{1}{j}) \theta(j-1, s) + \left[4 - \frac{v^*(j, s) + v^*(j, s+1)}{2} \frac{h^2}{k} \right] \theta(j, s) + (-2 - \frac{1}{j}) \theta(j+1, s) \quad (IV.47d)$$

Condições de contorno: $\theta(m, s) = 0$

$$\theta(0, s) = \theta(1, s)$$

Este procedimento fornece $(m-1)$ equações com $(m-1)$ incógnitas. A matriz resultante é tridiagonal e pode ser resolvida por métodos conhecidos. O método de Gauss-Seidel foi o escolhido.

Assim é possível calcular a distribuição de temperaturas na série axial de pontos s da malha a partir da distribuição de velocidades conhecida nos pontos $s-1$ e s , e a partir da distribuição de temperaturas conhecidas nos pontos $s-1$. Esta é a segunda subrotina do programa.

Dessa forma, conhecendo a distribuição de temperatura nos pontos s da malha, é possível calcular a distribuição de velocidade nestes mesmos pontos s (correspondentes a uma determinada distância axial Gz^*).

Em seguida, procedeu-se da seguinte maneira: para cada série de pontos s da malha, calculou-se a distribuição de temperaturas a partir da distribuição conhecida nos pontos $s-1$ e a partir de uma estimativa do perfil de velocidade nos pontos s . Como primeira aproximação, consideramos que a distribuição de velocidades nos pontos s é igual à dos pontos $s-1$. Uma vez conhecido o perfil de temperatura, calcula-se uma aproximação melhor para a distribuição de velocidades. Com esta nova aproximação, novamente calcula-se uma distribuição de temperaturas e assim por diante.

De início supõe-se que no ponto $s = 0$ a distribuição de velocidades é da forma:

$$v^* = \frac{(3n+1)}{(n+1)} (1 - \xi^{(n+1)/n}) \quad (II.15a)$$

Esta distribuição de velocidade é usada como vetor inicial para $s = 1$. Como vetor inicial de temperatura supõe-se que:

$$\theta(0, 1, \dots, m-1; 0) = 1 \text{ e } \theta(m, 0) = 0.$$

Como critério de convergência, foi empregada a média logarítmica do número de Nusselt, que é muito adequada pois é uma função da temperatura de mistura (Eq. IV.29). Considerou-se atingida a convergência quando duas médias logarítmicas do número de Nusselt sucessivas apresentassem uma diferença menor que 0,1. O procedimento para obtenção do número de Nusselt foi o mesmo utilizado no escoamento de fluidos isoviscosos.

Uma vez conhecidas as distribuições de velocidades e temperaturas nos pontos s , o mesmo procedimento foi utilizado para a determinação das velocidades e temperaturas nos pontos $s + 1$.

De $Gz^* = 0$ a $Gz^* = 10^{-2}$ foi utilizada uma malha de 20 pontos radiais ($m = 20$; $h = 0.05$) e uma malha de 100 pontos axiais ($s = 100$; $k = 10^{-4}$).

Como forma de acelerar o processo de cálculo pelo computador, de $Gz^* = 10^{-2}$ a $Gz^* = 10^{-1}$ foram usados ($m = 10$; $h = 0.1$) e uma malha de 200 pontos axiais ($s = 200$; $k = 4 \cdot 10^{-4}$).

Um diagrama de fluxo do programa do procedimento dos programas de computador utilizados é mostrado na Fig. IV.13 da página 85.

Distribuição de velocidades

A distribuição de velocidades v^* , é obtida diretamente, sendo apresentados alguns resultados para escoamentos não isoviscosos para $n = 0.50$ na figura IV.6. Neste gráfico é dada a distribuição de velocidades para $Gz^* = 10^{-2}$ e diferentes valores de S . A distribuição isoviscosa ($S = 0$) é graficada para uma comparação. Como se pode observar dessa figura o desvio do comportamento isoviscoso é bastante considerável, especialmente no caso de esfriamento ($S < 0$).

Gradiente de velocidade na parede

Integrando a eq. IV.35 da seguinte maneira:

$$v^*(Gz, \xi) = \left. \frac{\partial v^*}{\partial \xi} \right|_{\xi=1} \int_0^{\xi} [\xi \exp(-S\theta)]^{1/n} d\xi + v^*(Gz, 0) \quad (IV.48)$$

utilizando a condição de contorno em $\xi=1$ tem-se:

$$0 = \left. \frac{\partial v^*}{\partial \xi} \right|_{\xi=1} \int_0^1 [\xi \exp(-S\theta)]^{1/n} d\xi + v^*(Gz, 0) \quad (IV.49)$$

obtendo $v^*(Gz, 0)$ de eq. IV.49 e IV.48 tem-se:

$$v^*(Gz, \xi) = \left. \frac{\partial v^*}{\partial \xi} \right|_{\xi=1} \left[\int_0^{\xi} [\xi \exp(-S\theta)]^{1/n} d\xi + \int_0^1 [\xi \exp(-S\theta)]^{1/n} d\xi \right] \quad (IV.50)$$

inserindo IV.50 na equação da continuidade (IV.34) tem-se:

$$\left. \frac{\partial v^*}{\partial \xi} \right|_{\xi=1} \left[\int_0^1 \xi d\xi \int_0^{\xi} [\xi \exp(-S\theta)]^{1/n} d\xi - \int_0^1 \xi d\xi \int_0^1 [\xi \exp(-S\theta)]^{1/n} d\xi \right] = \frac{1}{2} \quad (IV.51)$$

Por meio de uma integração parcial pode-se rearranjar a eq. (IV.51), o que fornece o gradiente de velocidade adimensional na parede como segue:

$$\left. \frac{\partial v^*}{\partial \xi} \right|_{\xi=1} = - \frac{1}{\int_0^1 (\xi)^{2+1/n} \exp\left(\frac{S\theta}{n}\right) d\xi} \quad (IV.52)$$

Pode-se definir uma quantidade ψ como sendo a relação do gradiente de velocidade real na parede (eq. IV.52) e o gradiente de velocidade não afetado pela temperatura na parede (viscosidade constante), temos :

$$\text{Sabendo que } \left. \frac{dv_o^*}{d\xi} \right|_{\xi=1} = (3+1/n) \text{ , e de (IV.52) tem-se:}$$

$$\psi \equiv \frac{\left. \frac{\partial v^*}{\partial \xi} \right|_{\xi=1}}{\left. \frac{\partial v_0^*}{\partial \xi} \right|_{\xi=1}} = \frac{1}{(3+1/n) \int_0^1 (\xi)^{2+1/n} \exp\left(\frac{S\theta}{n}\right) d\xi} \quad (\text{IV.53})$$

Calculamos a integral na eq. (IV.53) com a regra do trapézio. Os resultados encontram-se nas tabelas IV.8, IV.9, IV.10, e IV.11.

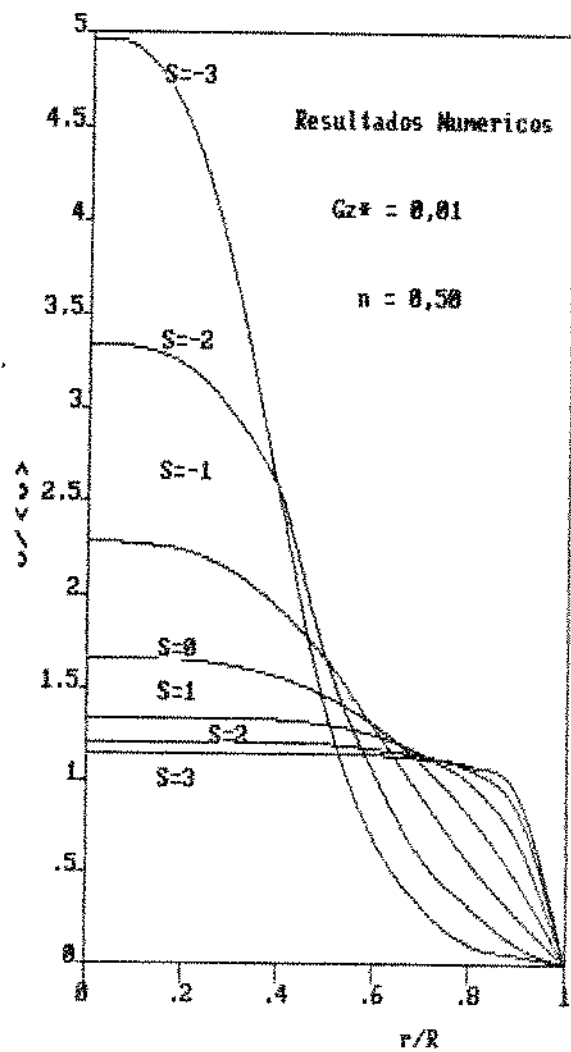


Fig IV.5 Distribuição de velocidades para escoamentos não isotérmicos de fluidos pseudoplásticos $n = 0.5$.

Tabela IV.8 Relação de gradientes adimensionais de velocidade na parede ψ em tubos circulares em função de Gz^*

n = 1,50							
$\frac{S}{Gz^*}$	ψ						
	3	2	1	0	-1	-2	-3
5×10^{-4}	4,0718	2,5895	1,5517	1,0000	0,5966	0,3530	0,1850
7×10^{-4}	3,7559	2,4538	1,5105	1,0000	0,6137	0,3735	0,2025
1×10^{-3}	3,4478	2,3176	1,4680	1,0000	0,6324	0,3966	0,2230
3×10^{-3}	2,6487	1,9440	1,3445	1,0000	0,6935	0,4770	0,3000
5×10^{-3}	2,3431	1,7915	1,2907	1,0000	0,7239	0,5197	0,3444
7×10^{-3}	2,1613	1,6976	1,2564	1,0000	0,7447	0,5499	0,3772
1×10^{-2}	1,9840	1,6034	1,2211	1,0000	0,7674	0,5839	0,4153
3×10^{-2}	1,5242	1,3450	1,1183	1,0000	0,8415	0,7023	0,5587
5×10^{-2}	1,3483	1,2394	1,0735	1,0000	0,8784	0,7652	0,6413
7×10^{-2}	1,2437	1,1744	1,0450	1,0000	0,9036	0,8097	0,7023
1×10^{-1}	1,1417	1,1093	1,0156	1,0000	0,9311	0,8597	0,7733
3×10^{-1}	1,0154	1,0098	1,0003	1,0000	0,9985	0,9793	0,9688

Tabela IV.9 Relação de gradientes adimensionais de velocidade na parede ψ em tubos circulares em função de Gz^*

n = 1,25							
$\frac{S}{Gz^*}$	ψ						
	3	2	1	0	-1	-2	-3
5×10^{-4}	4,4159	2,8847	1,7092	1,0000	0,5381	0,2866	0,1320
7×10^{-4}	4,0370	2,7172	1,6588	1,0000	0,5566	0,3067	0,1472
1×10^{-3}	3,6707	2,5502	1,6070	1,0000	0,5770	0,3296	0,1652
3×10^{-3}	2,7385	2,0978	1,4575	1,0000	0,6446	0,4113	0,2358
5×10^{-3}	2,3898	1,9157	1,3928	1,0000	0,6787	0,4560	0,2783
7×10^{-3}	2,1847	1,8044	1,3518	1,0000	0,7021	0,4880	0,3103
1×10^{-2}	1,9865	1,6936	1,3096	1,0000	0,7278	0,5243	0,3484
3×10^{-2}	1,4820	1,3931	1,1878	1,0000	0,8130	0,6543	0,4973
5×10^{-2}	1,2933	1,2722	1,1350	1,0000	0,8560	0,7253	0,5868
7×10^{-2}	1,1823	1,1983	1,1016	1,0000	0,8855	0,7762	0,6544
1×10^{-1}	1,0750	1,1247	1,0672	1,0000	0,9179	0,8341	0,7345
3×10^{-1}	1,0600	1,0100	1,0311	1,0000	0,9939	0,9700	0,9680

Tabela IV.10 Relação de gradientes adimensionais de velocidade na parede ψ em tubos circulares em função de Gz^*

n = 0,50							
ψ							
$Gz^* \backslash S$	3	2	1	0	-1	-2	-3
5×10^{-4}	7,8000	5,3000	2,8282	1,0000	0,2124	0,0440	0,0063
7×10^{-4}	6,9989	4,9006	2,6692	1,0000	0,2312	0,0521	0,0083
1×10^{-3}	6,0000	4,4831	2,5800	1,0000	0,2529	0,0620	0,0122
3×10^{-3}	4,2424	3,2605	2,0781	1,0000	0,3336	0,1085	0,0270
5×10^{-3}	3,5588	2,8260	1,9033	1,0000	0,3794	0,1404	0,0400
7×10^{-3}	3,1698	2,5719	1,7963	1,0000	0,4130	0,1663	0,0537
1×10^{-2}	2,8099	2,4002	1,7400	1,0000	0,4518	0,1991	0,0710
3×10^{-2}	1,9214	1,7111	1,3985	1,0000	0,5960	0,3463	0,1744
5×10^{-2}	1,6514	1,4831	1,2809	1,0000	0,6800	0,4486	0,3000
7×10^{-2}	1,4356	1,3497	1,2089	1,0000	0,7378	0,5308	0,3464
1×10^{-1}	1,2698	1,2300	1,1300	1,0000	0,8611	0,6354	0,4624
3×10^{-1}	1,0004	1,0060	1,0092	1,0000	0,9613	0,9010	0,8107

Tabela IV.11 Relação de gradientes adimensionais de velocidade na parede ψ em tubos circulares em função de Gz^*

n = 0,33							
ψ							
$Gz^* \backslash S$	3	2	1	0	-1	-2	-3
5×10^{-4}	6,0353	5,5000	3,5767	1,0000	0,1000	0,0088	0,0005
7×10^{-4}	5,4600	5,0154	3,3321	1,0000	0,1087	0,0114	0,0007
1×10^{-3}	4,9098	4,6000	3,0911	1,0000	0,1400	0,0149	0,0011
3×10^{-3}	3,5400	3,3238	2,4528	1,0000	0,1895	0,0346	0,0042
5×10^{-3}	3,0406	2,9380	2,2027	1,0000	0,2610	0,0511	0,0079
7×10^{-3}	2,7507	2,6158	2,0521	1,0000	0,2619	0,0660	0,0119
1×10^{-2}	2,4736	2,3849	1,9536	1,0000	0,3430	0,0867	0,0184
3×10^{-2}	1,7835	1,7335	1,5106	1,0000	0,4565	0,2006	0,0709
5×10^{-2}	1,5318	1,5004	1,3400	1,0000	0,6000	0,2920	0,1328
7×10^{-2}	1,3858	1,3642	1,2638	1,0000	0,6308	0,3570	0,2006
1×10^{-1}	1,2462	1,2404	1,1700	1,0000	0,8600	0,4830	0,3106
3×10^{-1}	1,0140	1,0139	1,0132	1,0000	0,9419	0,7600	0,7277

Na fig. IV.6 estão alguns dos resultados para escoamento sob aquecimento e sob resfriamento.

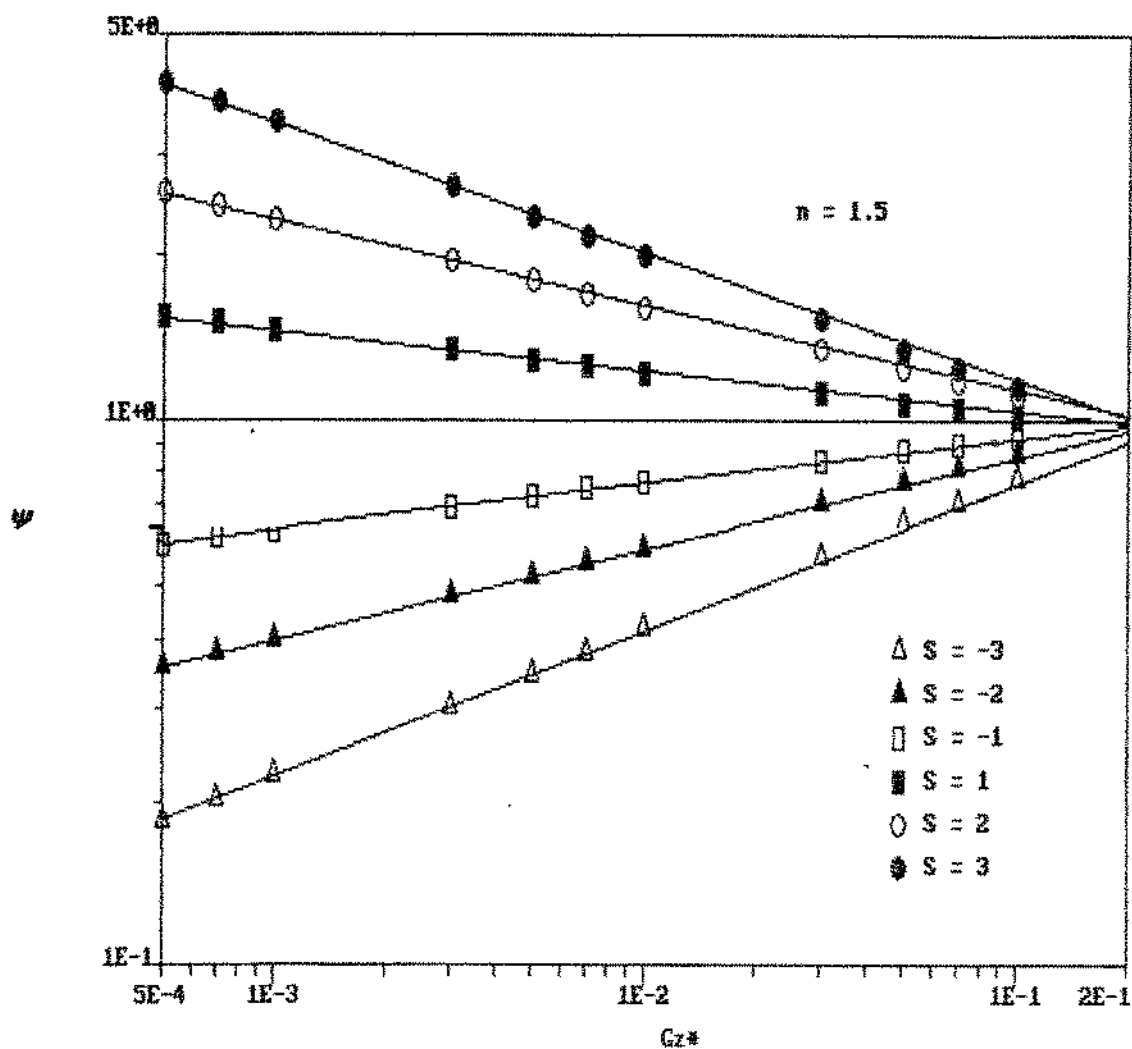


Fig IV.6 Relação de gradientes de velocidade na parede como função do número adimensional Gz^* , para escoamentos sob aquecimento e sob resfriamento.

Na figura IV.6 pode-se verificar que para fluidos dilatantes a mudança do gradiente de velocidade na parede é maior para o resfriamento que para o aquecimento. Na figura IV.7 também observamos que o gradiente de velocidade aumenta à medida que n diminui.

Para grandes números de Gz^* os valores de ψ aproximam-se da unidade assintoticamente.

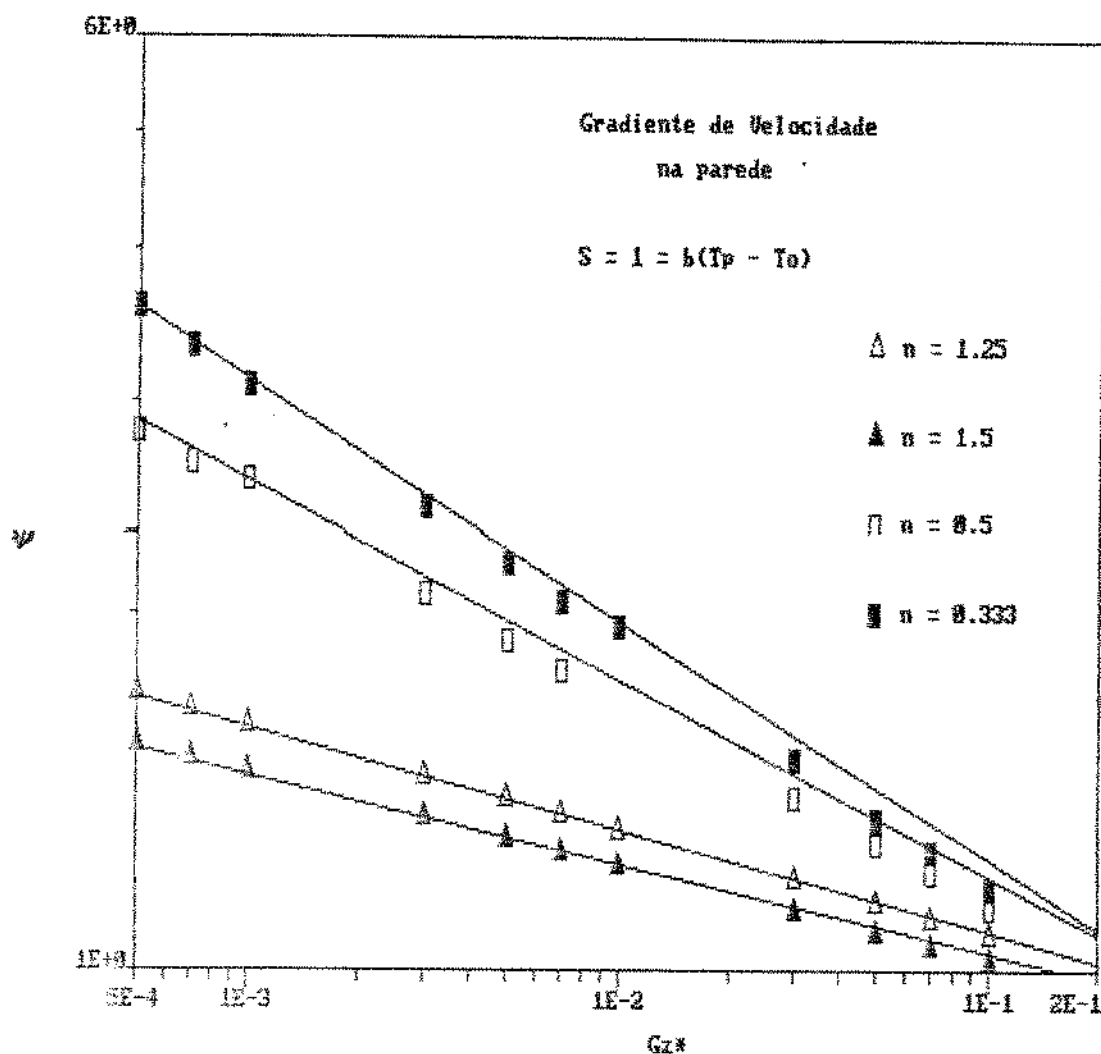


Fig. IV.7 Gradientes de velocidade na parede como função do número adimensional Gz^* , para fluidos pseudoplásticos e dilatantes.

Perda de Carga

Por meio das equações IV.53 e IV.9, a quantidade ψ pode também ser considerada como a relação do gradiente de pressão real e o gradiente de pressão no caso de um fluido isoviscoso à temperatura da parede Φ .

Pode-se provar que a seguinte relação existe entre estes gradientes de pressão adimensionais Φ e a relação de gradientes de velocidade ψ :

$$\Phi = \psi^n \quad (\text{IV.54})$$

Para escoamentos newtonianos estas duas quantidades são iguais.

Na prática é mais interessante conhecer a perda de carga total de $Gz^* = 0$ a $Gz^* = Gz^*$. Por esta razão calculou-se também o valor médio de Φ , definido como:

$$\langle \Phi \rangle \equiv \frac{1}{Gz^*} \int_0^{Gz^*} \Phi \, dGz^* \quad (\text{IV.55})$$

A quantidade $\langle \Phi \rangle$ é a perda de carga $(-\Delta P/\Delta z)$ tornada adimensional através da divisão da perda de carga real pela perda de carga se o equilíbrio térmico fosse alcançado ($T=T_p$).

Para $Q = 0$ obteve-se $\Phi = \langle \Phi \rangle = 1$. Os resultados obtidos para $\langle \Phi \rangle$ são apresentados nas tabelas IV.12, IV.13, IV.14 e IV.15.

Nas figuras IV.8 e IV.9 são apresentados resultados de perda de carga para aquecimento e resfriamento.

No caso de aquecimento, para cada Gz^* e para os correspondentes valores de S o valor de $\langle \Phi \rangle$ decresce à medida que a pseudoplasticidade do fluido é mais acentuada. Este resultado se contrapõe ao fato de que a relação do gradiente de velocidade cresce consideravelmente quando o desvio do comportamento aumenta.

Tabela IV.12 Relação de gradientes adimensionais de pressão $\langle \Psi \rangle$ em tubos circulares em função do número adimensional Gz^* .

n = 1,50							
$\langle \Psi \rangle$							
$\begin{matrix} S \\ Gz^* \end{matrix}$	3	2	1	0	-1	-2	-3
5×10^{-4}	12,8382	5,4828	2,3415	1,0000	0,5966	0,3530	0,1850
7×10^{-4}	11,3736	5,0575	2,2489	1,0000	0,6137	0,3735	0,2025
1×10^{-3}	10,0031	4,6425	2,1547	1,0000	0,6324	0,3966	0,2230
3×10^{-3}	6,7355	3,5665	1,8885	1,0000	0,6935	0,4770	0,3000
5×10^{-3}	5,6041	3,1550	1,7762	1,0000	0,7239	0,5197	0,3444
7×10^{-3}	4,9648	2,9103	1,7060	1,0000	0,7447	0,5499	0,3772
1×10^{-2}	4,3665	2,6715	1,6345	1,0000	0,7674	0,5839	0,4153
3×10^{-2}	2,9402	2,0523	1,4326	1,0000	0,8415	0,7023	0,5587
5×10^{-2}	2,4463	1,8155	1,3474	1,0000	0,8784	0,7652	0,6413
7×10^{-2}	2,1672	1,6747	1,2941	1,0000	0,9036	0,8097	0,7023
1×10^{-1}	1,9061	1,5373	1,2399	1,0000	0,9311	0,8597	0,7733
3×10^{-1}	1,2834	1,1810	1,0867	1,0000	0,9985	0,9793	0,9688

Tabela IV.13 Relação de gradientes adimensionais de pressão $\langle \Psi \rangle$ em tubos circulares em função do número adimensional Gz^* .

n = 1,25							
$\langle \Psi \rangle$							
$\begin{matrix} S \\ Gz^* \end{matrix}$	3	2	1	0	-1	-2	-3
5×10^{-4}	10,6266	4,8335	2,1985	1,0000	0,4093	0,1675	0,0543
7×10^{-4}	9,4991	4,4853	2,1178	1,0000	0,4270	0,1823	0,0623
1×10^{-3}	8,4343	4,1435	2,0356	1,0000	0,4466	0,1995	0,0721
3×10^{-3}	5,8480	3,2459	1,8016	1,0000	0,5129	0,2631	0,1133
5×10^{-3}	4,9324	2,8976	1,7022	1,0000	0,5470	0,2993	0,1398
7×10^{-3}	4,4091	2,6889	1,6398	1,0000	0,5707	0,3257	0,1605
1×10^{-2}	3,9149	2,4840	1,5761	1,0000	0,5970	0,3564	0,1859
3×10^{-2}	2,7144	1,9459	1,3950	1,0000	0,6856	0,4700	0,2919
5×10^{-2}	2,2894	1,7371	1,3180	1,0000	0,7312	0,5346	0,3601
7×10^{-2}	2,0465	1,6119	1,2696	1,0000	0,7628	0,5819	0,4135
1×10^{-1}	1,8171	1,4891	1,2203	1,0000	0,7979	0,6367	0,4788
3×10^{-1}	1,2599	1,1665	1,0801	1,0000	0,9164	0,8397	0,7521

Tabela IV.14 Relação de gradientes adimensionais de pressão $\langle \Psi \rangle$ em tubos circulares em função do número adimensional Gz^* .

n = 0,50							
$\langle \Psi \rangle$							
$\begin{matrix} S \\ Gz^* \end{matrix}$	3	2	1	0	-1	-2	-3
5×10^{-4}	3,3855	2,6983	1,8400	1,0000	0,4035	0,1628	0,0520
7×10^{-4}	3,1951	2,5741	1,7855	1,0000	0,4213	0,1775	0,0598
1×10^{-3}	3,0050	2,4487	1,7335	1,0000	0,4410	0,1944	0,0694
3×10^{-3}	2,4876	2,0996	1,5772	1,0000	0,5075	0,2576	0,1098
5×10^{-3}	2,2783	1,9547	1,5094	1,0000	0,5418	0,2936	0,1358
7×10^{-3}	2,1502	1,8648	1,4664	1,0000	0,5657	0,3200	0,1563
1×10^{-2}	2,0223	1,7739	1,4221	1,0000	0,5921	0,3506	0,1813
3×10^{-2}	1,6741	1,5211	1,2939	1,0000	0,6815	0,4644	0,2867
5×10^{-2}	1,5333	1,4161	1,2383	1,0000	0,7276	0,5293	0,3548
7×10^{-2}	1,4471	1,3509	1,2029	1,0000	0,7596	0,5770	0,4082
1×10^{-1}	1,3609	1,2851	1,1666	1,0000	0,7951	0,6321	0,4737
3×10^{-1}	1,1266	1,1019	1,0614	1,0000	0,9151	0,8374	0,7490

Tabela IV.15 Relação de gradientes adimensionais de pressão $\langle \Psi \rangle$ em tubos circulares em função do número adimensional Gz^* .

n = 0,33							
$\langle \Psi \rangle$							
$\begin{matrix} S \\ Gz^* \end{matrix}$	3	2	1	0	-1	-2	-3
5×10^{-4}	2,0070	1,9376	1,6365	1,0000	0,3978	0,1583	0,0509
7×10^{-4}	1,9417	1,8777	1,5987	1,0000	0,4156	0,1727	0,0586
1×10^{-3}	1,8749	1,8163	1,5596	1,0000	0,4354	0,1895	0,0681
3×10^{-3}	1,6830	1,6393	1,4450	1,0000	0,5022	0,2522	0,1080
5×10^{-3}	1,6006	1,5631	1,3946	1,0000	0,5367	0,2880	0,1339
7×10^{-3}	1,5486	1,5147	1,3624	1,0000	0,5607	0,3143	0,1542
1×10^{-2}	1,4952	1,4652	1,3290	1,0000	0,5873	0,3449	0,1791
3×10^{-2}	1,3423	1,3224	1,2314	1,0000	0,6774	0,4589	0,2842
5×10^{-2}	1,2765	1,2609	1,1884	1,0000	0,7239	0,5241	0,3522
7×10^{-2}	1,2350	1,2219	1,1610	1,0000	0,7563	0,5720	0,4056
1×10^{-1}	1,1925	1,1819	1,1326	1,0000	0,7922	0,6276	0,4712
3×10^{-1}	1,0705	1,0668	1,0493	1,0000	0,9138	0,8351	0,7474

Para o resfriamento, o aumento do comportamento pseudoplástico provoca valores sucessivamente menores do gradiente de velocidade na parede, de tal forma que $\langle \psi \rangle$ permanece praticamente independente do valor de n (Fig IV.8).

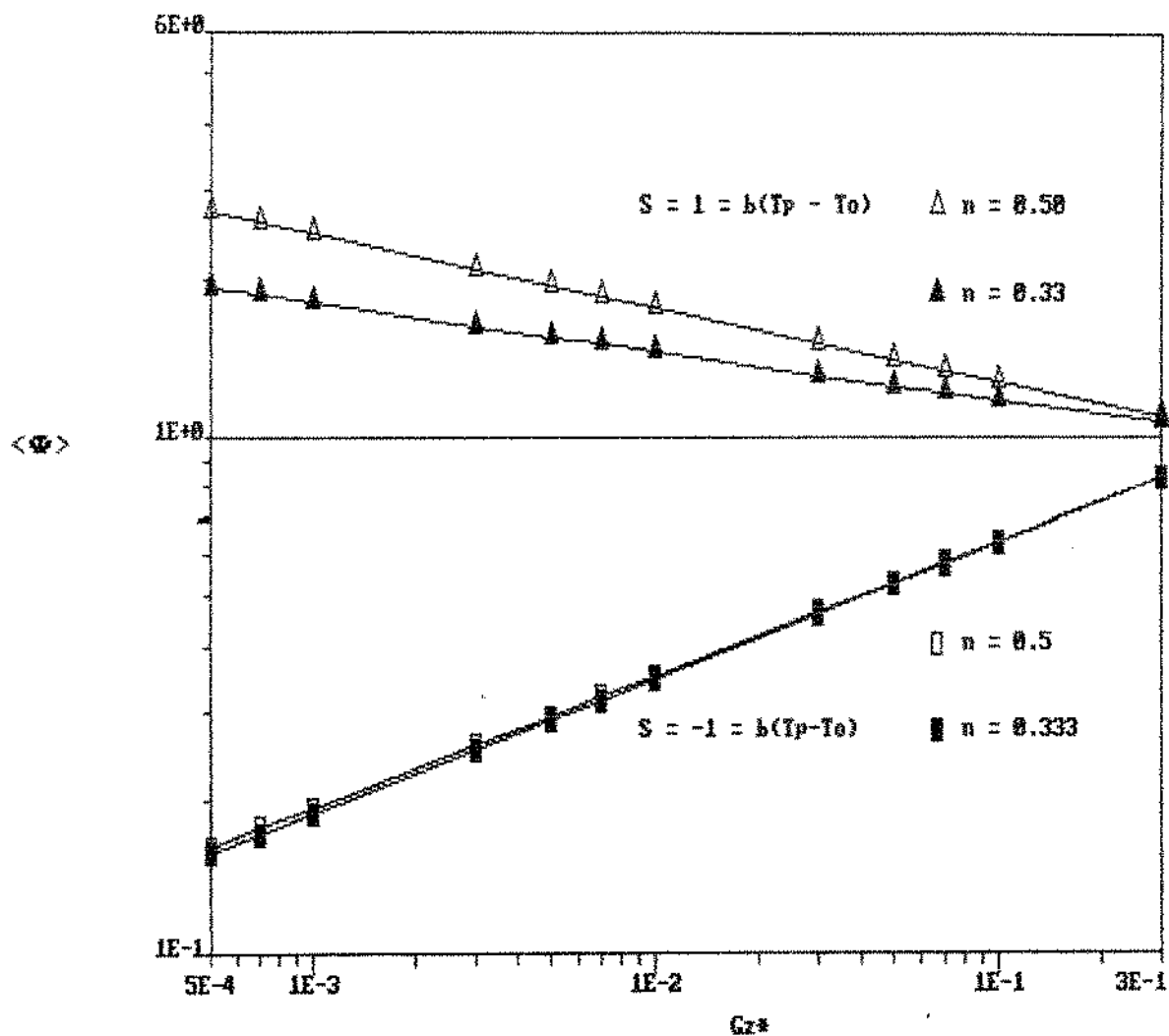


Fig IV.8 Perda de carga adimensional $\langle \psi \rangle$ como função do número adimensional Gz^* para escoamentos não isotérmicos em tubos de fluidos não-newtonianos (aquecendo e resfriando)

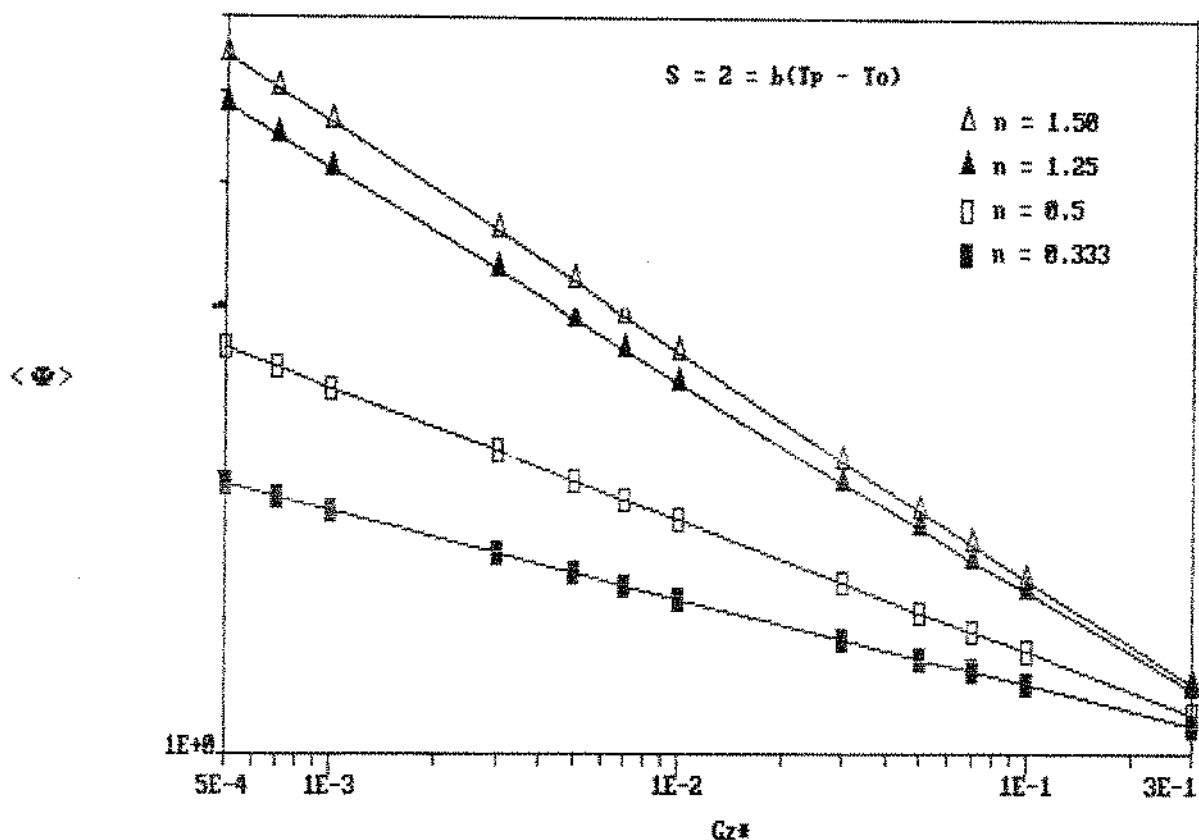


Fig IV.7 Influência da pseudoplasticidade e dilatância na perda de carga adimensional $\langle \Phi \rangle$ como função do número adimensional Gz^* para escoamentos não-isoviscosos (aquecendo).

Transferência de calor

Nesta seção são mostrados os perfis de temperatura adimensionais θ , determinadas a partir da solução numérica das equações acopladas IV.42 e IV.47.

Na figura IV.10, é mostrado que para o mesmo Gz^* e mesmo desvio do caso isoviscoso S , a eficiência de transferência de calor em escoamentos de fluidos pseudoplásticos é melhor que para escoamentos de fluidos dilatantes.

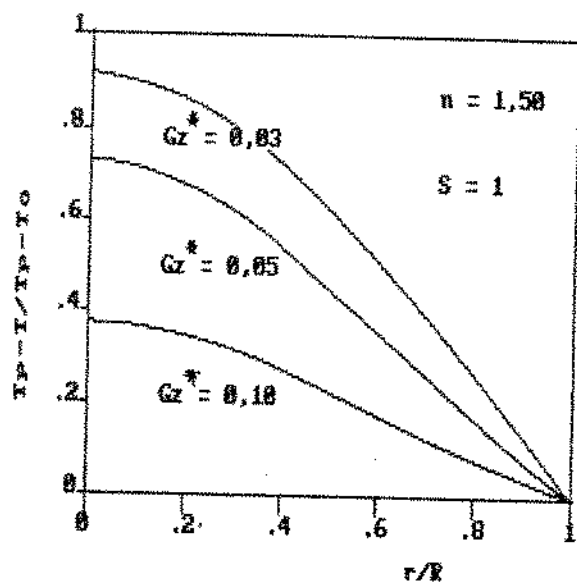
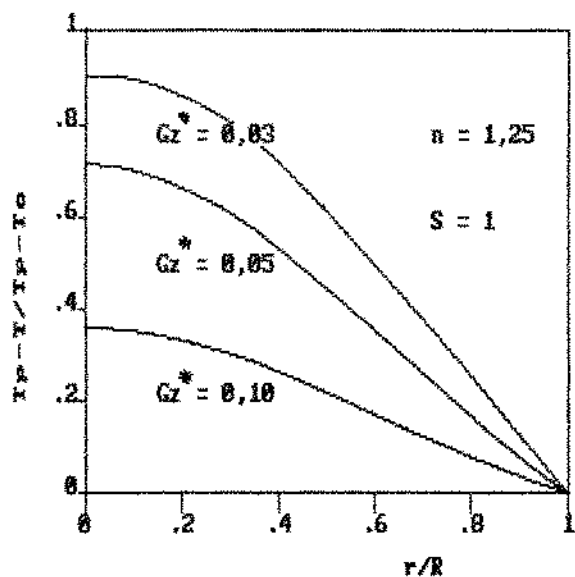
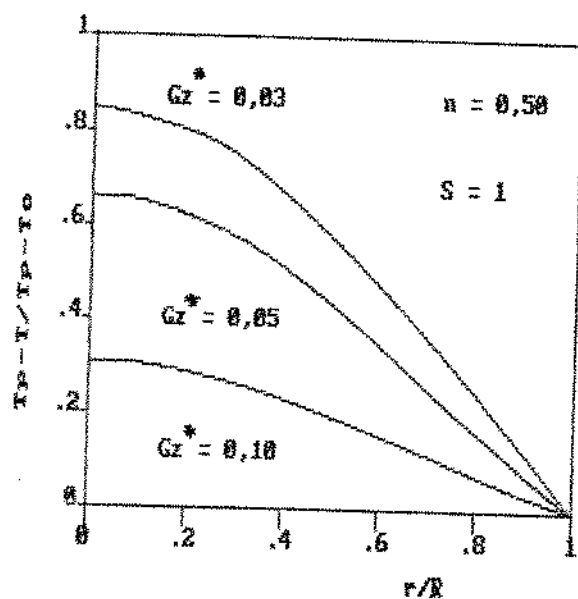
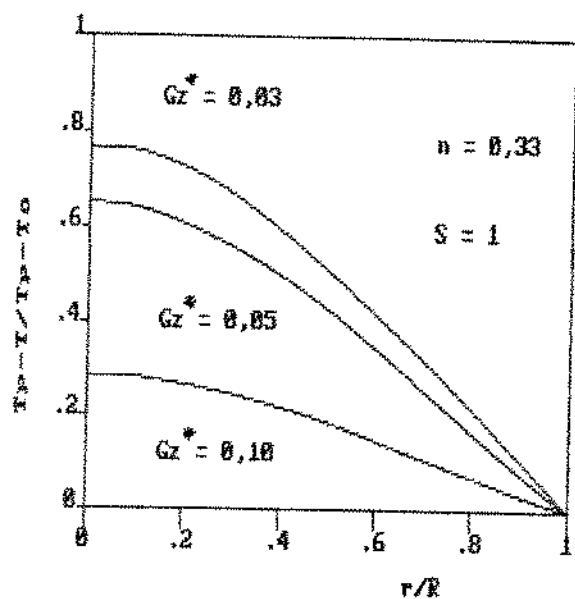


Fig. IV.10 Perfil de temperatura para escoamentos de fluidos não-newtonianos dilatantes e pseudoplásticos com $S = 1$, em função de varios Gz^* .

De um balanço de calor tem-se:

$$\langle Nu \rangle = \frac{1}{4Gz^*} \ln \left(\frac{1}{\theta_{mix}} \right) = \frac{1}{4Gz^*} \ln \left(\frac{T_p - T_o}{T_p - T_{mix}} \right) \quad (IV.56)$$

no qual θ_{mix} é temperatura de mistura definida anteriormente para o caso isoviscoso eq (IV.29). Nestes caso adota-se a temperatura média de mistura.

$$\theta_{mix} \equiv \int_0^1 2\xi Gz^* \theta d\xi \quad (IV.57)$$

São apresentados a seguir nas tabelas IV.16, IV.17 IV.18 e IV.19 resultados numéricos de números de Nusselt em função do número adimensional Gz^* , tendo como parâmetros o desvio do caso newtoniano, n , e o desvio do caso isoviscoso, S .

Tabela IV.16 Números de Nusselt médios para escoamentos de fluidos não-Newtonianos em tubos circulares em função de Gz^* .

		n = 1,50						
		< Nu >						
$\frac{S}{Gz^*}$		3	2	1	0	-1	-2	-3
5×10^{-4}		24,0582	21,5748	18,9568	16,8729	14,6147	12,5323	10,2610
7×10^{-4}		22,6036	20,3882	18,0273	16,1581	14,1087	12,2061	10,1129
1×10^{-3}		20,8439	18,9183	16,8409	15,2072	13,3922	11,6950	9,8107
3×10^{-3}		14,6000	13,5157	12,2886	11,3548	10,2635	9,2201	8,0286
5×10^{-3}		10,7955	10,0893	9,2656	8,6542	7,9172	7,2044	6,3804
7×10^{-3}		10,0918	9,4920	8,7754	8,2549	7,6119	6,9850	6,2543
1×10^{-2}		8,3979	7,9530	7,4053	7,0189	6,5267	6,0423	5,4721
3×10^{-2}		5,6235	5,4427	5,1824	5,0286	4,7969	4,5615	4,2745
5×10^{-2}		4,9223	4,8141	4,6328	4,5449	4,3870	4,2228	4,0184
7×10^{-2}		4,5257	4,4572	4,3198	4,2687	4,1524	4,0289	3,8722
1×10^{-1}		4,2152	4,1829	4,0847	4,0676	3,9893	3,9031	3,7904
3×10^{-1}		3,7885	3,7829	3,7732	3,7732	3,7713	3,7516	3,7406

Tabela IV.17 Números de Nusselt médios para escoamentos de fluidos não-newtonianos em tubos circulares em função de Gz^* .

$n = 1,25$							
$\langle Nu \rangle$							
$\begin{matrix} S \\ \backslash \\ Gz^* \end{matrix}$	3	2	1	0	-1	-2	-3
5×10^{-4}	24,6482	22,2684	19,5369	16,9610	14,2624	11,8262	9,2530
7×10^{-4}	23,1020	21,0060	18,5573	16,2350	13,7854	11,5567	9,1761
1×10^{-3}	21,2390	19,4462	17,3071	15,2656	13,0968	11,1066	8,9549
3×10^{-3}	14,7608	13,8163	12,5860	11,3864	10,0812	8,8516	7,4749
5×10^{-3}	10,9513	10,3601	9,5426	8,7361	7,8487	7,0009	6,0367
7×10^{-3}	10,1489	9,6698	8,9728	8,2792	7,5095	6,7675	5,9143
1×10^{-2}	8,4684	8,1311	7,6047	7,0757	6,4829	5,9054	5,2348
3×10^{-2}	5,6185	5,5285	5,3004	5,0610	4,7820	4,5001	4,1597
5×10^{-2}	4,9098	4,8885	4,7423	4,5833	4,3927	4,1953	3,9512
7×10^{-2}	4,5038	4,5199	4,4195	4,3056	4,1652	4,0164	3,8287
1×10^{-1}	4,1860	4,2371	4,1778	4,1051	4,0105	3,9064	3,7708
3×10^{-1}	3,8775	3,8487	3,8273	3,8170	3,8107	3,7856	3,7700

Tabela IV.18 Números de Nusselt médios para escoamentos de fluidos não-newtonianos em tubos circulares em função de Gz^* .

$n = 0,50$							
$\langle Nu \rangle$							
$\begin{matrix} S \\ \backslash \\ Gz^* \end{matrix}$	3	2	1	0	-1	-2	-3
5×10^{-4}	31,0898	28,4992	24,5641	18,8000	11,9466	7,1048	4,0861
7×10^{-4}	28,2516	26,0543	22,5441	17,5000	11,4180	7,0015	4,0171
1×10^{-3}	24,7322	23,1295	20,2613	15,8600	10,6406	6,7292	4,0038
3×10^{-3}	16,8873	15,8639	14,1995	11,7300	8,5654	6,0006	3,7680
5×10^{-3}	12,9959	12,2928	11,1409	9,4100	7,1418	5,2377	3,4440
7×10^{-3}	11,4177	10,8504	9,9163	8,5000	6,6159	4,9968	3,4357
1×10^{-2}	9,8623	9,4871	8,7481	7,5600	6,0420	4,7063	3,3574
3×10^{-2}	6,3493	6,1642	5,8501	5,3500	4,6326	3,9509	3,1933
5×10^{-2}	5,1544	5,0129	4,8238	4,5146	4,0582	3,5991	3,1921
7×10^{-2}	4,7189	4,6432	4,5100	4,2861	3,9420	3,5899	3,1655
1×10^{-1}	4,1363	4,1015	4,0098	3,8800	3,7248	3,4215	3,1221
3×10^{-1}	3,3600	3,3500	3,3383	3,3300	3,2945	3,2368	3,1400

Tabela IV.17 Números de Nusselt médios para escoamentos de fluidos não-newtonianos em tubos circulares em função de Gz^* .

n = 0,33							
< Nu >							
$\begin{matrix} S \\ \backslash \\ Gz^* \end{matrix}$	3	2	1	0	-1	-2	-3
5×10^{-4}	30,8602	30,2149	27,3275	19,7634	9,8411	4,5967	-
7×10^{-4}	27,7848	27,2481	24,7487	18,2043	9,3183	4,5132	-
1×10^{-3}	24,8442	24,4716	22,2699	16,6800	9,2756	4,4539	-
3×10^{-3}	17,0210	16,7661	15,5689	12,3400	7,5627	4,3023	-
5×10^{-3}	13,1784	13,0691	12,1729	9,9100	6,7138	3,9390	-
7×10^{-3}	11,6669	11,5238	10,8482	8,9900	6,0970	3,8956	-
1×10^{-2}	10,0639	9,9732	9,4867	7,9600	5,8614	3,7798	-
3×10^{-2}	6,5514	6,5039	6,2769	5,6260	4,5099	3,5107	-
5×10^{-2}	5,5987	5,5687	5,4064	5,0000	4,3378	3,5063	-
7×10^{-2}	5,1270	5,1060	5,0041	4,7000	4,1361	3,5028	-
1×10^{-1}	4,5613	4,5556	4,4853	4,3000	4,1265	3,5043	-
3×10^{-1}	3,8143	3,8142	3,8135	3,8000	3,7581	3,5200	-

Pode-se observar na fig IV.10, que o desvio do caso isoviscoso ($S=0$) é maior para fluidos que são resfriados e menor para fluidos que estão aquecendo. Também se observa que para fluidos pseudoplásticos a influência da transferência de calor é muito maior que para fluidos dilatantes.

A fig. IV.11 mostra os números de Nusselt tendo como parâmetros valores de S (desvios do comportamento isoviscoso) e n (índice de comportamento para um determinado número de Graetz.

Na figura IV.12 são apresentados os valores de Nusselt médios em função do número adimensional Gz^* , durante aquecimento e o resfriamento para um fluido dilatante com $n = 1.25$. Nesta figura aparece a tendência assintótica do número de Nusselt em função do número adimensional Gz^* .

Devido às maiores mudanças no gradiente de velocidade na parede com o aumento do caráter não-newtoniano, os desvios da transferência de calor isoviscosa também são cada vez maiores com a redução ou aumento do valor do índice de comportamento, n . Isso vale, principalmente para o resfriamento.

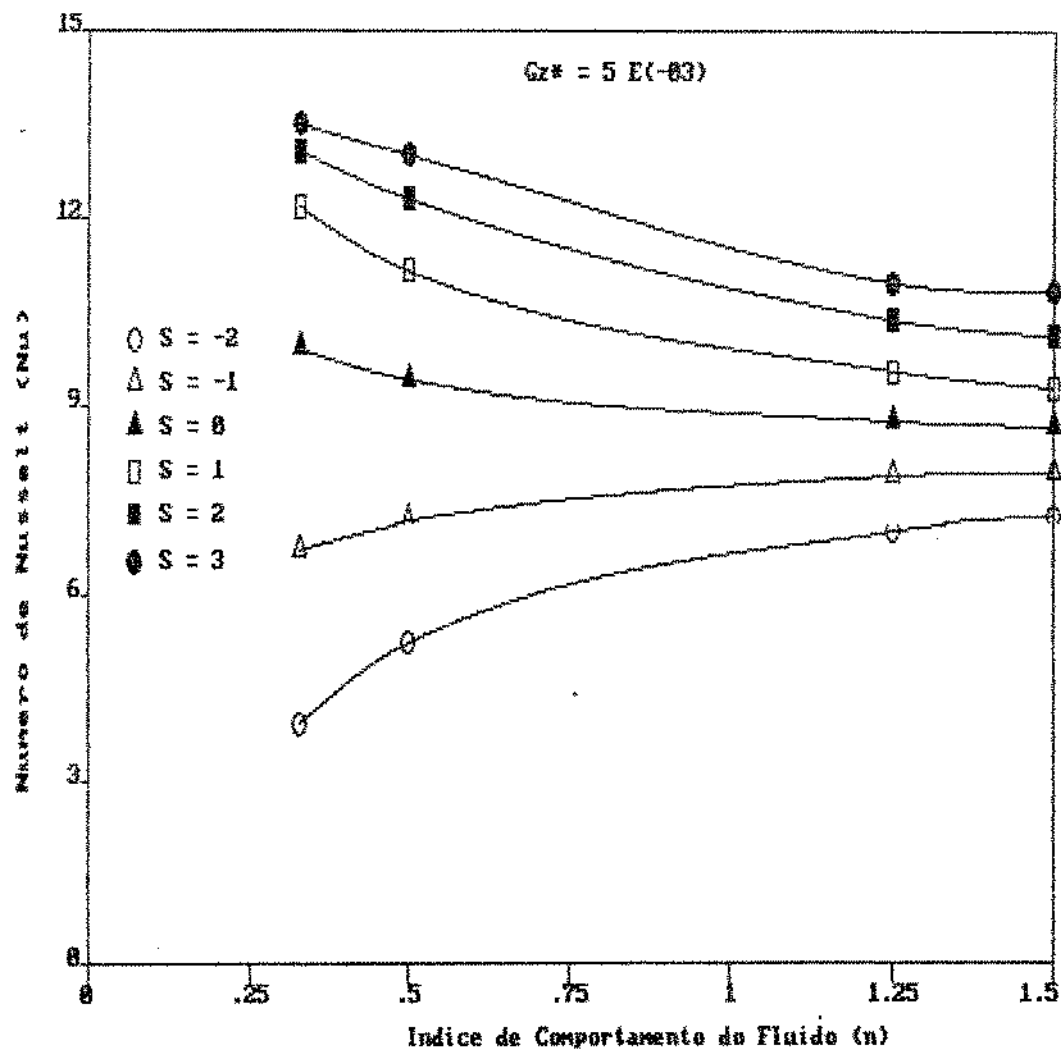


Fig. IV.11 Número de Nusselt médio para vários S , para escoamentos não-newtonianos em tubos circulares com um $Gz^* = 5 \times 10^{-3}$.

Desde que valha a pena considerar o comportamento não-newtoniano no cálculo da taxa de transferência de calor isoviscosa, então forçosamente este comportamento deverá ser considerado no caso não-isoviscoso. Os efeitos causados pela dependência da reologia em função da temperatura são frequentemente mais importantes que a diferença da transferência de calor entre um fluido newtoniano e um não-newtoniano.

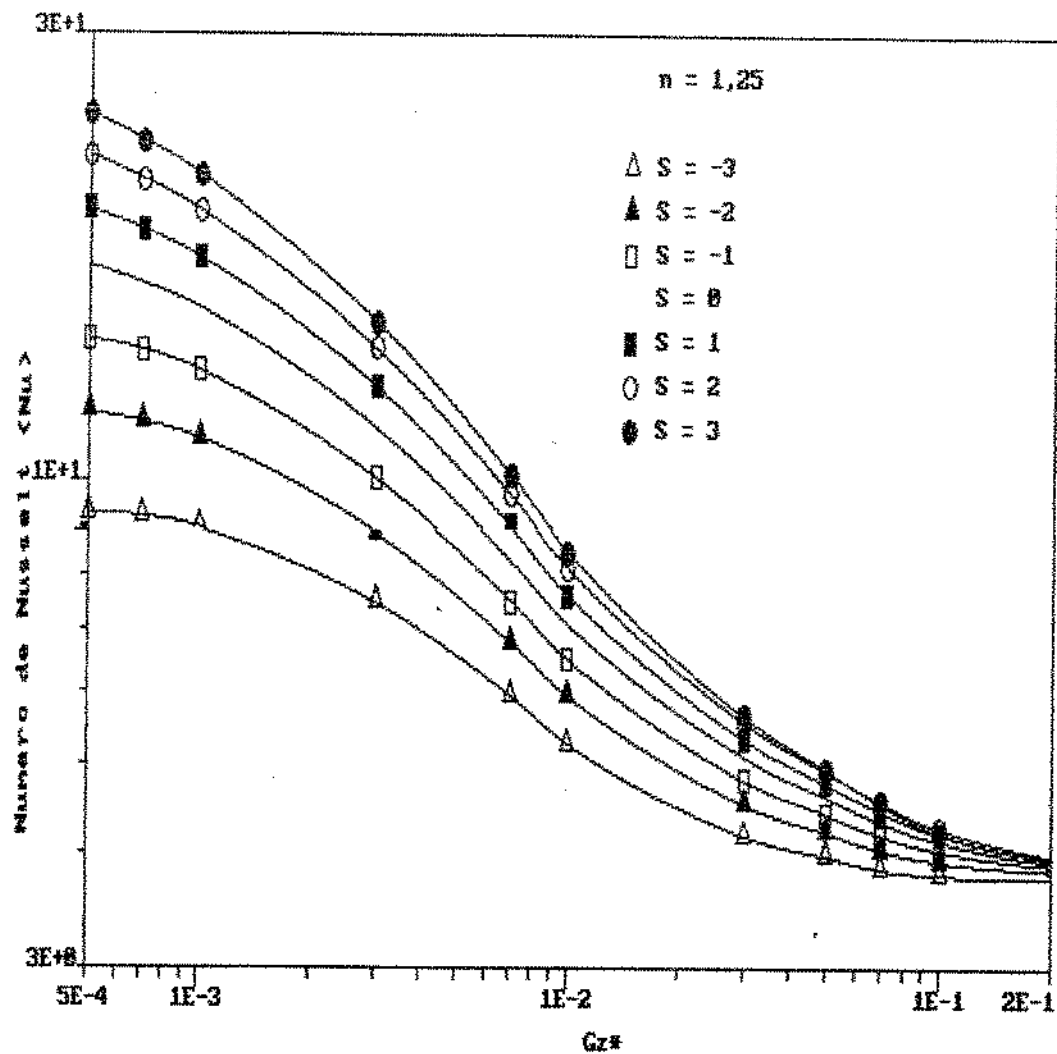


Fig.IV.12 Número de Nusselt médio em função do número adimensional Gz^* para um fluido dilatante aquecendo e resfriando.

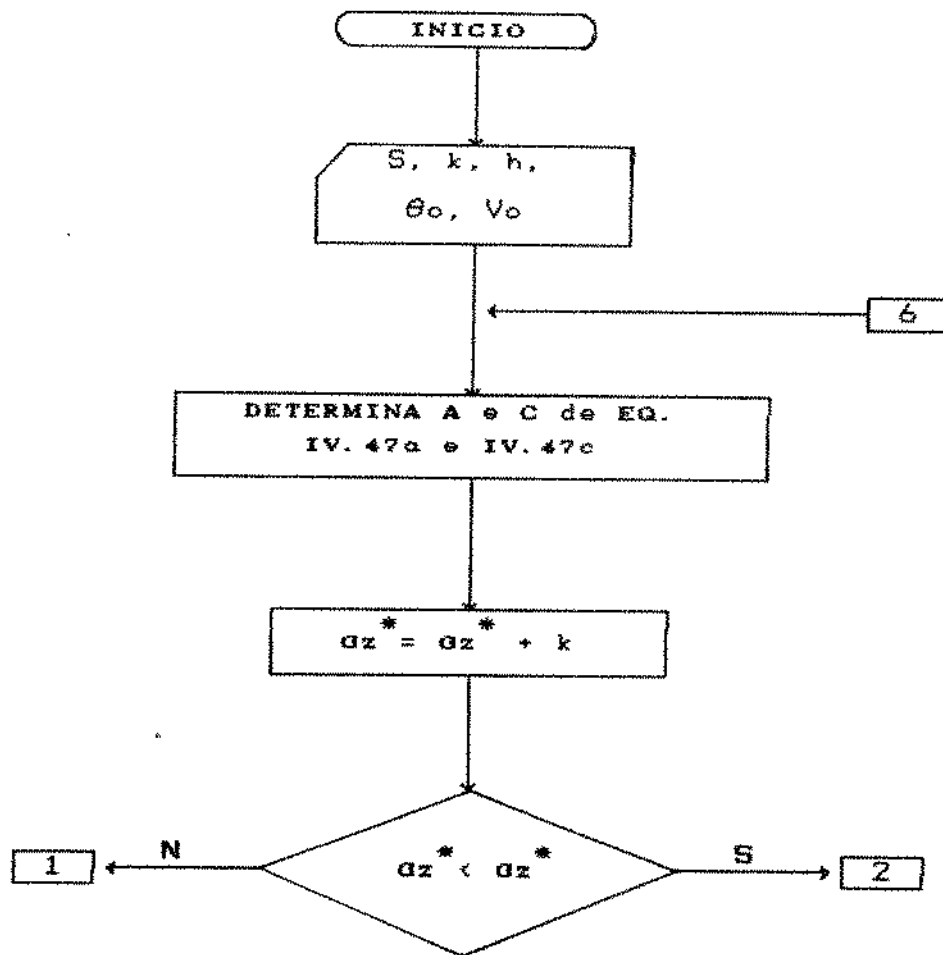
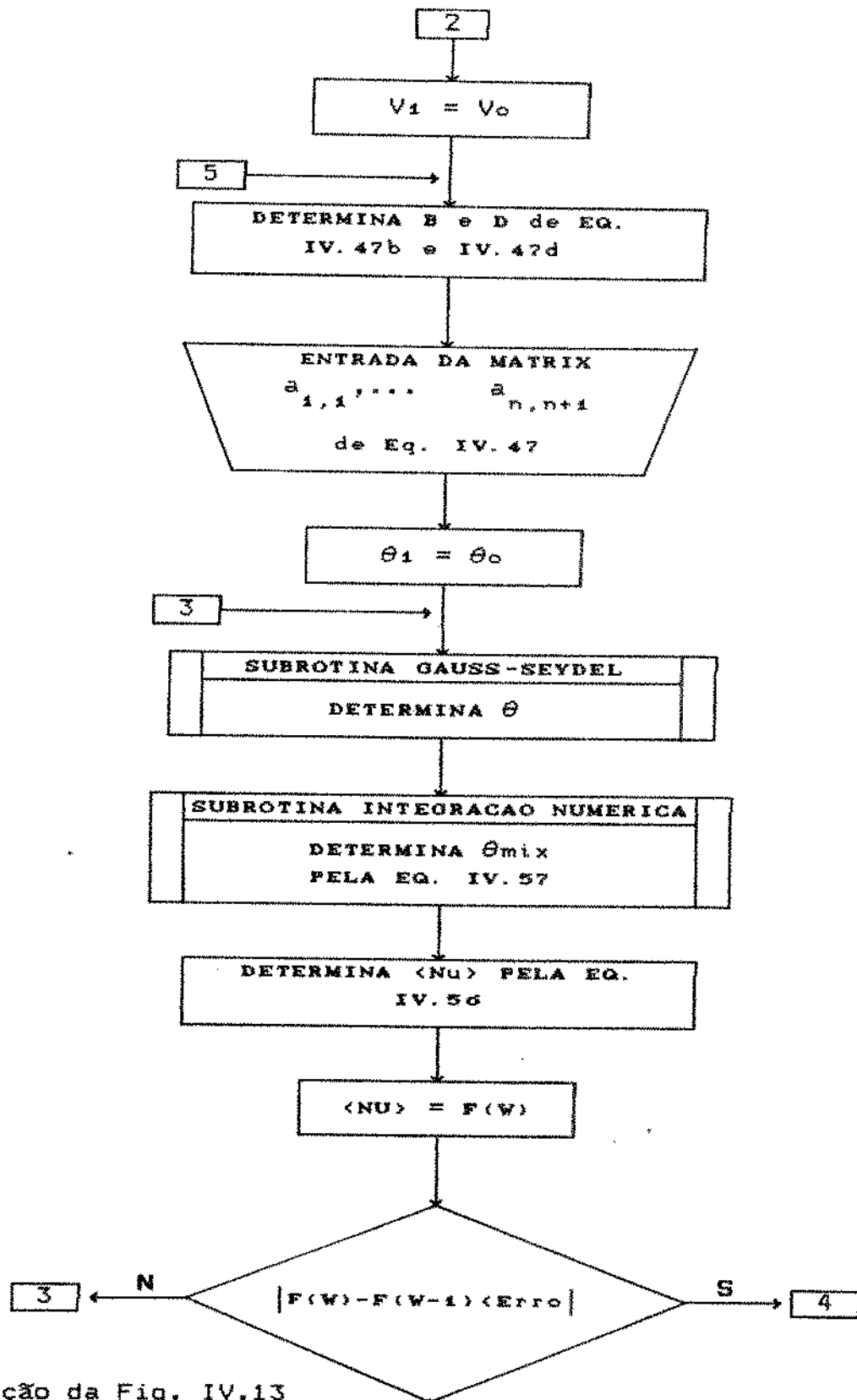
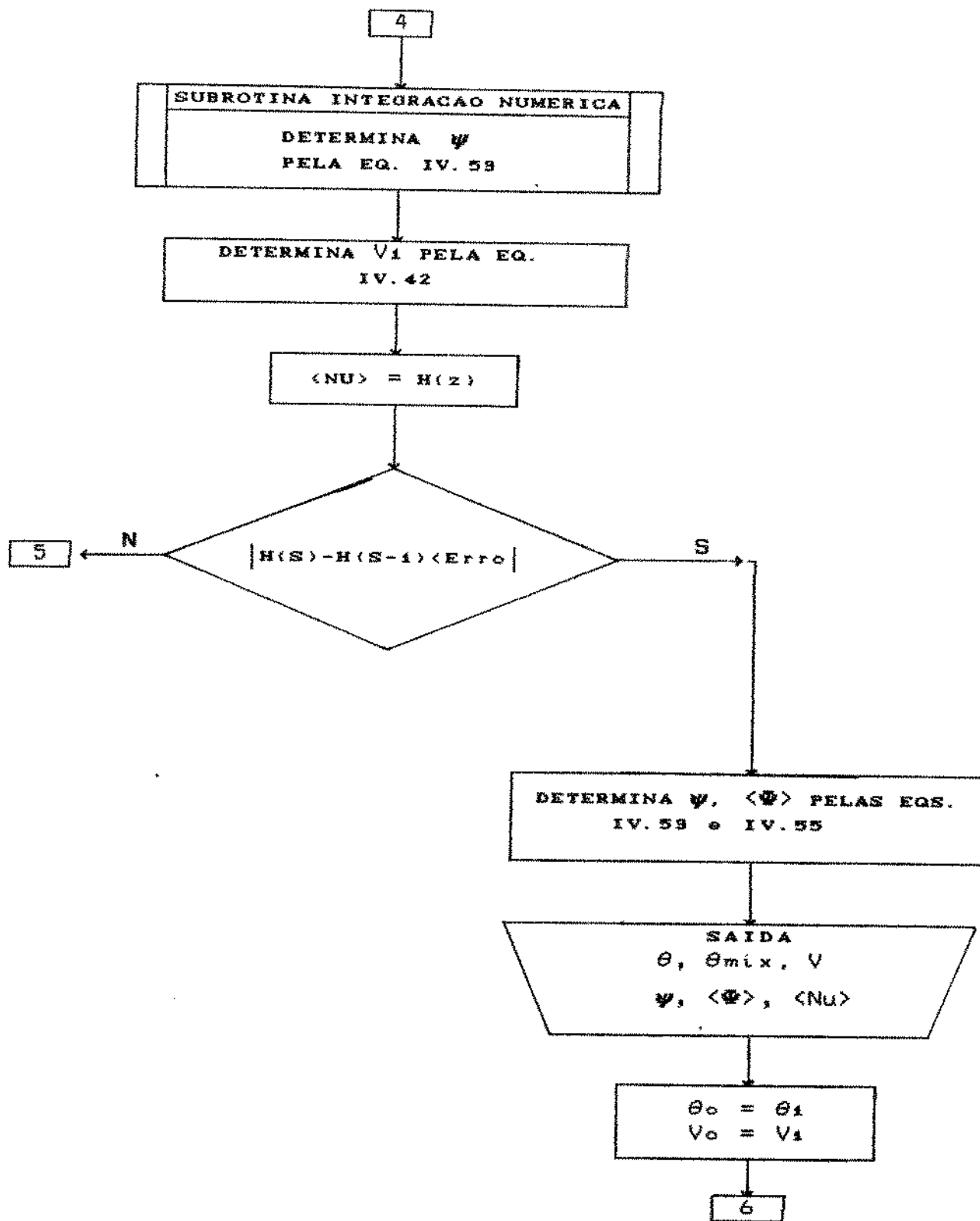


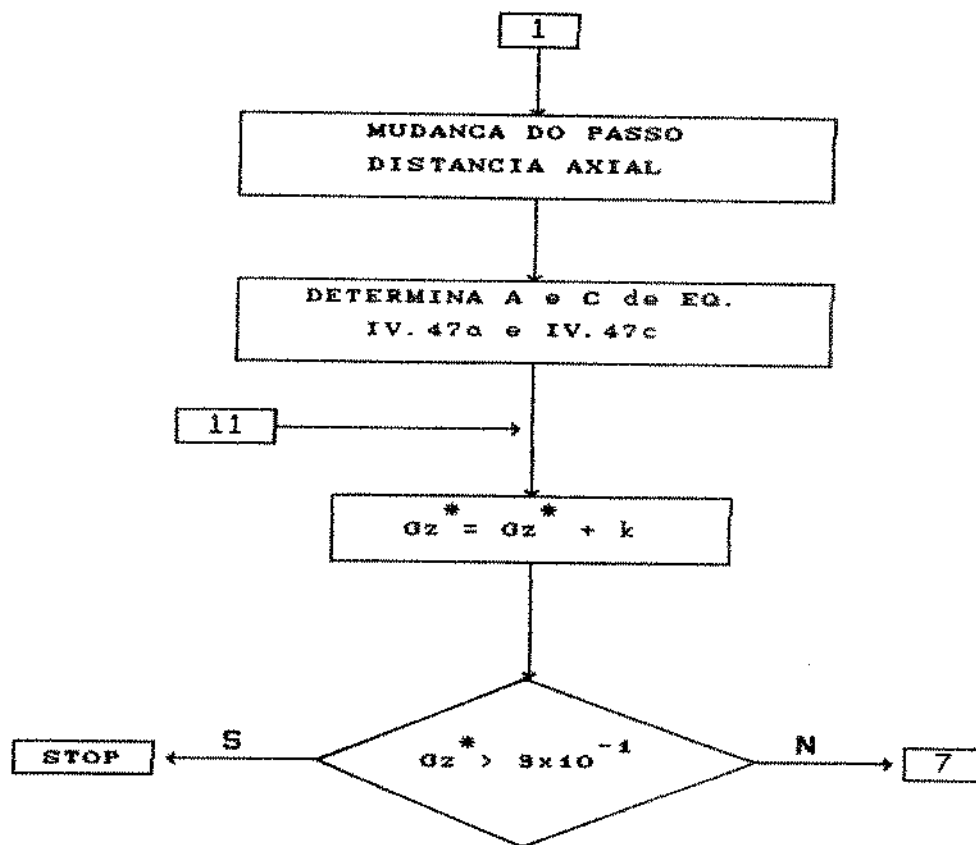
Fig. IV.13 fluxograma de programa para cálculo de $v(\xi)$ e $\theta(\xi, Gz^*)$.



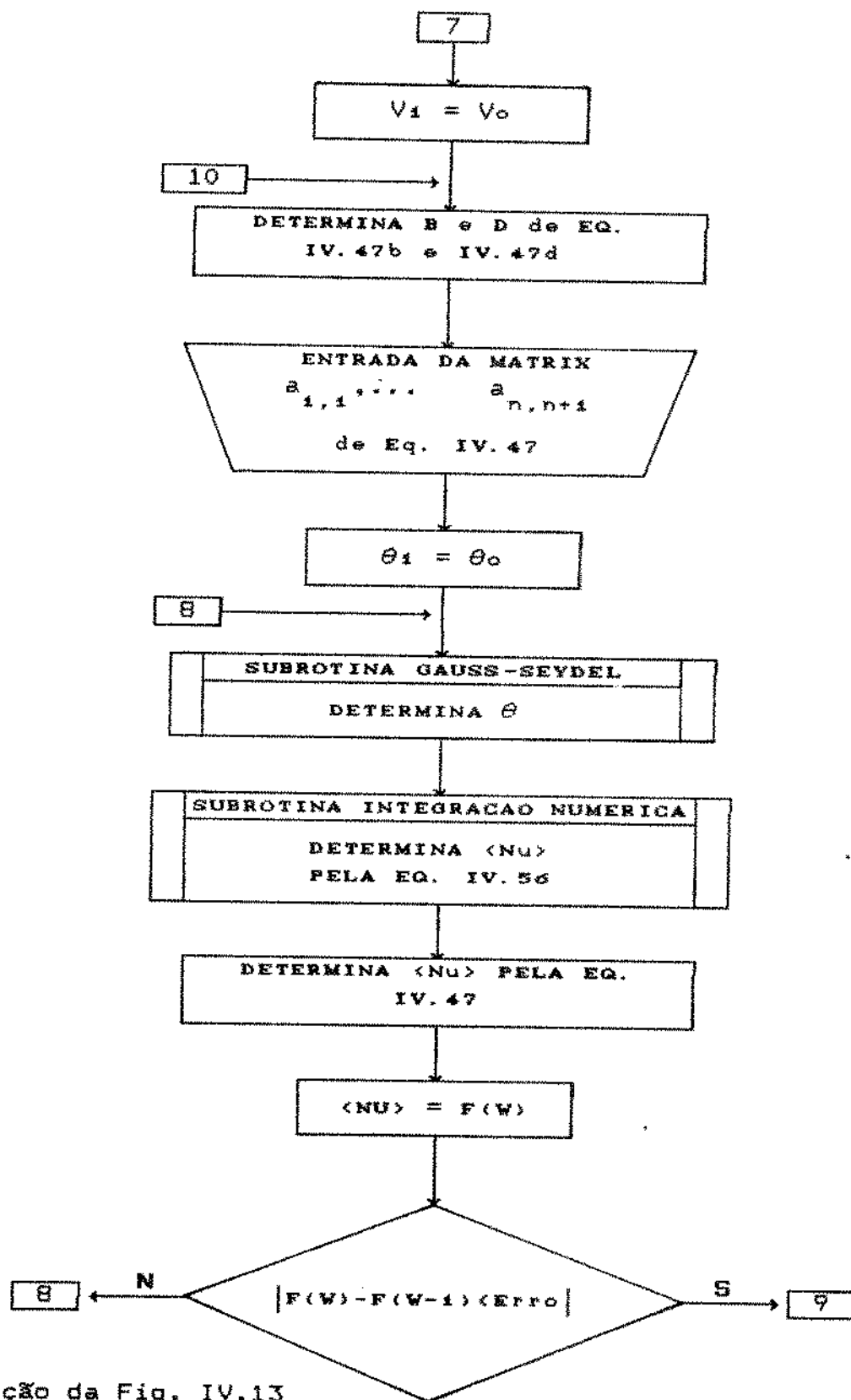
continuação da Fig. IV.13



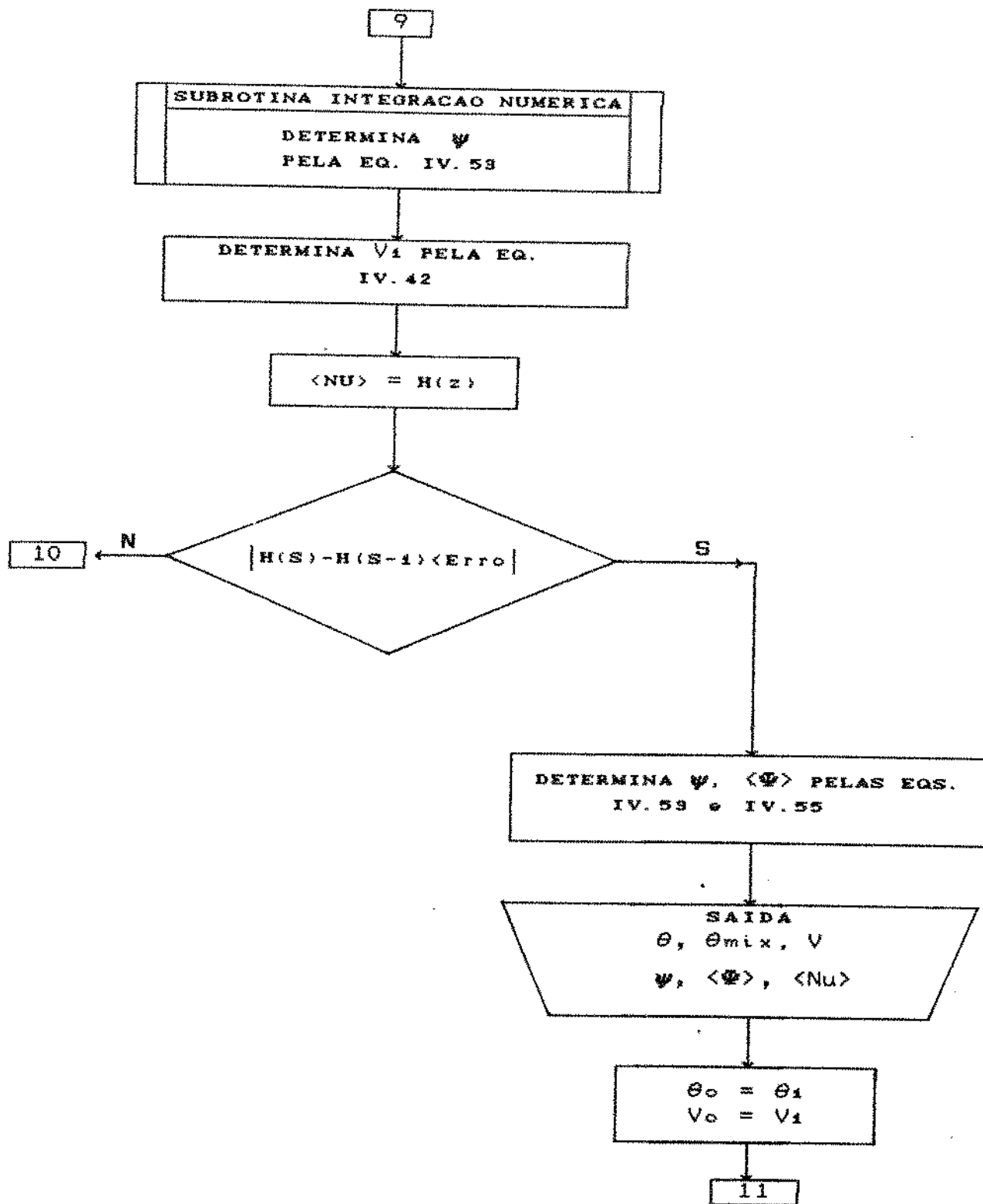
continuação da Fig. IV.13



continuação da Fig. IV.13



continuação da Fig. IV.13



final da Fig. IV.13

IV.3 DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Neste item são apresentadas correlações para os cálculos da solução numérica das equações da continuidade, transferência de quantidade de movimento e energia, que permitem estimar a perda de carga e o número de Nusselt médio em função de Gz^* e de S (desvio do comportamento isoviscoso do fluido), tanto para fluidos dilatantes (tabelas IV.20 e IV.22) como para pseudoplásticos (tabelas IV.21 e IV.23).

Tabela IV.20 - Correlação para perda de carga em fluidos dilatantes

DILATANTES						
$\langle \psi \rangle = a \exp(b S) Gz^* (c S + d)$						
n	Faixa de Gz^*	Faixa de S	a	b	c	d
1,55	$5 \times 10^{-4} - 3 \times 10^{-1}$	2 - (-2)	1,1	- 0,10	- 0,10	- 0,036
1,50	$5 \times 10^{-4} - 3 \times 10^{-1}$	1 - (-2)	1,1	- 0,09	- 0,10	- 0,033
1,25	$5 \times 10^{-4} - 3 \times 10^{-1}$	2 - (-2)	1,0	- 0,06	- 0,12	- 0,020

Tabela IV.21 - Correlação para perda de carga em fluidos pseudoplásticos.

PSEUDOPLÁSTICOS								
$\langle \psi \rangle = (a S^2 + b S + c) Gz^* (d S^2 + e S + f)$								
n	Faixa de Gz^*	Faixa de S	a	b	c	d	e	f
0,80	$5 \times 10^{-4} - 3 \times 10^{-1}$	2 - (-2)	0,0080	-0,03	1,2	0,32	-0,10	0,013
0,50	$5 \times 10^{-4} - 3 \times 10^{-1}$	1 - (-2)	0,0086	-0,05	1,0	0,12	-0,10	0,010
0,33	$5 \times 10^{-4} - 3 \times 10^{-1}$	2 - (-2)	0,0090	-0,05	1,0	0,02	-0,09	0,010

Tabela IV.22 - Correlação para números de Nusselt médios para Fluidos dilatantes

DILATANTES						
$\langle Nu \rangle = \exp(a b^S) Gz^* (c S + d)$						
n	Faixa de Gz^*	Faixa de S	a	b	c	d
1,50	$5 \times 10^{-4} - 3 \times 10^{-1}$	2 - (-2)	0,80	0,96	- 0,02	- 0,30
1,35	$5 \times 10^{-4} - 3 \times 10^{-1}$	2 - (-2)	0,80	0,96	- 0,02	- 0,28
1,25	$5 \times 10^{-4} - 3 \times 10^{-1}$	2 - (-2)	0,81	0,96	- 0,03	- 0,26

Tabela IV.23 - Correlação para números de Nusselt médios de fluidos pseudoplásticos.

PSEUDOPLÁSTICOS								
$\langle Nu \rangle = (a S^2 + b S + c) Gz^* (d S^2 + e S + f)$								
n	Faixa de Gz^*	Faixa de S	a	b	c	d	e	f
0,50	$5 \times 10^{-4} - 3 \times 10^{-1}$	2 - (-2)	0,030	-0,017	2,1	0,009	-0,06	-0,29
0,45	$5 \times 10^{-4} - 3 \times 10^{-1}$	2 - (-2)	0,037	-0,091	2,2	0,011	-0,06	-0,28
0,33	$5 \times 10^{-4} - 3 \times 10^{-1}$	2 - (-2)	0,055	-0,268	2,4	0,015	-0,07	-0,26

A adequação da modelagem pode ser verificada no capítulo V pela comparação com os resultados experimentais de perda de carga (que representa os gradientes de velocidade na parede), vazão (que representa o perfil de velocidades) e balanço de energia térmica (que representa os perfis de temperatura).

As correlações propostas têm boa concordância com os resultados numéricos como se pode observar nas Figuras IV.14 e

IV.15. A Figura IV.14 apresenta uma comparação entre a perda de carga adimensional, $\langle \Psi \rangle$, calculada pela correlação das Tabelas IV.20 e IV.21 obtida a partir dos dados numéricos e os valores individuais dos resultados numéricos. Neste mesmo gráfico são indicadas as linhas que limitam a faixa de $\pm 15\%$ de desvio como auxílio à visualização dos desvios.

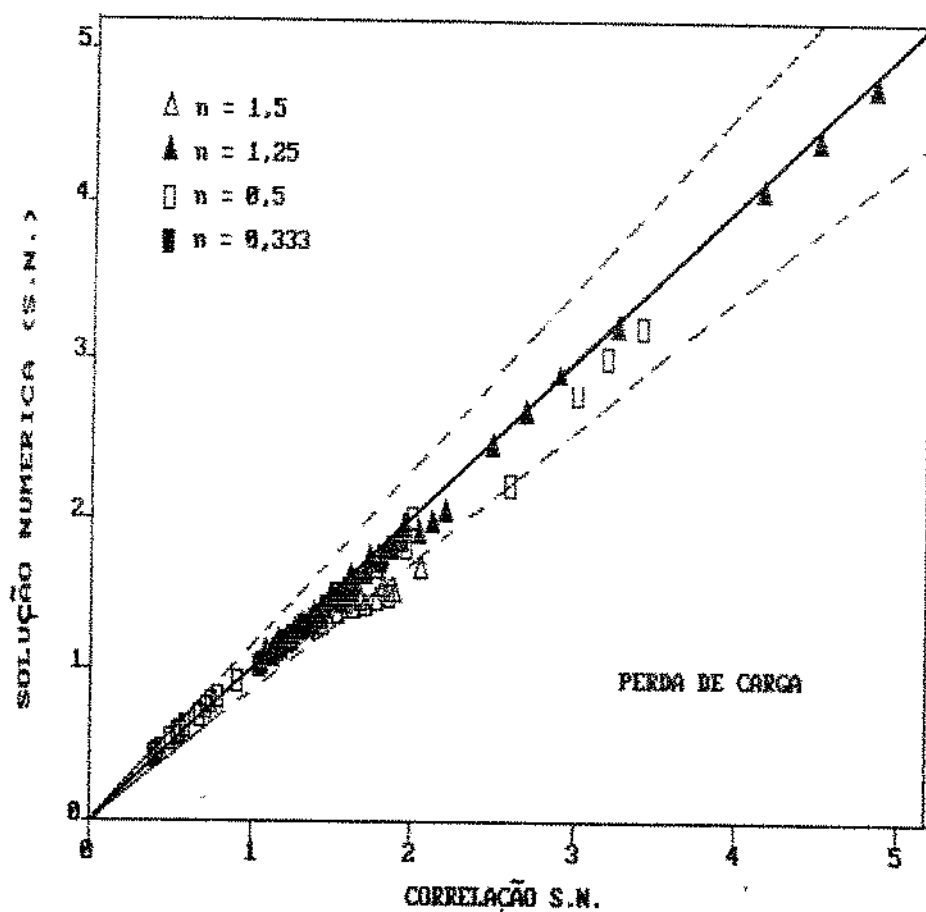


Fig. IV.14 Perda de carga adimensional $\langle \Psi \rangle$. Solução numérica. Comparação entre valores individuais e previstos pela correlação numérica

Na Figura IV.15 são apresentados os resultados de transferência de calor, onde são comparados os números de Nusselt médios, $\langle Nu \rangle$, valores individuais e correlação (Tabela IV.22 e IV.23), ambos da solução numérica. Também neste gráfico são indicadas as linhas que limitam a faixa de $\pm 15\%$ de desvio como auxílio à visualização dos desvios.

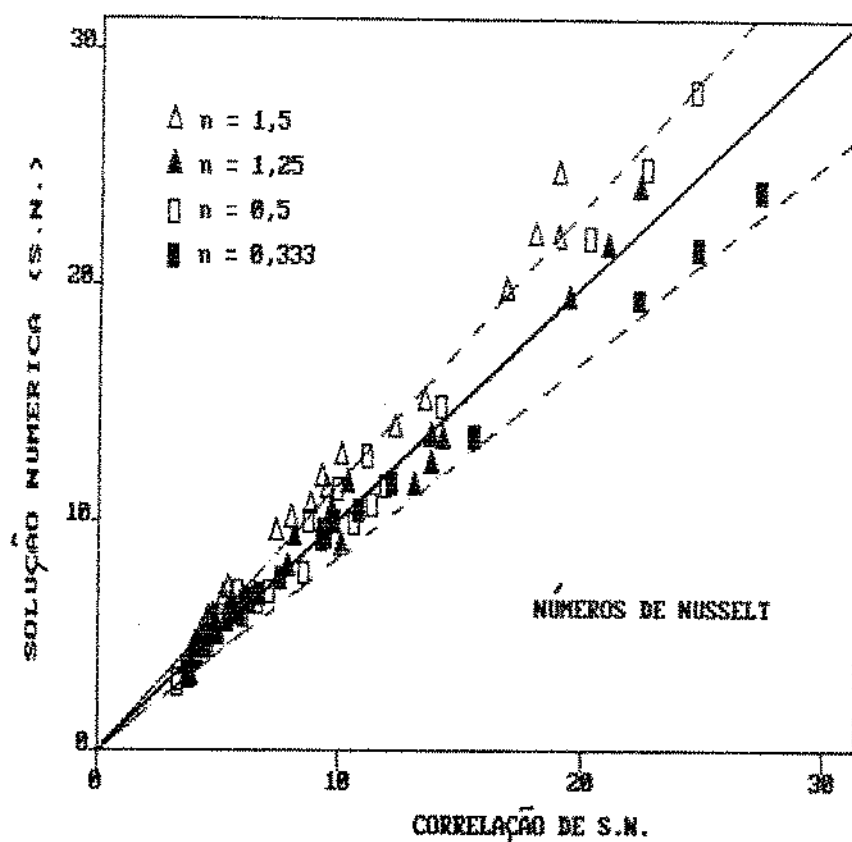


Fig. IV.15 Números de Nusselt médios $\langle Nu \rangle$. Solução numérica. Comparação entre valores individuais e previstos pela correlação numérica.

CAPÍTULO V

ESCOAMENTO LAMINAR DE FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS EM DUTOS CIRCULARES - EXPERIMENTAL

Muitos processos industriais com fluidos não-newtonianos e que envolvem transferência de calor são de escoamento laminar.

Os efeitos de pequenas variações do calor específico e da condutividade térmica com a temperatura são quase sempre desprezíveis, pelo menos quando se trata de líquidos. A variação da densidade com a temperatura é mais importante, uma vez que esta variação cria convecção livre e altera o perfil de velocidade. A convecção livre em tubos horizontais provoca escoamentos assimétricos. Porém, em um grande número de processos de transferência de calor em tubos horizontais e para líquidos com altas viscosidades, como é o caso da indústria de polímeros e alimentos, a convecção livre pode ser desprezada. De acordo com *Oliver* [38] a contribuição da convecção livre na transferência de calor é menor que 5% se $Gz^* (Grm Prm)^{0.75} < 15$.

O comprimento de entrada hidrodinâmico é geralmente muito pequeno para escoamentos altamente viscosos, podendo ser quase sempre desprezado, como mostra o trabalho de *Brocklebank* e *Smith* [6]. Observa-se que o comprimento de entrada hidrodinâmico para fluidos pseudoplásticos é sempre menor que para escoamentos newtonianos, para o mesmo número de Reynolds (generalizado). Isto ocorre pelo fato de que o perfil de velocidade de um fluido pseudoplástico é mais próximo de um escoamento pistonado, em contraste com a parábola de um escoamento newtoniano (fig. IV.2). Pode-se calcular o comprimento de entrada por meio da equação

apresentada por *Atkinson et alii.* [2], para fluidos newtonianos:

$$\frac{L_e}{D} = 0.59 + 0.056 Re \quad (V.1)$$

onde o número de Reynolds para um fluido de Ostwald-de Waele é definido pelas equações IV.16a e IV.16b.

A difusão axial de energia torna-se importante em velocidades muito altas ou no caso de fluidos de altas viscosidades [50].

A influência da dissipação viscosa é determinada pelo valor do número de Brinkman, para fluidos dilatantes ou pseudoplásticos definidos como:

$$Br = \frac{R^{(1-n)} \langle v_z \rangle^{(n+1)} K_p}{k(T_p - T_o)} \quad (V.2)$$

onde K_p é o índice de consistência do modelo de Ostwald-de Waele determinado na temperatura da parede. Se o número de Brinkman é muito menor que a unidade, a dissipação viscosa é desprezível.

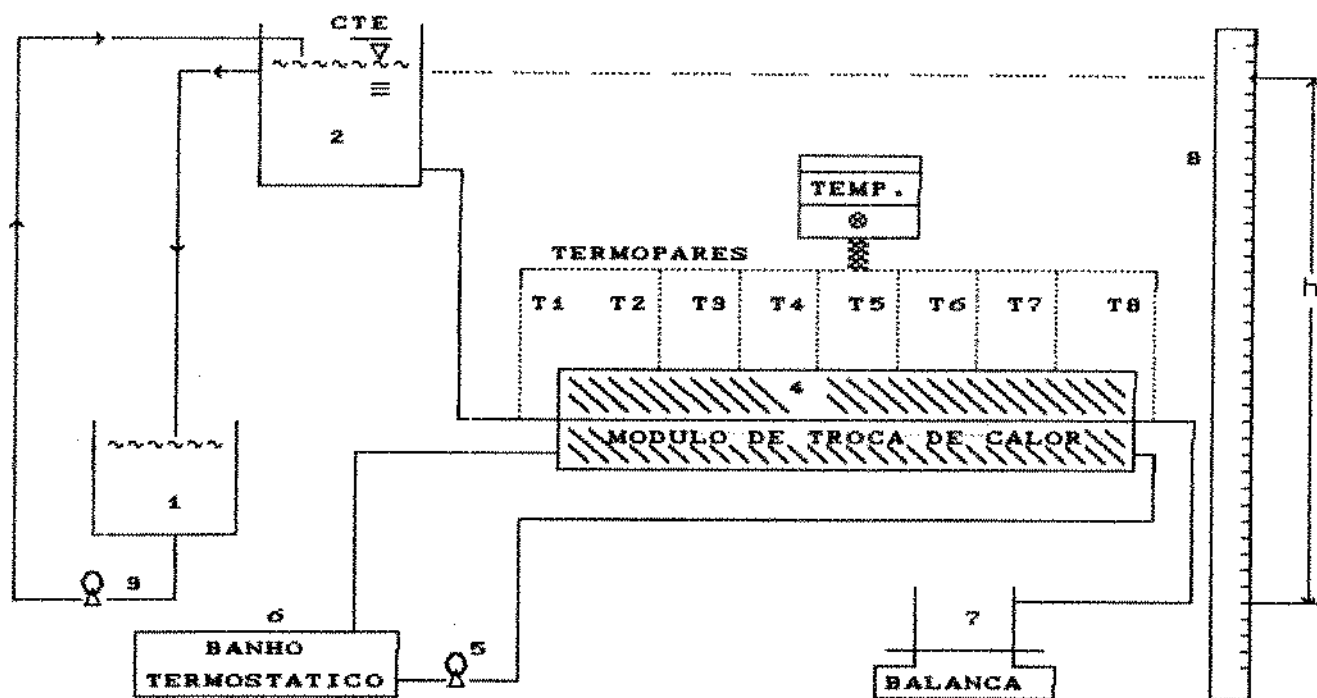
A suposição de que o escoamento é retilíneo, o que implica em desprezar velocidades radiais, é uma das mais sérias restrições apresentadas. Em pequenos valores de Gz^* , a distorção do perfil de velocidade é considerável e, conseqüentemente, as velocidades radiais podem ser importantes. Nesta região de pequenos Gz^* , o termo dv_z/dz também não é, de fato, desprezível. Entretanto, este termo não será considerado neste trabalho, em que $0,0262 \leq Gz^* \leq 0,6141$.

É impossível determinar previamente qual é o grau de erro nos resultados provocado pela desconsideração de possíveis escoamentos secundários. A partir de nossos experimentos, porém, se tornará claro que para Gz^* maiores que 10^{-3} a influência da velocidade radial pode ser desprezada.

Isto leva a concluir que são válidas as suposições feitas no capítulo IV, página 61, para escoamentos não-isoviscosos.

V.1 MONTAGEM EXPERIMENTAL

Um esquema do equipamento utilizado na obtenção dos resultados experimentais é apresentado na figura V.1. As propriedades termofísicas e reológicas das amostras utilizadas são apresentadas no capítulo III.



- 1 - reservatório pulmão
- 2 - reservatório com nível constante
- 3 - bomba peristáltica
- 4 - seção de Troca de Calor
- 5 - bomba centrífuga
- 6 - banho termostático
- 7 - reservatório recoletor
- 8 - regua para medir diferenças de nível

Fig. V.1 Equipamento utilizado

DESCRIÇÃO

O fluido é armazenado em um reservatório pulmão (1) com capacidade volumétrica de 10.000 ml. Uma bomba peristáltica (3), acionada por um motor de velocidade variável, transporta o fluido até o reservatório (2) com capacidade volumétrica de 9000 ml, onde o nível é mantido constante por um vertedouro.

Uma vez cheio o reservatório (2), o fluido escoar por gravidade, passando através da seção de ensaios, que consiste de 3 tubos de cobre de 0,86, 1,33 e 2,31 m de comprimento e com diâmetros internos de 3,175, 4,763 e 3,175 mm, respectivamente. Os tubos são montados dentro de um grande banho (4), onde circula água em alta velocidade e com temperatura constante, controlada por um banho termostático (6). Esta configuração faz com que a resistência à transferência de calor na parte exterior do tubo seja desprezível quando comparada à resistência interna de transferência de calor. Deve-se, no entanto garantir uma alta velocidade de circulação da água na parte exterior do tubo, o que é conseguido através do emprego de uma bomba centrífuga (aprox. 300 l/hr), mantendo-se um nível suficiente para que os tubos permaneçam totalmente submersos e um volume de água cuja massa é muito maior que a dos tubos mais o fluido de ensaio.

As temperaturas são medidas por meio de termopares cobre-constantan. As leituras correspondentes aos pontos mais importantes são medidas continuamente, de forma a assegurar sua estabilidade. Todos os termopares foram calibrados de acordo com *Telís* [48].

Antes da entrada na seção de transferência de calor, a temperatura do fluido de ensaio é medida por um termopar (T_1), cuja extremidade está no centro do tubo de ensaio, como mostra a Fig. V.2.

A temperatura da parede (T_p) é medida por 6 termopares (T_2 , T_3 , T_4 , T_5 , T_6 e T_7), os quais foram soldados na parede ao longo do tubo. Em todos os experimentos a diferença entre T_2 e T_7 foi menor que $0,9^\circ\text{C}$ e, geralmente, menor que $0,7^\circ\text{C}$.

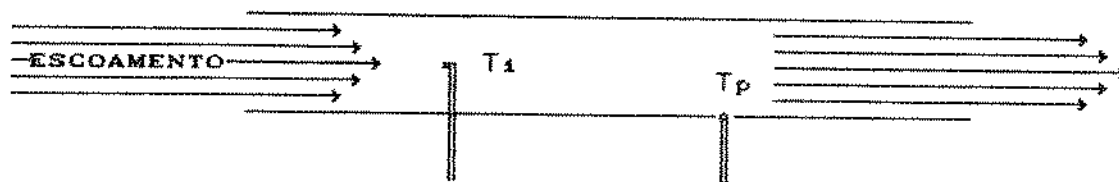


Fig. V.2 Detalhes da colocação dos termopares no tubo

Na saída do banho foi instalado um termopar (T_0), semelhante àquele inicial (T_1), com o objetivo de verificar a temperatura de saída do fluido.

Depois da passagem do fluido através da seção de transferência de calor, a temperatura de mistura do fluido (T_{mix}) foi medida por coleta de amostras num recipiente isolado. Sabe-se que a imprecisão das medidas de transferência de calor em escoamento laminar é causado, principalmente, pela determinação incorreta da temperatura de mistura. Existem duas razões para isto. Em primeiro lugar, é difícil misturar plenamente o fluido em escoamento laminar, especialmente quando se trata de fluidos não-newtonianos muito viscosos. Em segundo lugar, a quantidade total de energia transferida é bastante pequena e, além disso, mesmo que o fluido seja misturado em um recipiente cuidadosamente isolado, é inevitável a ocorrência de perdas de calor ou aquecimento pelo efeito de mistura.

Dessa forma, a etapa fundamental das medidas de transferência de calor, é a determinação correta da temperatura de mistura após a seção de transferência de calor.

A técnica utilizada é descrita a seguir. Após a constatação do estado de regime permanente do escoamento não-isotérmico, mede-se a temperatura na saída do tubo (T_0).

Conhecida esta temperatura, uma garrafa térmica de 200 ml, destinada a coletar o fluido, é aquecida em um banho termostático, até uma temperatura bastante aproximada de T_0 . Durante o aquecimento, a boca da garrafa térmica é tapada com um disco de isopor, provido de um furo central, por onde será introduzido o fluido. Depois de aquecida, a garrafa térmica é levada até a saída do tubo de ensaio, onde são coletadas as amostras. Durante a coleta, o fluido é agitado com um barra de vidro à qual se encontra conectado um termopar, com o objetivo de medir a T_{mix} . Durante a agitação a temperatura de mistura variou $0,3^\circ\text{C}$.

A vazão mássica do escoamento foi determinada através da coleta de fluido e pesagem em balança semi-analítica.

Neste trabalho pode-se concluir que o comprimento de entrada hidrodinâmico, calculado por meio da equação (V.1) foi sempre menor que 6 cm. Entre o reservatório pulmão e a seção de transferência de calor existe um tubo de 130 cm, garantindo que, em todas as medidas, o escoamento encontrava-se plenamente desenvolvido hidrodinamicamente na entrada da seção de transferência de calor.

Foi possível supor, também, que a dissipação viscosa teve efeito desprezível nos experimentos realizados. O número de Brinkman foi sempre muito menor que a unidade, sendo o valor máximo igual a 0,12.

V.2 MEDIDAS DE PERDA DE CARGA EM ESCOAMENTOS NÃO-ISOTÉRMICOS DE FLUIDOS DILATANTES E PSEUDOPLÁSTICOS ATRAVÉS DE TUBOS CIRCULARES.

De acordo com equação IV.51 definiu-se o gradiente de pressão como:

$$\psi = \frac{(-dp/dx)}{(-dp/dx)_{T=T_p}} \quad (\text{IV.51})$$

e, substituindo as relações conhecidas para $(-dp/dx)_{T=T_p}$ obtidas no capítulo IV pela equação IV.14, temos:

$$\psi = \frac{(-dp/dx) D^{(3n+1)}}{K_p Q^n} \frac{1}{4} \left[\frac{n \pi}{8(3n+1)} \right]^n \quad (V.3)$$

Analogamente, define-se a perda de carga adimensional:

$$\langle \Psi \rangle = \frac{(-\Delta p / \Delta x) D^{(3n+1)}}{K_p Q^n} \frac{1}{4} \left[\frac{n \pi}{8(3n+1)} \right]^n \quad (V.4)$$

Para cada número adimensional Gz^* é determinada a perda de carga adimensional $\langle \Psi \rangle$. Os valores de perda de carga foram baseadas no desnível entre o nível constante do reservatório (3) e a saída, como visto no esquema da Figura V.1.

O diâmetro do tubo foi determinado por meio de medidas experimentais para escoamentos isotérmicos, com a ajuda da equação de Hagen-Poiseuille. Estas medidas foram feitas para diferentes perdas de carga e, conseqüentemente, para diferentes vazões mássicas. Nessas condições o erro em D^4 foi de aproximadamente 3.5 %. O possível erro em D , portanto, foi estimado em 1%, portanto os valores são: $3,175 \pm 0,032$, $4,763 \pm 0,048$, $3,175 \pm 0,032$.

A reologia de duas amostras foi determinada usando o equipamento experimental descrito anteriormente (Fig. V.1), como reômetro capilar. As medidas reológicas foram feitas em uma faixa de taxas de deformação de $3 - 440 \text{ s}^{-1}$ e em uma faixa de temperaturas de $20-70^\circ\text{C}$ (Ver cap. II). Nesta faixa, o índice de comportamento do escoamento (n) do modelo de Ostwald-de Waele se manteve praticamente igual ao obtido no reômetro de cilindros concêntricos. O índice de consistência variou em aproximadamente 3% em relação ao obtido no reômetro de cilindros concêntricos.

A densidade dos fluidos tem um erro de 0,12%.

A vazão volumétrica, obtida da densidade e da vazão

mássica obteve um erro aproximado de 1%.

Dessa forma, estima-se que o erro máximo é de aproximadamente 10 % para a perda de carga.

A precisão da difusividade térmica limita a precisão da determinação do número adimensional Gz^* . As medidas realizadas com um óleo de difusividade térmica conhecida, apresentaram um erro máximo de 3 % (Ver capítulo II).

Os resultados da determinação da perda de carga adimensional $\langle \Phi \rangle$, para fluidos pseudoplásticos com $n = 0,81$, são apresentados na Fig. V.3. Os valores de S definidos pela equação IV.38 ou IV.39, na página 60, foram $S = +1,836$; $+1,561$; $+1,224$; $+0,857$ dentro de um erro aproximado de 4%. A temperatura do fluido na entrada, T_o , foi de 21°C , para experimentos com escoamentos sob aquecimento, enquanto a temperatura na parede do tubo T_p , foi de 81°C , 72°C , 61°C e 49°C . Para escoamento sob resfriamento foram utilizados valores de $S = -0,337$; $S = -0,551$. A temperatura do fluido na entrada, T_o , foi de 21°C , enquanto que temperatura da parede, T_p , foi de 10°C e 3°C .

Para fluidos dilatantes com $n = 1,55$, os resultados são apresentados na Fig. V.4. Os valores de S foram $S = +2,186$; $+1,804$; $S = 1,423$; $S = 1,110$. A temperatura do fluido na entrada T_o , foi de 19°C , para experimentos com escoamentos sob aquecimento, enquanto a temperatura na parede do tubo T_p , foi de 82°C , 71°C , 60°C e 51°C . Para escoamentos sob resfriamento foram utilizados valores de $S = -0,312$; $S = -0,590$. A temperatura do fluido na entrada, T_o , foi de 20°C , enquanto que temperatura da parede, T_p , foi de 10°C e 2°C .

Os números de Reynolds determinados na temperatura de entrada ficaram na faixa de $41,86 \leq Re \leq 260,35$ para pseudoplásticos e $2,73 \leq Re \leq 12,02$ para fluidos dilatantes.

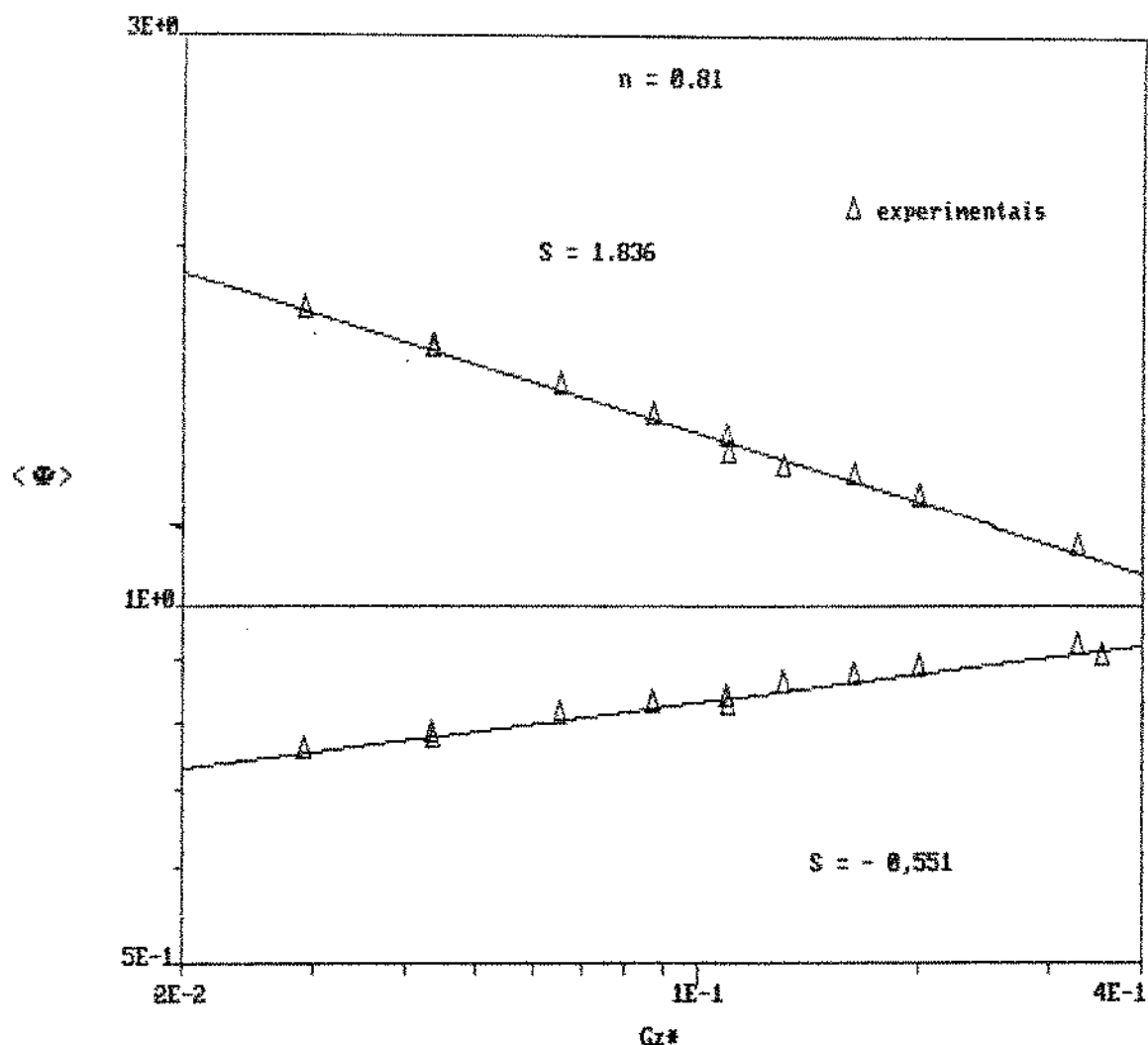


Fig. V.3 Perdas de carga experimentais para escoamentos não-isotérmicos de fluidos pseudoplásticos em tubos.

Os resultados das medidas das perdas de carga adimensionais $\langle \Phi \rangle$ são comparadas no item V.4 com as obtidas numericamente. Em uma ampla região de números adimensionais, de $Gz^* = 4 \cdot 10^{-2}$ a $Gz^* = 3 \cdot 10^{-1}$, a concordância entre os resultados teóricos e experimentais é muito satisfatória. O desvio entre a solução numérica e os dados experimentais é sempre menor que 16 %.

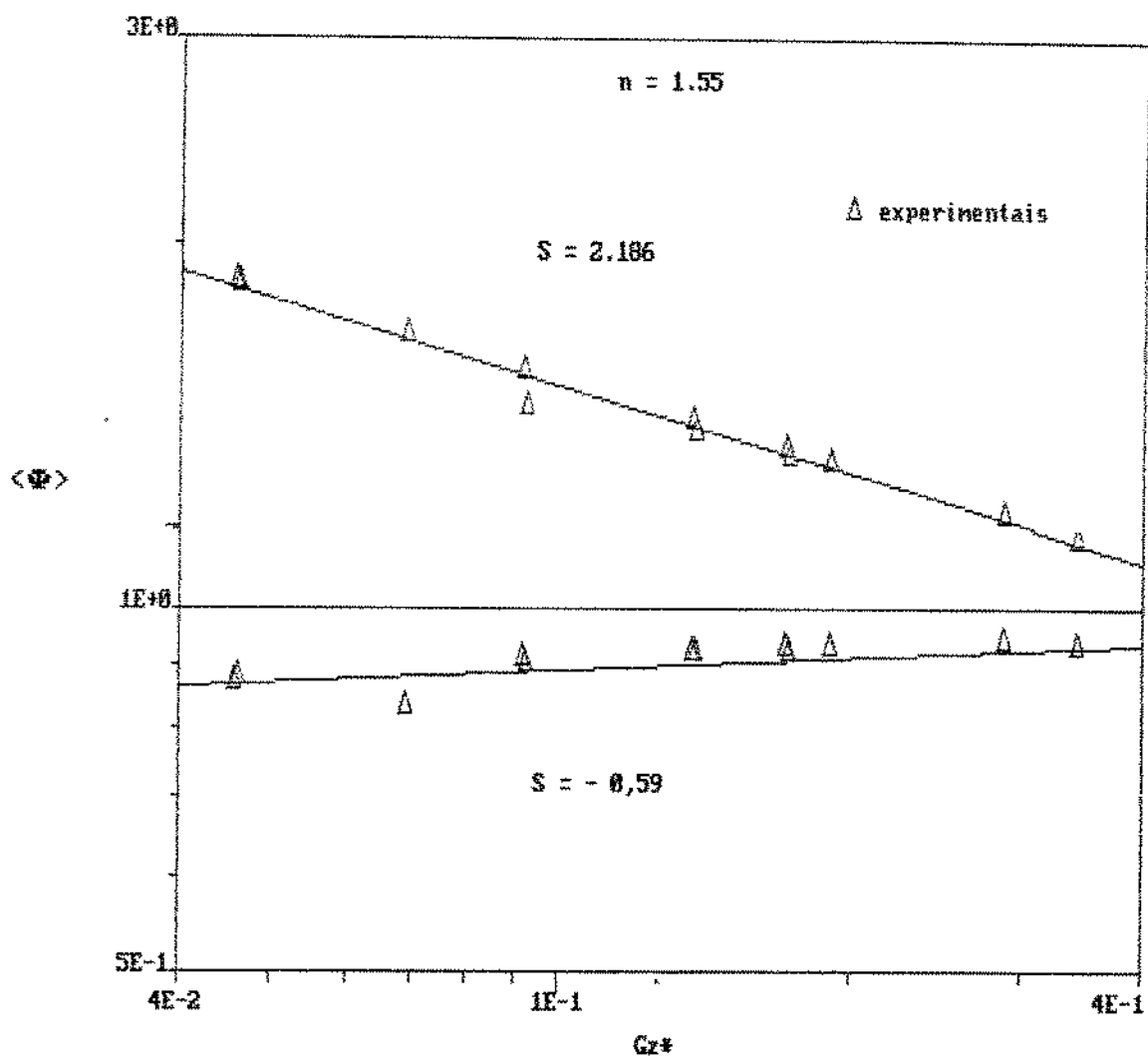


Fig. V.4 Perdas de carga experimentais para escoamentos não-isotérmicos de fluidos dilatantes em tubos.

Nas tabelas V.1 e V.2 são apresentados os resultados dos experimentos obtidos com fluidos pseudoplásticos e dilatantes.

Tabela V.1 Relação de gradientes adimensionais de pressão $\langle \Phi \rangle$ experimentais de escoamentos de fluidos pseudoplásticos através de tubos circulares em função de Gz^* .

$n = 0,81$							
$\langle \Phi \rangle$							
$\frac{S}{Gz^*}$	1,836	1,561	1,224	0,857	0	-0,337	-0,551
0,0291	1,7662	1,7055	1,5215	1,3489	0,9895	0,8699	0,7848
0,0435	1,6375	1,5900	1,4360	-----	0,9912	0,8849	0,8104
0,0437	1,6361	1,5909	1,4398	-----	-----	0,8900	0,8000
0,0652	1,5170	1,4710	1,3605	1,2316	0,9996	0,9000	-----
0,0869	1,4369	-----	1,3002	1,2097	0,9940	0,9097	0,8564
0,1090	1,3767	1,3497	1,2511	1,1807	-----	0,9199	-----
0,1100	-----	1,3404	1,2495	1,1803	1,0074	0,9239	0,8600
0,1304	1,3009	1,3008	1,2296	1,1500	0,9957	0,9283	0,8846
0,1630	1,2760	1,2506	-----	1,1310	1,0020	0,9332	0,9005
0,2000	1,2276	1,2033	1,1511	1,1093	0,9975	0,9417	0,9154
0,3260	-----	1,1081	1,0713	1,0448	-----	-----	0,9517
0,3530	-----	1,0903	-----	1,0349	-----	0,9784	-----

Tabela V.2 Relação de gradientes adimensionais de pressão $\langle \Phi \rangle$ experimentais de escoamentos de fluidos dilatantes através de tubos circulares em função de Gz^* .

$n = 1,55$							
$\langle \Phi \rangle$							
$\frac{S}{Gz^*}$	2,186	1,804	1,423	1,110	0	-0,312	-0,590
0,0457	1,8551	-----	1,4950	1,3620	1,0915	0,9170	0,8691
0,0460	1,8522	1,6893	1,4934	1,3610	1,0509	0,9172	0,8794
0,0689	1,6811	1,5557	-----	1,2966	1,0692	0,9274	0,8300
0,0914	1,5708	1,4685	1,3417	1,2533	1,0774	0,9346	0,9101
0,0919	1,4688	-----	1,3406	1,2525	1,0773	0,9348	0,9003
0,1371	1,4252	1,3520	1,2595	1,1938	1,0058	0,9451	0,9227
0,1379	-----	1,3504	1,2584	1,1930	-----	0,9453	0,9206
0,1714	1,3508	1,2918	1,2164	1,1622	-----	0,9509	0,9321
0,1724	1,3342	1,2902	1,2153	1,1614	1,0342	-----	0,9224
0,1900	1,3178	1,2649	1,1970	1,1480	1,0908	-----	0,9320
0,2867	1,1939	1,1631	1,1226	1,0927	1,0056	0,9645	0,9435
0,3428	-----	1,1214	-----	-----	-----	0,9692	0,9322

V.3 RESULTADOS DE MEDIDAS DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR EM ESCOAMENTOS LAMINARES DE FLUIDOS DILATANTES E PSEUDOPLÁSTICOS ATRAVÉS DE TUBOS CIRCULARES.

Pode-se calcular o número de Nusselt médio de acordo com equação (IV.56), conforme referência [26 e 49].

$$\langle Nu \rangle = \frac{1}{4Gz^*} \ln \left[\frac{1}{\theta_{mix}} \right] = \frac{1}{4Gz^*} \ln \left[\frac{T_p - T_o}{T_p - T_{mix}} \right] \quad (IV.56)$$

Estima-se que a precisão das medidas de temperatura é de 0,3 °C. A precisão da determinação do número de Nusselt é muito dependente do valor da temperatura de mistura, T_{mix} e, conseqüentemente, do número adimensional Gz^* . Em pequenos valores de Gz^* , o possível erro será grande porque T_{mix} é muito próximo de T_o , e com grandes Gz^* o possível erro será grande porque T_{mix} agora é próximo de T_p . A precisão dos experimentos é resumida na tabela V.3.

V.3 Precisão dos dados experimentais de transferência de calor.

$ T_p - T_o $ °C	erro %	Confiança °C
11	22 - 28,3	± 2,4 - 3,1
18	18 - 24,5	± 3,2 - 4,4
28	15 - 20	± 4,2 - 5,6
40	8 - 15	± 3,2 - 6,0
51	5 - 8	± 2,5 - 4,1
60	4 - 7	± 2,4 - 4,2

Nas tabelas V.4, V.5 e V.6 são apresentados os resultados experimentais de T_{mix} , θ_{mix} e $\langle Nu \rangle$, para fluidos dilatantes e V.7, V.8 e V.9 para fluidos pseudoplásticos.

Tabela V.4 Temperatura de mistura, T_{mix} , experimentais de escoamentos de fluidos dilatantes através de tubos circulares em função de Gz^* .

n = 1,39					
T_{mix}					
$\begin{matrix} S \\ \backslash \\ Gz^* \end{matrix}$	$T_p=82\text{ C}$	$T_p=71\text{ C}$	$T_p=51\text{ C}$	$T_p=10\text{ C}$	$T_p=2\text{ C}$
	2,106	1,785	1,071	-0,357	-0,571
0,0272	48,4	44,8	34,2	15,6	12,8
0,0391	54,4	49,3	37,1	15,0	11,0
0,0407	55,0	50,0	37,3	—	10,8
0,0596	61,4	54,9	40,3	13,5	8,7
0,0815	66,2	58,4	42,9	12,7	7,2
0,1067	70,3	62,3	45,4	11,9	5,7
0,1192	71,9	63,6	46,2	11,6	5,2
0,1601	75,3	66,2	47,9	11,1	4,0
0,1630	75,7	66,3	48,0	—	3,9
0,2384	79,0	68,7	49,0	10,5	—
0,3201	80,9	—	—	—	2,4
0,6403	—	—	—	—	—

Tabela V.5 Temperatura de mistura adimensional, θ_{mix} , experimentais de escoamentos de fluidos dilatantes através de tubos circulares em função de Gz^* .

n = 1,39					
θ_{mix}					
$\begin{matrix} S \\ \backslash \\ Gz^* \end{matrix}$	2,106	1,785	1,071	-0,357	-0,571
0,0272	0,533	0,535	0,542	0,560	0,568
0,0391	0,438	0,443	0,448	0,500	0,474
0,0407	0,429	0,429	0,442	—	0,463
0,0596	0,327	0,329	0,345	0,350	0,353
0,0815	0,251	0,257	0,261	0,270	0,274
0,1067	0,186	0,178	0,181	0,190	0,195
0,1192	0,160	0,151	0,155	0,160	0,168
0,1601	0,106	0,098	0,100	0,110	0,105
0,1630	0,100	0,096	0,097	—	0,100
0,2384	0,048	0,047	0,048	0,050	—
0,3201	0,017	—	—	—	0,021
0,6403	—	—	—	—	—

Tabela V.6 Números de Nusselt médios experimentais para escoamentos de fluidos dilatantes através de tubos circulares em função de Gz^* .

$n = 1,39$					
$\langle Nu \rangle$					
$\begin{matrix} S \\ \backslash \\ Gz^* \end{matrix}$	2,106	1,785	1,071	-0,357	-0,571
0,0272	5,783	5,749	5,629	5,329	5,199
0,0391	5,278	5,206	5,134	4,432	4,777
0,0407	5,198	5,198	5,015	—	4,730
0,0596	4,689	4,663	4,464	4,404	4,368
0,0815	4,240	4,168	4,120	4,016	3,971
0,1067	3,941	4,044	4,005	3,891	3,830
0,1192	3,844	3,965	3,910	3,844	3,741
0,1601	3,505	3,627	3,596	3,447	3,519
0,1630	3,532	3,594	3,578	—	—
0,2384	3,184	3,206	3,184	3,141	—
0,3201	3,182	—	—	—	3,017
0,6403	—	—	—	—	—

Tabela V.7 Temperatura de mistura, T_{mix} , experimentais de escoamentos de fluidos pseudoplásticos através de tubos circulares em função de Gz^* .

$n = 0,45$					
T_{mix}					
$\begin{matrix} S \\ \backslash \\ Gz^* \end{matrix}$	$T_p=82\text{ C}$	$T_p=72\text{ C}$	$T_p=61\text{ C}$	$T_p=40\text{ C}$	$T_p=3\text{ C}$
	1,004	0,778	0,518	-0,211	-0,324
0,0262	49,1	44,4	38,5	16,6	13,3
0,0381	54,3	48,9	42,1	15,6	12,2
0,0393	—	49,3	42,4	—	12,0
0,0572	60,3	53,9	46,1	14,3	9,6
0,0786	64,8	58,1	49,3	13,4	7,6
0,1024	68,0	60,9	51,8	12,6	6,6
0,1143	69,3	62,1	52,6	12,3	6,1
0,1535	73,8	65,8	55,5	—	5,2
0,1571	—	66,0	—	11,4	—
0,2286	78,1	69,5	—	10,7	3,9
0,3071	79,9	71,0	60,0	—	3,4
0,6141	—	—	—	—	—

Tabela V.8 Temperatura de mistura adimensional, θ_{mix} , experimentais de escoamentos de fluidos pseudoplásticos através de tubos circulares em função de Gz^* .

$n = 0,45$					
θ_{mix}					
$\begin{matrix} S \\ \backslash \\ Gz^* \end{matrix}$	1,004	0,778	0,518	-0,211	-0,324
0,0262	0,532	0,541	0,563	0,600	0,571
0,0381	0,445	0,453	0,473	0,509	0,509
0,0393	—	0,445	0,465	—	0,499
0,0572	0,345	0,355	0,373	0,391	0,365
0,0786	0,270	0,273	0,293	0,309	0,250
0,1024	0,217	0,218	0,230	0,236	0,202
0,1143	0,195	0,194	0,210	0,209	0,171
0,1535	0,120	0,122	0,138	0,127	0,120
0,1571	—	0,118	—	—	—
0,2286	0,048	0,049	—	0,064	0,050
0,3071	0,018	0,020	0,025	—	0,022
0,6141	—	—	—	—	—

Tabela V.9 Números de Nusselt médios experimentais para escoamentos de fluidos pseudoplásticos através de tubos circulares em função de Gz^* .

$n = 0,45$						
$\langle Nu \rangle$						
$\begin{matrix} S \\ \backslash \\ Gz^* \end{matrix}$	1,004	0,778	0,518	APROXIMACAO LYCHE + BIRD 0,0	-0,211	-0,324
0,0262	6,022	5,862	5,482	5,9687	4,874	5,351
0,0381	5,313	5,196	4,912	5,3727	4,431	4,435
0,0393	—	5,151	4,871	5,3326	—	4,420
0,0572	4,651	4,526	4,310	4,0603	4,104	4,400
0,0786	4,165	4,129	3,905	4,0603	3,735	—
0,1024	3,730	3,719	3,588	4,0603	3,525	3,910
0,1143	3,576	3,587	3,413	4,0603	3,424	3,867
0,1535	3,453	3,426	3,226	4,0603	3,361	3,448
0,1571	—	3,401	—	4,0603	—	—
0,2286	3,321	3,298	—	4,0603	3,006	3,276
0,3071	3,270	3,185	3,003	4,0603	3,270	3,107
0,6141	—	—	—	4,0603	—	—

Os resultados de transferência de calor são apresentados nas Figs. V.5, V.6 e V.7.

As Figs. V.5 e V.6 mostram a influência do parâmetro S (desvio do comportamento isoviscoso) sobre a temperatura adimensional de mistura e sobre o número de Nusselt em função do número de Graetz. Observa-se que, para um mesmo número de Graetz, a temperatura adimensional de mistura é maior para o caso de resfriamento ($S < 0$) que para o caso de aquecimento ($S > 0$). O número de Nusselt, por ser inversamente proporcional à temperatura adimensional de mistura, mostra um comportamento oposto. Isso se justifica porque o resfriamento causa um aumento gradual da viscosidade aparente neste tipo de fluidos, o que se reflete na diminuição do número de Nusselt. No aquecimento ocorre o contrário: a viscosidade aparente do fluido diminui à medida que se desenvolve o processo, causando o aumento do número de Nusselt.

Nestes mesmos gráficos, verifica-se que essa diferença torna-se mais nítida à medida que Gz aumenta. Isso pode ser explicado considerando-se que, quanto menor o número de Gz , mais a temperatura do fluido se aproxima da temperatura da parede (T_p), usada como referência nos cálculos que trabalham com comportamento isoviscoso. A pequena discrepância observada na Fig. V.6 para os dados correspondentes a baixos números de Graetz pode ser resultante de erros na temperatura adimensional de mistura, já que nessa faixa, T_{mix} e T_p são muito próximas entre si.

O comportamento observado nas Figs. V.5 e V.6 ilustra claramente que, quando os fluidos possuem parâmetros reológicos dependentes da temperatura, as equações de quantidade de movimento e energia térmica não podem ser resolvidas separadamente. Se essas equações fossem independentes entre si, a temperatura adimensional de mistura e o número de Nusselt seriam funções apenas de Gz e seriam os mesmos, tanto para o resfriamento quanto para o aquecimento.

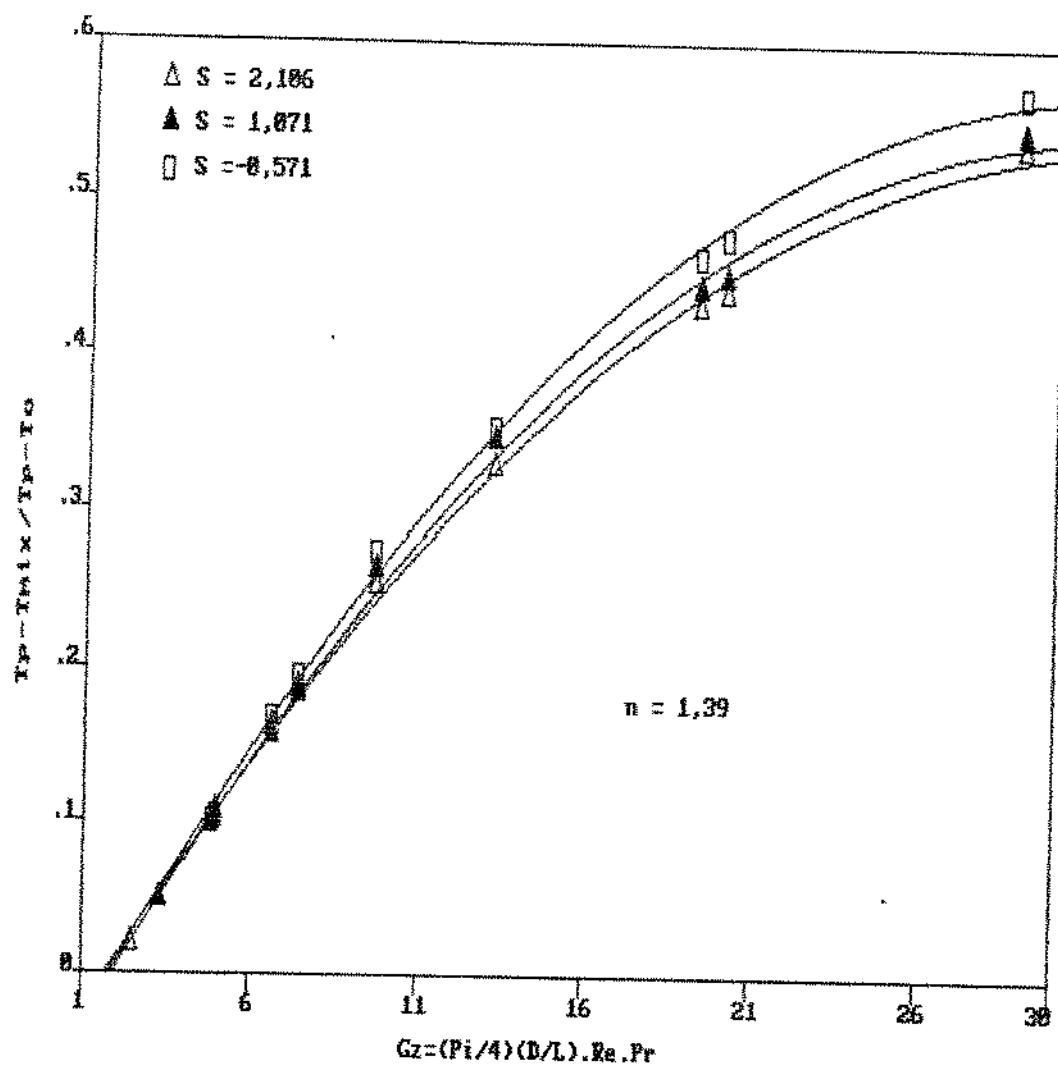


Fig. V.5 Influência do parâmetro S e do número de Graetz na temperatura adimensional de mistura de escoamentos laminares de fluidos dilatantes.

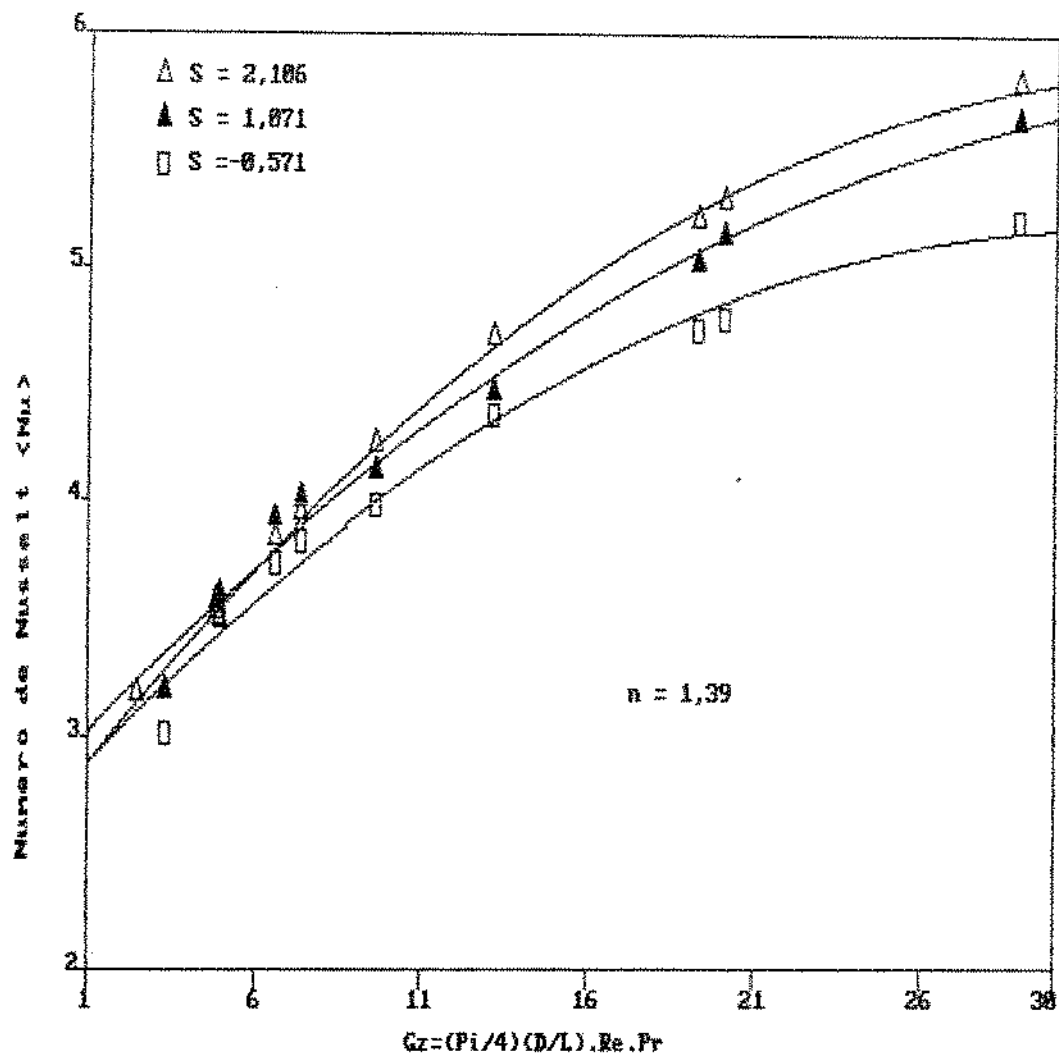


Fig. V.6 Influência do parâmetro S e do número de Graetz no número de Nusselt de escoamentos laminares de fluidos dilatantes.

Na Fig. V.7 apresenta-se a influência do índice de comportamento do fluido (n) sobre o número de Nusselt em função de Gz para o caso de aquecimento do fluido ($S > 0$). Observa-se que, na maior parte da faixa de Gz estudada, os coeficientes de transferência de calor são maiores nos fluidos pseudoplásticos que nos fluidos dilatantes. Esse comportamento, verificado

experimentalmente, confirma uma das conclusões resultantes da solução numérica do problema, já apresentada e discutida no capítulo IV.

A inversão de comportamento observada na faixa de pequenos números de Graetz deve-se, provavelmente a erros na determinação da temperatura adimensional de mistura pois, como já foi dito anteriormente, T_p e T_{mix} encontram-se muito próximas uma da outra.

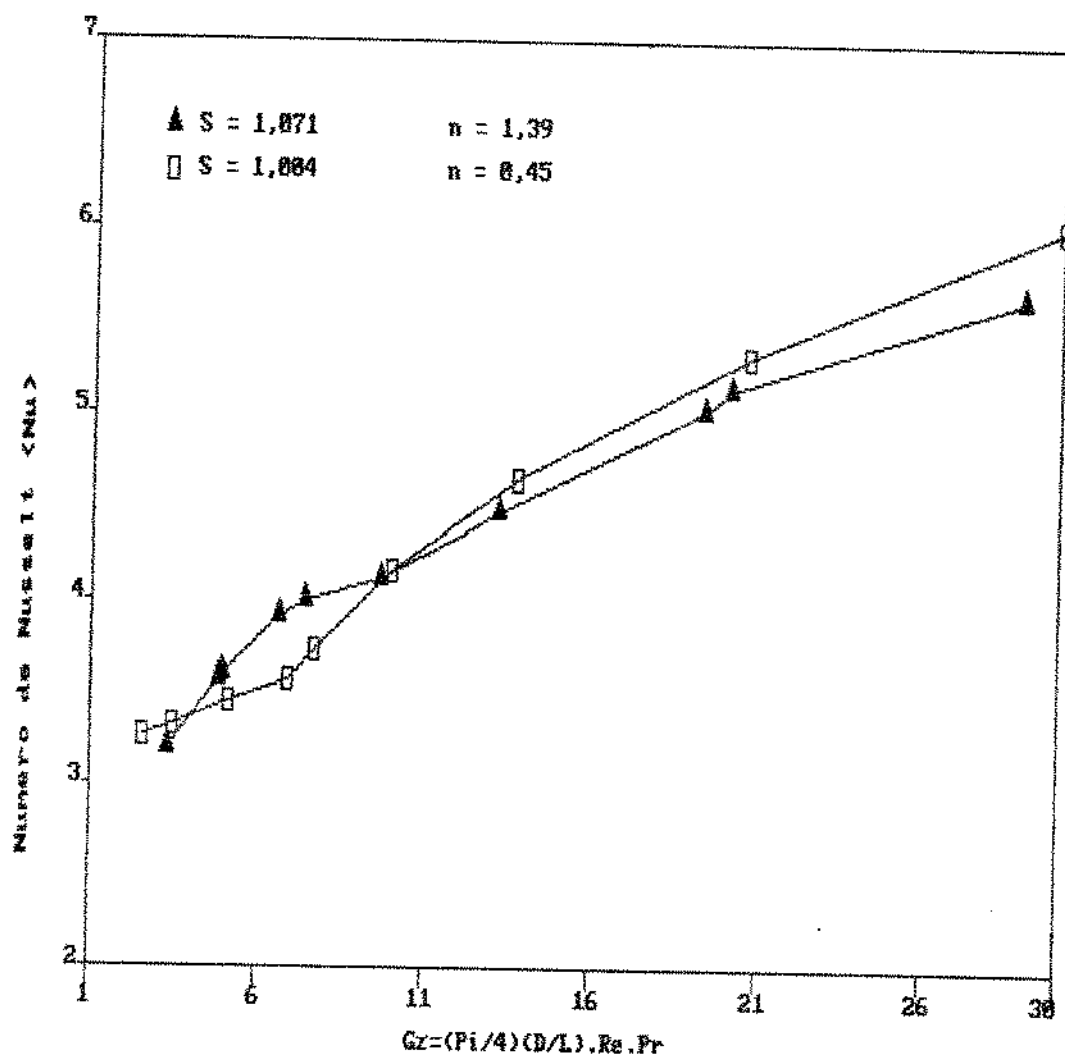


Fig. V.7 Comparação dos números de Nusselt durante o aquecimento de fluidos dilatantes e pseudoplásticos escoando em regime laminar.

V.4 DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Neste item são comparados os resultados da hidrodinâmica e transferência de calor determinados experimentalmente com os resultados apresentados no Capítulo IV, obtidos pela solução numérica do problema. Nesta comparação são incluídos dados relativos tanto para fluidos dilatantes quanto para pseudoplásticos.

Através da Fig. V.8 verifica-se que existe uma boa concordância entre os valores de perda de carga obtidos pelo emprego da correlação numérica e os valores determinados experimentalmente. Percebe-se, no entanto, que para o caso de escoamento de fluidos dilatantes, a correlação numérica fornece resultados sempre maiores que os obtidos experimentalmente. Enquanto isso, no escoamento de fluidos pseudoplásticos, ocorre o contrário. Existe grande probabilidade de que esses desvios sejam devidos às correlações obtidas a partir dos resultados numéricos, que seriam incapazes de reproduzir com exatidão os resultados experimentais.

Na Fig. V.9 pode-se observar que os parâmetros de transferência de calor determinados experimentalmente são, na maioria das vezes, menores que os obtidos com o emprego da correlação numérica. A explicação desse fato reside, provavelmente, na determinação incorreta de T_{mix} , que é dificultada por diversos fatores de ordem prática. Os principais problemas são as perdas de energia térmica para o ambiente (resfriamento), quando se trata do aquecimento do fluido, e o ganho de energia térmica das vizinhanças (aquecimento), quando se trata de escoamentos em resfriamento.

As hipóteses simplificadoras adotadas na obtenção da solução numérica também contribuem para as discrepâncias observadas em relação aos resultados experimentais. O abandono do termo de dissipação viscosa é, certamente, um dos fatores relevantes. Além disso, é preciso ter em mente que a própria correlação, obtida a partir dos resultados numéricos, traz

embutido um desvio médio de $\pm 15 \%$.

Na Fig. V.9 pode-se observar também que a concordância entre a correlação numérica e os dados experimentais é maior para os fluidos dilatantes, $n = 1,39$, que para os fluidos pseudoplásticos, $n = 0,45$.

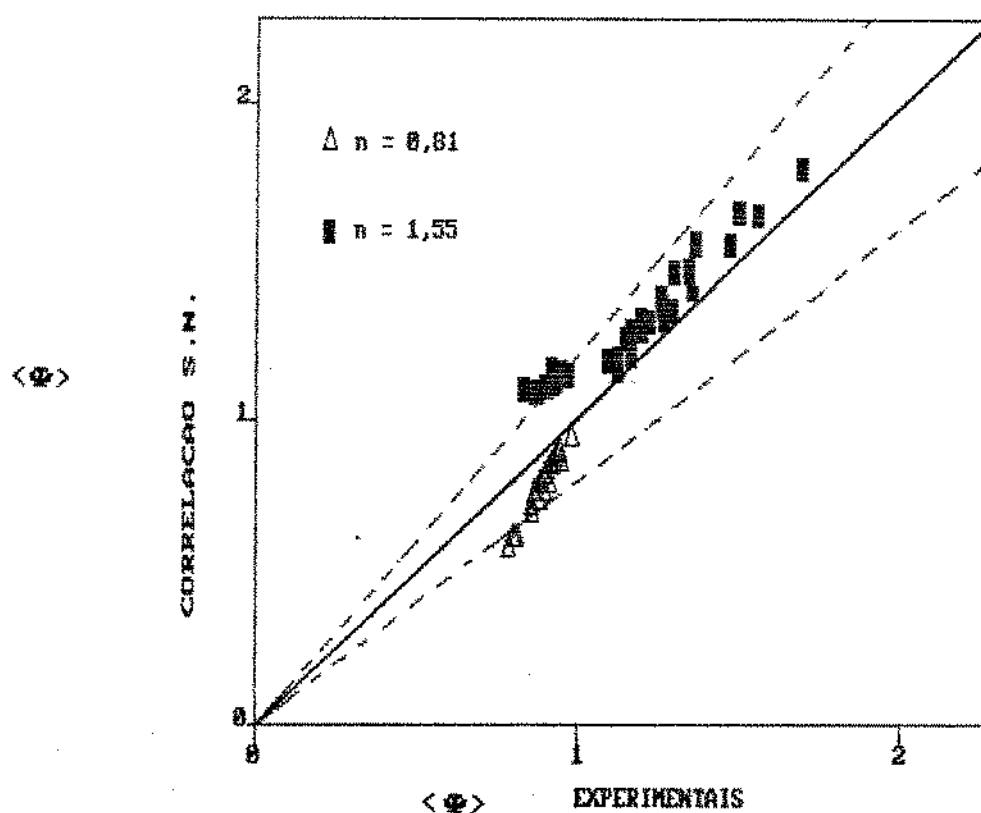


Fig. V.8 Comparação da perda de carga adimensional, $\langle \Phi \rangle$, obtidos experimentalmente e pela correlação numérica para fluidos dilatantes e pseudoplásticos.

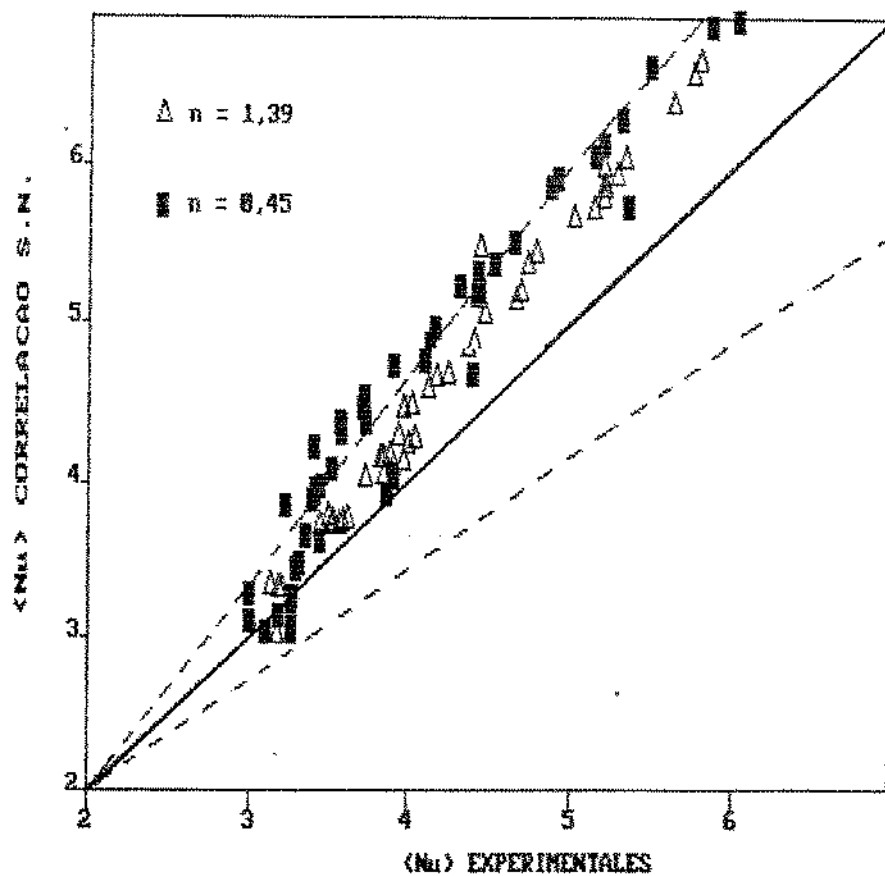


Fig. V.9 Comparação dos números de Nusselt, $\langle Nu \rangle$, obtidos experimentalmente e pela correlação numérica para fluidos dilatantes e pseudoplásticos.

CAPÍTULO VI

CONCLUSÕES E SUGESTÕES

A apresentação e discussão dos resultados experimentais e da simulação numérica feitas nos capítulos III, IV e V, incluem também conclusões, que são apresentadas de forma condensada neste capítulo.

CONCLUSÕES

A análise dos dados reológicos correspondentes às soluções aquosas poliméricas utilizadas neste trabalho permite concluir que:

- o modelo reológico que melhor representa o comportamento dessas soluções é o de Ostwald-de-Waele, como mostram os reogramas das figs. III.2 e III.3;
- a solução aquosa de amido de milho modificado comporta-se como um fluido dilatante, enquanto que as soluções aquosas de goma k-carragena e xantana apresentam comportamento pseudoplástico. Os valores dos parâmetros K e n do modelo de Ostwald-de-Waele encontram-se nas tabelas III.1, III.2 e III.3;
- o índice de consistência dos fluidos analisados mostrou-se dependente da temperatura, podendo, nos três casos, ser representado por uma expressão do tipo:

$$K = K' \exp[-b(T-T')]$$

sendo que os valores de K encontram-se nas tabelas III.1, III.2 e III.3;

- o índice de comportamento das soluções não mostrou variações significativas em função da temperatura para a faixa utilizada e, portanto, foi considerado constante.

As hipóteses feitas de modo a permitir a solução numérica da hidrodinâmica e transferência de calor em escoamentos de fluidos não-isoviscosos mostraram-se válidas nas condições analisadas experimentalmente. Essas hipóteses são: escoamento permanente, desenvolvido hidrodinamicamente, retilíneo e simétrico, propriedades físicas independentes da posição com exceção da viscosidade aparente, dissipação viscosa desprezível, difusão axial de energia e de quantidade de movimento desprezíveis comparadas à convecção ou gradiente axial de pressão e temperatura, e temperatura da parede constante. Pode-se concluir que as considerações da inexistência de velocidades radiais e da inexistência de mudanças na velocidade axial nas equações da continuidade, quantidade de movimento e energia, são totalmente aceitáveis na faixa de $0,0262 \leq Gz^* \leq 0,6201$, em que foram conduzidos os ensaios.

A adequação da modelagem pode ser verificada pela comparação com os resultados experimentais de perda de carga (gradientes de velocidade na parede), vazão (perfil de velocidades) e balanço térmico (perfis de temperatura).

Da solução numérica das equações da continuidade, transferência de quantidade de movimento e energia, foram determinadas algumas correlações que permitem estimar a perda de carga e o número de Nusselt médio em função de Gz^* e de S (desvio do comportamento isoviscoso do fluido), tanto para fluidos dilatantes (tabelas IV.20 e IV.22) como para pseudoplásticos (tabelas IV.21 e IV.23).

Estas correlações são aplicáveis para valores de S entre $+ 2,106$ e $- 0,324$ com desvios máximos de 16 % relativamente aos experimentos para perda de carga, e de 18 % no número de Nusselt.

As faixas utilizadas de números de Gz^* encontram-se dentro da faixa encontrada em processos alimentícios, assim como de muitos processos químicos onde se trabalha com escoamentos laminares de fluidos não-newtonianos.

SUGESTÕES

Ampliação das faixas de vazão e temperatura no estudo de escoamentos não-isotérmicos de fluidos não-isoviscosos.

Estudar o escoamento não-isotérmico de fluidos não-newtonianos, não-isoviscosos em dutos retangulares e dutos anulares.

Estudar o escoamento não-isotérmico de fluidos através de tubos circulares modificados visando melhorar o desempenho de troca de calor em trocadores de calor para produtos deste tipo.

As questões aqui propostas como sugestões, são uma consequência natural do problema tratado neste trabalho e poderão fornecer informações úteis ao cálculo de processos e de equipamentos para troca de calor.

REFERÊNCIAS

1. ANTUNES, A.J. & CANHOS, V.P. - Aditivos en Alimentos. São Paulo Paulo, Secretaria da industria, comercio, ciência e tecnologia. p. 32-66. 1983.
2. ATKINSON, B., BROCKLEBANK, M.P., CARD, C.C.H., SMITH, J.M. - Low Reynolds developing flows. AIChE Journal. 15: 548-553, 1969.
3. BELLET, D.; SENGELIN, M.; THIRRIOT, C. - Determination des proprietes thermophysiques de liquides non-newtoniens a l'aide d'une cellule a cylindres coaxiaux. Int. Journal Heat Mass Transfer 18: 1177-1187, 1975.
4. BIRD, R.B.; ARMSTRONG, R.C.; HASSAGER, O. - Dynamics of Polymeric Liquids; v. 1, New York, Wiley, 1987.
5. BIRD, R.B.; STEWART, W.E.; LIGHTFOOT, E.N. - Transport Phenomena; New York, Wiley, 1960.
6. BROCKLEBANK, M.P. & SMITH, J.M. - Developing laminar flows with visco-elastic and non-Newtonian liquids. Rheological Acta 9: 396-404, 1970.
7. BROWN, G.M. - Heat or mass transfer in a fluid in laminar flow in a circular or flat conduit. A.I.Ch.E. Journal. 6: 179-183, 1960.
8. CARSLAW, H.S. & JAEGER, J.C. - Conduction of Heat in Solids; Oxford, Clarendon Press, second edition, 1959.
9. CHANDRUPATLA, A.R. & SASTRI, V.M.K. - Laminar forced convection heat transfer of a non-newtonian fluid in a square duct. Int. Journal Heat Mass Transfer 20: 1315 - 1324. 1977.
10. HARTNETT, J.P. & IRVINE, T.F. - Advances in heat transfer 15. In: CHO, Y.I. & HARNETT, J.P., coord. : Non-Newtonian fluids in circular pipe flow. San Diego, California, Academic Press. Inc., 59- 141, 1982.

11. COTTA, R.M. & ÖZİŞİK, M.N. - Laminar forced convection of power-law non-newtonian fluids inside ducts. Wärme und Stoffübertragung 20: 211-218, 1986.
12. CRISTIANSEN, E.B. & CRAIG, S.E. - Heat transfer to pseudoplastic fluids in laminar flow. A.I.Ch.E. Journal B: 154-160, May, 1962.
13. CRISTIANSEN, E.B.; JEENSEN, G.E.; TSO, F.S. - Laminar flow heat transfer. A.I.Ch.E. Journal 12: 1196-1202, 1966.
14. CRISTIANSEN, E.B. & JENSEN, G.E. - Laminar, nonisothermal flow of fluids in tubes of circular cross section. A.I.Ch.E. Journal 15: 504-507, 1969.
15. CROZIER, R.D.; BOOTH, J.R.; STEWART, J.E. - Heat transfer in plate and frame exchangers. Chemical Engineering Progress 60: 43-45, 1964.
16. GADD, G.E. Friction reduction. In: ENCYCLOPEDIA OF POLIMER SCIENCE AND TECHNOLOGY. New York, v.15, p.224-253, 1971.
17. GOTTFREDI, J.C. & FLORES, A.F. - Extended Léveque solution for heat transfer to non-Newtonian fluids in pipes and flat ducts. Int. Journal Heat Mass Transfer. 28(5): 903-908, 1985.
18. HANKS, R.W. & CRISTIANSEN, E.B. - The laminar nonisothermal flow of non-newtonian fluids. A.I.Ch.E. Journal 7: 519-523, 1961.
19. HARTNETT, J.P. & KOSTIC, M. - Heat transfer to Newtonian and Non-Newtonian fluids in rectangular pipe flow. IN: HARTNETT, J.P. & IRVINE, T.F. - Advances in heat transfer 14. San Diego, California, Academic Press. Inc., 247-356, 1989.
20. HOYT, J.W. - The effect of additives on fluid friction. Transactions of the A.S.M.E. Journal of Basic Engineering: 258-285, June 1972.

21. JADHAV, B.P. & WAGHMODE, B.B. - Heat transfer to non-newtonian power-law fluid past a continuously moving porous flat plate with heat flux. Wärme und Stoffübertragung 25: 377-380, 1990.
22. JAVERI, V. - Heat transfer in laminar entrance region of a flat channel for the temperature boundary condition of the third kind. Wärme und Stoffübertragung 10: 137-144, 1977.
23. JAVERI, V. - Laminar heat transfer in a rectangular channel for the temperature boundary condition of the third kind. Int. Journal Heat Mass Transfer 21, 1029-1034, 1978.
24. JEFREY, D.J. & ACRIVOS, A. - The reological properties of suspensions of rigid particles. A.I.Ch.E. Journal. 22(3): 417-432, 1976.
25. KRIEGER, C.L. & ELROD, H. - Direct determination of the flow curves of non-Newtonian fluids. II. Shearing rate in the concentric cylinder viscometer. Journal of Applied Physics 24 (2): 134-136, February, 1953.
26. KWANT, P.B., FIERENS, R.H. e VAN DER LEE A. - Non - isothermal laminar pipe flow- II. Experimental. Chemical Engineering Science 28: 1317-1330, 1973.
27. KWANT, P.B. & VAN RAVENSTEIN, N.M. - Non-isothermal laminar channel flow. Chemical Engineering Science 28: 1935-1950, 1973.
28. KWANT, P.B., ZWANEVEVELD, A. e DIJKAstra, F.C. - Non - isothermal laminar pipe flow - I. Theoretical. Chemical Engineering Science 28: 1303-1316, 1973.
29. LAWAL, A. & MUJUMDAR, A.S. - Laminar flow and heat transfer in power-law fluids flowing in arbitrary cross-sectional ducts. Numerical Heat transfer 8: 217-244, 1985.
30. LEE, W.Y., CHO, Y.I. e HARTNETT, J.P. - Thermal conductivity measuraments of non-newtonian fluids. Lett. Heat and Mass Transfer 8: 255, 1981.

31. LIN, S.H. & HSU, W.K. - Heat transfer to power-law non - newtonian flow between parallel plates. Transactions of the ASME 102: 382-384. May, 1980.
32. LYCHE, B.C. & BIRD, R.B. - The Graetz-Nusselt problem for a power-law non-newtonian fluid. Chemical Engineering Science 6: 35-41, 1956.
33. McKILLOP, A.A., HARPER, J.C., BADER, H.J., e KDRAYEM, A.Y. - Variable viscosity entrance-region flow of non-newtonian liquids. International Journal Heat Mass Transfer 13: 901-909, 1970.
34. HARTNETT, J.P. & IRVINE, T.F. - Advances in Heat Transfer. In: A.B. Metzner, Heat Transfer in non-newtonian fluids. p. 357-394, COPYRIGHT 1965, By Academic Press inc. (London) LTD. New York.
35. METZNER, A.B., VAUGHN, R.D. e HOGHTON, G.L., - Heat transfer to non-newtonian fluids. A.I.Ch.E. Journal 3: 92-100, 1957.
36. NORRIS, R.H. & STREID, P.D. - Laminar-flow heat-transfer coefficients for ducts. Transaction of the ASME 62: 525-533, 1940.
37. NUSSELT, W. - Die Abhängigkeit der Wärmeübergangszahl von der Rohrlänge. Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure 54: 1154-1158, 1910.
38. OLIVER, D.R., - The effect of natural convection on viscous-flow heat transfer in horizontal tubes. Chemical Engineering Science 17: 335-350, 1962.
39. OLIVER, D.R. & JENSON, V.G. - Heat transfer to pseudoplastic fluids in laminar flow in horizontal tubes. Chemical Engineering 19: 115-129, 1964.
40. PIGFORD, R.L. - Nonisothermal flow and heat transfer inside vertical tubes. Chemical Engineering Progress Symposium Series 17: 79-92, 1955.

41. PRINS, J.A., MULDER, J. e SCHENK J. - Heat transfer in laminar flow between parallel plates. Appl. Sci. Res. v. A2: 431-438, 1951.
42. RICHARDSON, S.M. - Extended L  v  que solutions for flows of power law fluids in pipes and channels. International Journal Heat Mass Transfer 22: 1417-1423, 1979.
43. RICHARDSON, S.M. - Flows of variable-viscosity fluids in ducts with heated walls. Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics 25: 137-156, 1987.
44. SELLARDS, J.R., TRIBUS, M. e KLEIN, J.S. - Heat transfer to laminar flow in a round tube or flat conduit - The Graetz problem extended. Transactions of the ASME: 441-448, february, 1956.
45. SIEDER, E.N. & TATE, G.E. - Heat transfer and pressure drop of liquids in tubes. Industrial and Engineering Chemistry 28(12): 1429-1435. 1936.
46. SUCKOW, W.H., HRYCAK, P. e GRISKEY, R.G. - Heat transfer to polymer solutions and melts flowing between parallel plates. Polymer Engineering and Science 11(5): 401-404, September, 1971.
47. SUCKOW, W.H., HRYCAK, P. e GRISKEY, R.G. - Heat transfer to non-newtonian dilatant (shear-thickening) fluids flowing between parallel plates. A.I.Ch.E. Symposium Series 76(199): 257-263. 1980.
48. TELIS, J.R. - Secagem de prote  na texturizada de soja em leite est  tico e deslizante. Disserta  o (Mestrado em Engenharia), Faculdade de Engenharia de Alimentos, UNICAMP, 1988.
49. TELIS, J.R. & GASPARETTO C.A. - Hidrod  mica 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.

50. TELIS, J.R. - Escoamento em meios porosos. Campinas, FEA-UNICAMP, 1989. 33p.
51. TEST, F.L. - Laminar flow heat transfer and fluid flow for liquids with temperature-dependent viscosity. Journal Heat Transfer 90: 385-393, November, 1968.
52. TIEN, C. - Laminar heat transfer of power law non-newtonian fluid - The extension of Graetz-Nusselt problem. The Canadian Journal of Chemical Engineering 40: 130-134, 1962.
53. VITALI, A.A. & RAO, M.A. - Flow behaviour of guava puree as a function of temperature and concentration. Journal of Texture Studies, 13(3): 275-289. 1982
54. VLACHOPOULOS, J. & KEUNG, C.K.J. - Heat transfer to a power law fluid flowing between parallel plates. A.I.Ch.E. Journal 18(6): 1272-1274. November, 1972.
55. WARREN, M.R., HARTNETT J.P. e GANIĆ, E.N. - Handbook of Heat Transfer Applications, Mc Graw Hill, p. 2-1 - 2-50, 1985.
56. WHITE, A. e HEMMINGS, J.A.G., eds - Drag reduction by additives; review and bibliography. [s.l.p.], BHRA Fluid Engineering. 181p. 1976
57. WHITEMAN, J.R. e DRAKE, W.B. - Heat transfer to flow in a round tube with arbitrary velocity distribution. Transactions of the ASME 80: 728-732. 1958.
58. YANG, K.T. - Laminar forced convection of liquids in tubes with variable viscosity. Journal Heat Transfer 84: 353-362, 1962.
59. ZAPICO, J., MELCÓN, B., GARCIA, C. e ALVAREZ, A.I. Comportamiento de flujo de alimentos infantiles preparados y su relación con la temperatura. Revista Agroquímica e Tecnología de Alimentos 29(3): 351-356, 1989.