

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

ESCOAMENTO DE SOLUÇÕES POLIMÉRICAS:  
A REDUÇÃO DO ARRASTE

Autor : Lídia Maria Maegava

Orientador : Cesar Costapinto Santana

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

Campinas - SP - Brasil

Março de 1986

UNICAMP  
BIBLIOTECA CENTRAL

Aos meus pais, José e Massako Maegava ,  
pelo incentivo, e às minhas irmãs Deise  
e Sandra Maegava, como um incentivo.

A G R A D E C I M E N T O S

Agradeço ao Prof.Dr. Cesar Costapinto Santana pela dedicada e inestimável orientação no desenvolvimento deste trabalho.

À Prof<sup>a</sup> Leila Peres, companheira de ousadas realizações, pelo incentivo e compreensão.

À Margarida Seixas Maia pelo dedicado e paciente trabalho de datilografia.

À minha irmã Deise, pela elaboração das figuras que constam neste trabalho.

Ao José Roberto Rosa pelo auxílio na manutenção dos equipamentos utilizados para a realização deste trabalho, e pela elaboração das figuras.

Aos alunos do Departamento de Engenharia Química que, na procura de novos conhecimentos, incentivam-nos a querer aprender sempre mais.

Aos colegas e funcionários do DEQ.

Ao Departamento de Engenharia Química da FEC/UNICAMP

Aos amigos, pelo incentivo e compreensão durante a realização deste trabalho.

"O QUERER LIBERTA: É ESTA A VERDADEIRA DOCTRINA DA VONTADE E  
LIBERDADE"

"MAS ESTA É A MINHA DOCTRINA: QUEM QUISE, ALGUM DIA, APRENDER  
A VOAR DEVERÁ, ANTES, SABER FICAR EM PÉ E CAMINHAR E CORRER  
E SUBIR E DANÇAR. NÃO SE VOA À PRIMEIRA"

Assim falou Zaratustra

Friedrich W. Nietzsche

R E S U M O

O escoamento de fluidos não newtonianos se apresenta com vários desafios à pesquisa teórica e experimental, onde as soluções poliméricas constituem um importante capítulo. Neste trabalho foram utilizadas soluções aquosas de hidroxietil celulose, com concentrações que variam de 1000 ppm. a 2500 ppm., sendo analisado o escoamento nas faixas laminar e turbulenta. A caracterização reológica dos fluidos foi realizada, permitindo concluir que os fluidos, nas condições aqui utilizadas, possuem comportamento pseudoplástico.

Os resultados experimentais do escoamento turbulento em tubos foram utilizados na análise das correlações clássicas de Dodge e Metzner e de Shaver e Merrill, sendo também obtidas, a partir desses dados, duas correlações empíricas, uma do tipo Blasius e outra do tipo Prandtl, ambas utilizando o número de Reynolds aparente.

O escoamento em tubos a altas vazões apresentou o fenômeno da redução do arraste e, os resultados experimentais dessa região permitiram obter uma correlação para predição da porcentagem de redução do arraste em função do número de Reynolds do solvente.

A B S T R A C T

The flow of non-newtonian fluids in pipes shows many challenges to the theoretical and experimental research, and the flow of polymeric solutions is an important part of this subject. In the present work aqueous solutions of Hydroxyethyl cellulose were used in concentrations between 1000 and 2500 ppm. by weight, and the flow in the laminar and in the turbulent regions was analyzed.

The rheological study of the fluids was made and it was concluded that the pseudoplastic model represents the rheological behavior of these fluids, under the considered conditions.

The performance of the Dodge and Metzner's and of the Shaver and Merrill's correlations was compared with the experimental results of the fluid flow in pipes. These experimental results were utilized to obtain two empirical correlations using the apparent Reynolds number, being one of them in the Blasius' form and the another one in the Prandtl's form.

It was observed that the drag reduction phenomenon occurs at high flow rates in the fluid flow in pipes. The experimental results of this region were used to get an empirical correlation to predict the drag reduction percentage using the solvent Reynolds number.

Í N D I C E G E R A L

	Página
CAPÍTULO I - Introdução . . . . .	01
CAPÍTULO II - Revisão dos Aspectos Teóricos do Compor- tamento Reológico dos Fluidos . . . . .	05
1 - Modelos de Comportamento Reológico . . . . .	06
1.1 - Fluidos Independentes do Tempo . . . . .	09
1.1.1 - Fluidos Newtonianos . . . . .	09
1.1.2 - Fluidos não Newtonianos Indepen- dentes do Tempo . . . . .	10
a - Fluidos Pseudoplásticos . . . . .	11
b - Fluidos Dilatantes . . . . .	15
c - Fluidos de Bingham . . . . .	17
d - Fluidos Pseudoplásticos com Tensão Residual . . . . .	18
e - Fluidos Dilatantes com Tensão Residual . . . . .	19
1.2 - Fluidos Dependentes do Tempo . . . . .	20
1.2.1 - Fluidos Tixotrópicos . . . . .	20
1.2.2 - Fluidos Reopéticos . . . . .	21
1.3 - Fluidos Viscoelásticos . . . . .	22
2 - Medidas Reológicas e Interpretação de Dados . . . . .	23
2.1 - Viscosímetro de Tubo Capilar . . . . .	24
2.1.1 - Descrição do Equipamento . . . . .	24
2.1.2 - Determinação da Curva Reológica . . . . .	26
2.1.3 - Interpretação dos Dados . . . . .	29

	Página
a - Fluido Newtoniano . . . . .	30
b - Modelo de Ostwald-de-Waele . . . . .	30
2.2 - Viscosímetro Rotatório de Cilindros Concêntricos . . . . .	36
2.2.1 - Descrição do Equipamento . . . . .	36
2.2.2 - Determinação da Curva Reológica . . . . .	37
2.2.3 - Interpretação dos Dados . . . . .	41
a - Fluido Newtoniano . . . . .	41
b - Modelo de Osteald-de-Waele . . . . .	42
3 - Definições de Viscosidade . . . . .	44
3.1 - Viscosidade Aparente . . . . .	45
3.2 - Viscosidade Limite . . . . .	47
3.3 - Viscosidade Efetiva . . . . .	48
4 - Números de Reynolds Generalizados . . . . .	49
4.1 - Número de Reynolds Aparente . . . . .	50
4.2 - Número de Reynolds Limite . . . . .	51
4.3 - Número de Reynolds Efetivo . . . . .	51
4.4 - Número de Reynolds Generalizado de Metzner e Reed . . . . .	54
4.5 - Relações Entre os Números de Reynolds Generalizados . . . . .	55
4.5.1 - Número de Reynolds Aparente . . . . .	56
a - Número de Reynolds Limite . . . . .	56
b - Número de Reynolds Efetivo . . . . .	57
c - Número de Reynolds Generalizado de Metzner e Reed . . . . .	58

	Página
4.5.2 - Número de Reynolds Limite . . .	59
a - Número de Reynolds Efetivo . .	59
b - Número de Reynolds Generalizado de Metzner e Reed . . . . .	59
4.5.3 - Número de Reynolds Efetivo . . .	59
a - Número de Reynolds Generalizado de Metzner e Reed . . . . .	59
 CAPÍTULO III - Previsão do Coeficiente de Atrito no	
Escoamento em Tubos . . . . .	62
1 - Coeficiente de Atrito . . . . .	63
1.1 - Correlações do Tipo Blasius . . . . .	66
1.1.1 - Correlação de Shaver e Merrill . .	67
1.1.2 - Correlação de Dodge e Metzner . .	69
1.1.3 - Correlação de Thomas . . . . .	71
1.1.4 - Correlação de Kemblowski e Kolodziejcki . . . . .	74
1.2 - Correlações do Tipo Prandtl . . . . .	80
1.2.1 - Correlação de Dodge e Metzner . .	81
1.2.2 - Correlações de Tomita . . . . .	90
a - Fluidos de Bingham . . . . .	90
b - Fluidos Power-Law . . . . .	92
1.2.3 - Correlação de Clapp . . . . .	94
1.2.4 - Correlação BNS . . . . .	95
2 - Redução do Arraste . . . . .	98

	Página
2.1 - Aditivos Eficientes na Redução do Arraste . . . . .	99
2.2 - Escoamento de Soluções Poliméricas Diluídas em Tubos . . . . .	100
2.2.1 - Efeito do Diâmetro . . . . .	101
2.2.2 - Efeito da Concentração . . . . .	101
2.2.3 - Atraso da Transição . . . . .	103
2.2.4 - Início da Redução do Arraste . .	105
2.2.5 - Degradação . . . . .	108
2.3 - Medidas da Redução do Arraste . .	110
2.4 - Características do Fenômeno da Redução do Arraste . . . . .	114
2.5 - Hipóteses sobre o Mecanismo da Redução do Arraste . . . . .	115
2.5.1 - Modelo do Efeito de Parede . . .	116
2.5.2 - Modelo de Tensões Normais . . .	118
2.5.3 - Modelo da Agregação Molecular .	119
2.5.4 - Modelo da Influência das Macro- moléculas na Turbulência . . . . .	120
2.5.5 - Modelo da Viscoelasticidade . .	122
2.6 - Aplicações da Redução do Arraste .	125
2.6.1 - Oleodutos . . . . .	126
2.6.2 - Propecção de Petróleo . . . . .	129
2.6.3 - Transferência de Calor . . . . .	129
2.6.4 - Outras Aplicações . . . . .	131

	Página
CAPÍTULO IV - Montagem Experimental, Equipamentos e Materiais . . . . .	133
1 - Viscosímetro Capilar de Tubos Descar <u>t</u> <u>t</u> áveis . . . . .	134
2 - Instalação Piloto . . . . .	139
3 - Material Utilizado . . . . .	141
3.1 - Aplicações . . . . .	141
3.2 - Propriedades . . . . .	143
CAPÍTULO V - Resultados Experimentais e Análises dos Resultados . . . . .	146
1 - Viscosímetro Capilar de Tubos Descar <u>t</u> <u>t</u> áveis . . . . .	147
1.1 - Calibração do Tubo Capilar . . . . .	147
1.2 - Tratamento dos Dados Experimentais.	148
1.3 - Influências das Variações da Tempe <u>r</u> <u>r</u> atura . . . . .	153
1.4 - Influência do Tempo . . . . .	153
1.5 - Parâmetros Reológicos das Soluções.	158
2 - Instalação Piloto . . . . .	169
2.1 - Tratamento dos Dados Experimentais.	169
2.2 - Resultados Experimentais . . . . .	176
2.3 - Análise dos Resultados . . . . .	176
2.3.1 - Região de Escoamento Laminar . . . . .	183
a - Número de Reynolds Aparente . . . . .	183
b - Número de Reynolds Generalizado e Metzner e Reed . . . . .	184

	Página
c - Conclusões . . . . .	186
2.3.2 - Região de Escoamento Turbulento.	188
a - Correlação do Tipo Blasius . .	188
b - Correlação de Shaver e Merrill.	191
c - Correlação de Tipo Prandtl . .	200
d - Correlação de Dodge e Metzner.	209
e - Conclusões . . . . .	215
3 - Redução do Arraste . . . . .	218
CAPÍTULO VI - Conclusões e Sugestões . . . . .	229
1 - Conclusões . . . . .	230
2 - Sugestões . . . . .	235
NOMENCLATURA . . . . .	238
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS . . . . .	245

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

Os fluidos manipulados e transportados na indústria química são, em sua grande maioria, fluidos cujo comportamento reológico é não newtoniano. Com o avanço da tecnologia, a quantidade de diferentes polímeros que são sintetizados, transportados e aplicados cresce constantemente e, praticamente todos esses fluidos são não newtonianos. No entanto, os conhecimentos sobre o escoamento de fluidos não newtonianos ainda são insuficientes para a sua compreensão completa. A vasta diversidade de modelos propostos para retratar o comportamento reológico desses fluidos demonstra essa falta de conhecimentos que, em consequência também se reflete nas correlações empíricas utilizadas em projetos envolvendo escoamentos de fluidos não newtonianos. Considerando-se estes fatos, conclui-se que há motivação suficiente para a pesquisa teórica e experimental sobre o escoamento de fluidos não newtonianos, dentre os quais destacam-se as soluções poliméricas.

O presente trabalho inicia-se com uma revisão de aspectos teóricos e práticos relacionados ao comportamento reológico dos fluidos, apresentando os modelos clássicos de comportamento reológico, seguindo-se algumas observações a respeito de obtenção e interpretação de dados reológicos a partir do viscosímetro de tubo capilar e do viscosímetro rotatório de cilindros concêntricos. O capítulo II finaliza apresentando algumas definições de viscosidade utilizadas para fluidos não newtonianos, bem como os números de Reynolds que empregam essas viscosidades. No final desse capítulo é apresentada uma tabela que fornece as relações entre as várias definições de número de Reynolds generalizado. Essa tabela mos

tra-se muito valiosa na compreensão da literatura sobre o escoamento de fluidos não newtonianos, uma vez que a nomenclatura nessa área não se encontra padronizada.

O capítulo seguinte apresenta uma revisão de algumas correlações, empíricas e semi-empíricas, para predição do coeficiente de atrito no escoamento de fluidos não newtonianos, que são encontradas na literatura. Dentre essas correlações, duas merecem destaque: a proposta por Dodge e Metzner e a devida a Bobok, Navratil e Szilas (BNS). A importância da primeira deve-se ao fato de ser o resultado da primeira análise semi-teórica do escoamento de fluidos não newtonianos. A correlação BNS deve seu destaque ao fato de ter sido a primeira correlação, deduzida analiticamente, para predição do coeficiente de atrito de fluidos não newtonianos, envolvendo também a rugosidade relativa do tubo.

Um fenômeno com estudo muito mais recente, sobre o qual também se refere o capítulo III deste trabalho, é o fenômeno da redução do arraste. Se a vasta e ainda confusa literatura sobre este tema demonstra quão pouco ainda se sabe a seu respeito, demonstra também o grande interesse em explorá-lo pois, o controle adequado do fenômeno da redução do arraste e sua aplicação podem representar uma significativa economia de energia no transporte de fluidos.

As diversas aplicações do hidroxietil celulose, citadas no capítulo IV, que são encontradas na agricultura, em cosméticos e detergentes, no espessamento de tintas, na produção de papéis e têxteis, em produtos químicos para perfuração de poços de petróleo, além de outros usos, constituíram moti-

vação suficiente para o estudo de suas soluções aquosas no escoamento em tubos. Desse estudo resultaram duas correlações empíricas para a predição do coeficiente de atrito, que são apresentadas no capítulo V. Essas correlações são funções do número de Reynolds aparente, em cuja determinação a curva reológica é suficiente, podendo ser dispensada a adaptação a qualquer modelo de comportamento reológico.

Os fluidos estudados neste trabalho apresentaram o fenômeno da redução do arraste, permitindo obter uma correlação empírica que relaciona a porcentagem de redução do arraste e o número de Reynolds do solvente. Essa correlação, apresentada no capítulo V, permite predizer o coeficiente de atrito que a solução apresentará no escoamento com redução do arraste, utilizando somente as propriedades do solvente.

Este trabalho representa, portanto, somente um passo inicial no estudo de soluções aquosas de hidroxietil celulose e, as sugestões para sua continuação encontram-se no capítulo VI.

CAPÍTULO II

REVISÃO DOS ASPECTOS TEÓRICOS DO COMPORTAMENTO  
REOLÓGICO DOS FLUIDOS

## 1 - Modelos de Comportamento Reológico

Os fluidos, sejam eles puros, soluções ou suspensões, podem ser classificados de acordo com a natureza da sua resposta a tensões de cisalhamento que resultem em escoamento laminar unidirecional<sup>(1)</sup>.

A teoria clássica da dinâmica de fluidos foi desenvolvida através do estudo de um fluido ideal, incompressível e sem viscosidade ou elasticidade. Em alguns casos e situações muito específicos, essa teoria mostrou-se útil mas, as limitações severas à sua aplicação levou ao desenvolvimento de uma teoria dinâmica para o caso mais simples de fluidos reais, que são os fluidos chamados newtonianos<sup>(2)</sup>.

Num sistema de duas placas paralelas, separadas por um fluido, se as placas se movimentarem a uma dada velocidade na direção  $x$ , a tensão de cisalhamento imposta ao fluido será:

$$\tau_{zx} = \frac{F}{S} \quad (\text{II.1})$$

e o fluido estará sujeito a uma deformação, ou taxa de deformação  $du_x/dz$ , que é o gradiente de velocidade se as placas se movimentarem a uma velocidade  $u_x$ <sup>(1)</sup>.

$$\left| \frac{du_x}{dz} \right| = \dot{\gamma} \quad (\text{II,2})$$

Entre  $\tau$  e  $\dot{\gamma}$  verifica-se sempre uma relação, que pode ser diferente para diferentes fluidos e, para um mesmo fluido pode depender das condições de pressão e temperatura<sup>(1)</sup>.

A expressão :

$$\tau = f(\dot{\gamma}) \quad (II.3)$$

que é característica de um dado fluido a certas condições, é conhecida como a equação reológica ou constitutiva e, sua representação gráfica é conhecida como reograma ou curva reológica<sup>(1)</sup>.

O comportamento reológico - natureza da resposta do fluido a tensões de cisalhamento em escoamento laminar unidirecional - pode, em alguns casos, ser muito complexo, exigindo que na relação (II.3) figurem vários parâmetros.

A relação da equação (II.3) só foi totalmente estabelecida para os fluidos newtonianos mas, ela serve para se efetuar uma classificação um pouco mais detalhada, como na Tabela II.1, sugerida por Govier e Aziz<sup>(1)</sup>.

Os fluidos puramente viscosos são aqueles que não se recuperam de qualquer deformação após cessada a ação da tensão de cisalhamento. Os fluidos viscoelásticos apresentam uma recuperação parcial da deformação assim que a ação da tensão de cisalhamento é cessada. Os fluidos viscoelásticos são intermediários entre os fluidos puramente viscosos e os sólidos totalmente elásticos.

Puramente Viscosos	Independentes do Tempo	Newtoniano		Não Newtonianos
		Pseudoplástico	Sem Tensão Residual	
		Dilatante		
		Bingham	Com Tensão Residual	
		Pseudo-plástico e Dilatante com Tensão Residual		
Dependentes do Tempo	Tixotrópico			
	Reopético			
Visco-elástico	Comportamentos Variados			

Tabela II.1 - Esquema de classificação reológica de fluidos<sup>(1)</sup>

O comportamento reológico dos fluidos também pode ser classificado quanto ao tempo necessário para que sua estrutura e suas partículas atinjam um equilíbrio, quando submetidos a uma tensão de cisalhamento. Os fluidos dependentes do tempo necessitam de um certo intervalo de tempo para que sua estrutura atinja um novo equilíbrio, quando submetidos a uma tensão de cisalhamento. Como o comportamento reológico é afetado pela estrutura do fluido, a reologia varia até que esse novo

equilíbrio seja alcançado. Já, nos fluidos independentes do tempo, a aplicação de uma tensão de cisalhamento resulta numa imediata condição de equilíbrio, de tal forma que na expressão constitutiva não é necessário figurar nenhum termo referente ao tempo.

## 1.1 - Fluidos Independentes do Tempo

### 1.1.1 - Fluidos Newtonianos

Como já foi dito anteriormente, os fluidos newtonianos são os fluidos que possuem o modelo de comportamento reológico mais simples. Quando submetidos à ação de uma tensão de cisalhamento, os fluidos newtonianos escoam de uma forma tal que o gradiente de velocidade é estritamente proporcional à tensão aplicada, desde que a tensão não seja elevada a ponto de causar turbulência no interior do fluido. Matematicamente:

$$\tau = \mu \dot{\gamma} \quad (\text{II.4})$$

onde  $\mu$  é a constante de proporcionalidade, a uma dada pressão e temperatura, chamada viscosidade.

Lembrando que a curva reológica, ou reograma, é a representação gráfica da equação constitutiva, para um fluido newtoniano tem-se :

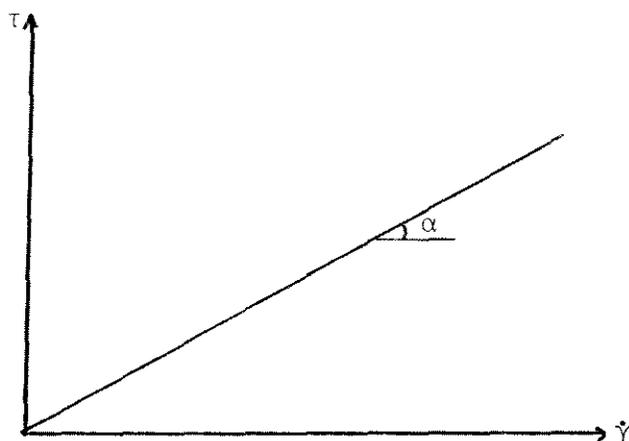


Figura II.1 - Esquema da curva reológica de um fluido newtoniano

A tangente do ângulo  $\alpha$  da Figura II.1 é a viscosidade, que não depende da taxa de deformação mas, é afetada pelas condições de pressão e temperatura.

#### 1.1.2 - Fluidos não newtonianos independentes do tempo

Todos os fluidos cujas curvas reológicas não são lineares e/ou não passam pela origem, são classificados como fluidos não newtonianos.

Os fluidos não newtonianos, em sua grande maioria, não podem ser caracterizados por um único valor de viscosidade pois, em geral, a viscosidade varia com a taxa de deformação. No entanto, pode-se definir uma viscosidade aparente, como sendo a relação entre tensão de cisalhamento e taxa de deformação, ponto a ponto na curva reológica.

Portanto, a viscosidade aparente pode ser matematicamente expressa por :

$$\mu_{ap} = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} \quad (II.5)$$

ressaltando-se que  $\mu_{ap}$  depende da taxa de deformação, além de depender das condições de pressão e temperatura.

Os fluidos não newtonianos independentes do tempo podem ser classificados em dois grupos : os que apresentam tensão residual e os que não apresentam tensão residual. Os fluídos que apresentam tensão residual são os que necessitam de uma tensão de cisalhamento inicial, finita, para começarem a escoar. Essa tensão de cisalhamento inicial é a tensão residual. Por outro lado, os fluídos que não apresentam tensão residual começam a escoar sob a ação de tensões de cisalhamento infinitesimais.

Considerando a curva reológica, os fluidos que não apresentam tensão residual têm suas curvas partindo da origem, enquanto que os fluidos com tensão residual não o fazem.

Os fluidos não newtonianos, independentes do tempo e sem tensão residual podem ser classificados em dois grupos : pseudoplásticos e dilatantes; enquanto que os que apresentam tensão residual podem ser divididos em três grupos: de Bingham, pseudoplásticos com tensão residual e dilatante com tensão residual.

#### a) Fluidos Pseudoplásticos

Os fluidos pseudoplásticos constituem a maior parte dos fluidos não newtonianos. São fluidos independentes do tempo e, sem tensão residual, que começam a escoar sob ação de tensões de cisalhamento infinitesimais.

Para os fluidos pseudoplásticos, a taxa de acréscimo na tensão de cisalhamento diminui com o aumento da taxa de de formação, de tal forma que a curva reológica é similar à esquematizada na Figura II.2.

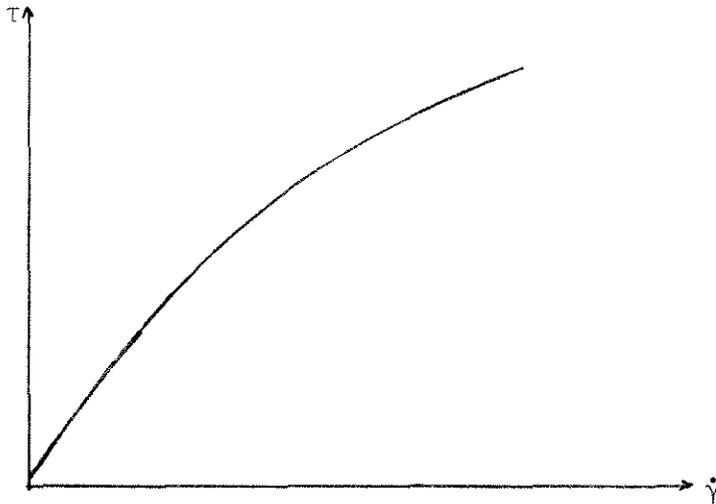


Figura II.2 - Esquema de curva reológica de um fluido pseudo plástico.

Utilizando-se a definição de viscosidade aparente, dada pela equação (II.5), pode-se construir um gráfico de viscosidade aparente em função da taxa de deformação. Para um fluido pseudoplástico, a forma geral é mostrada na Figura II.3.

Nessa figura percebe-se que existem dois limites, quando  $\dot{\gamma} \rightarrow 0$  e quando  $\dot{\gamma} \rightarrow \infty$ . Esses limites definem dois valores de viscosidade aparente quando  $\dot{\gamma} \rightarrow 0$  tem-se a chamada viscosidade aparente à taxa de deformação nula ( $\mu_0$ ) e, quando  $\dot{\gamma} \rightarrow \infty$  tem-se a viscosidade aparente à taxa de deformação infinita ( $\mu_\infty$ ).

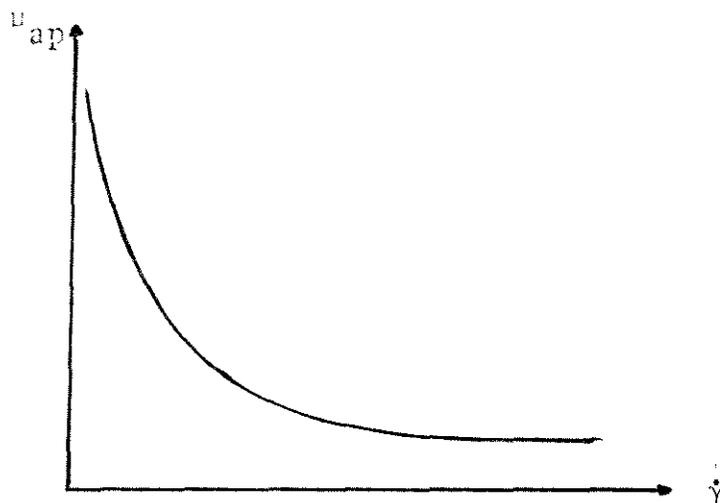


Figura II.3 - Esquema da viscosidade aparente de um fluido pseudoplástico

Para expressar o comportamento reológico dos pseudoplásticos geralmente são necessárias no mínimo duas constantes mas, ainda não se conhece uma equação constitutiva universal capaz de descrever esse comportamento em toda a faixa de deformação.

Alguns modelos empíricos propostos para descrever o comportamento reológico dos fluidos pseudoplásticos encontram-se na Tabela II.2.

Além dos modelos propostos que se encontram na Tabela II.2, existem outros que envolvem até quatro parâmetros. Mas, apesar da simplicidade do modelo de Ostwald-de-Waele, ele consegue descrever muito bem o comportamento reológico dos fluidos pseudoplásticos, só não o fazendo quando a taxa de deformação é muito pequena ou muito elevada<sup>(1)</sup>.

Modelo	Forma	Constantes Empíricas
Lei da Potência ou Ostwald-de-Waele	$\tau = K \dot{\gamma}^n$ $n < 1$	$K (M L^{-1} T^{n-2})$ $n$ (adimensional)
Ellis	$\tau = \frac{1}{A + B \tau^{\alpha-1}} \dot{\gamma}$	$A (L M^{-1} T)$ $B (L^\alpha M^{-\alpha} T^{2\alpha-1})$ $\alpha$ (adimensional)
Prandtl-Eyring	$\tau = A \sinh^{-1} \left( \frac{\dot{\gamma}}{B} \right)$	$A (M L^{-1} T^{-2})$ $B (T^{-1})$
Reiner-Phippoff	$\tau = \left[ \mu_\infty + \frac{\mu_0 - \mu_\infty}{1 + (\tau/A)^2} \right] \dot{\gamma}$	$A (M L^{-1} T^{-2})$ $\mu_0, \mu_\infty (M L^{-1} T^{-1})$
Sisko	$\tau = A \dot{\gamma} + B \dot{\gamma}^n$	$A (M L^{-1} T^{-1})$ $B (M L^{-1} T^{n-2})$ $n$ (adimensional)

Tabela II.2 - Modelos empíricos para o comportamento de fluí dos pseudoplásticos

No modelo de Ostwald-de-Waele, o parâmetro "n" é chamado índice de comportamento de fluido e, se constitui em uma propriedade física do fluido que caracteriza o seu grau de comportamento não newtoniano<sup>(3)</sup>. Para o caso de um fluido newtoniano,  $n = 1$  e, portanto, quanto mais distante da unidade for o valor de n, mais não newtoniano é o fluido. Para os fluidos pseudoplásticos, quanto menor o valor de n, maior é a pseudoplasticidade do fluido, até que no caso extremo de pseudo

plasticidade infinita,  $n$  torna-se nulo.

O parâmetro  $K$  do modelo de Ostwald-de-Waele é conhecido como índice de consistência do fluido, quanto maior o valor de  $K$ , mais "espesso" ou "mais viscoso" é o fluido<sup>(3)</sup>. Para um fluido newtoniano, além de  $n = 1$ ,  $K = \mu$ , de tal forma que o modelo de Ostwald-de-Waele se reduz à equação (II.4).

Ambos os parâmetros  $n$  e  $K$ , são determinados a partir da relação  $\log \tau \times \log \dot{\gamma}$ , onde  $n$  é o coeficiente angular e  $K$  é obtido através do coeficiente linear. Tanto  $n$  quanto  $K$  variam com a temperatura mas,  $K$  normalmente é mais sensível do que  $n$ . No caso de fluidos pseudoplásticos;  $n$  e  $K$  são constantes para uma dada faixa, geralmente ampla, de taxa de deformação, de tal forma que, esses parâmetros podem ser considerados constantes.

#### b) Fluidos Dilatantes

Os fluidos dilatantes são independentes do tempo, sem tensão residual, que começam a escoar sob a ação de tensões de cisalhamento infinitesimais.

Para os fluidos dilatantes, a taxa de acréscimo na tensão de cisalhamento aumenta com o aumento da taxa de deformação, de tal forma que a curva reológica é similar à esquematizada na Figura II.4.

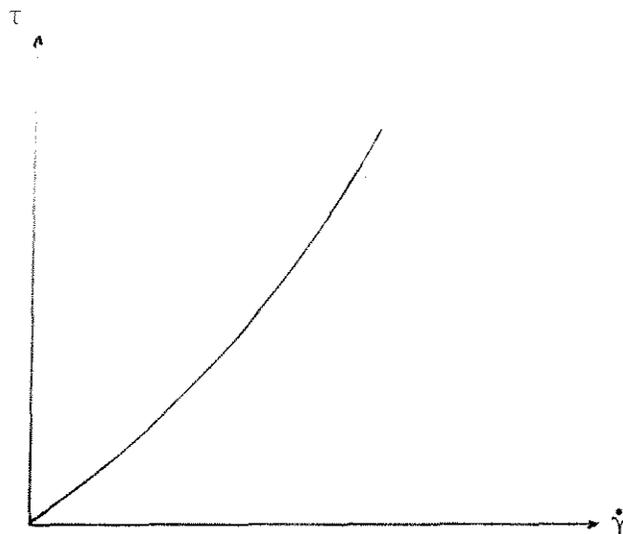


Figura II.4 - Esquema da curva reológica de um fluido dilatante

Utilizando-se a definição de viscosidade aparente, da da pela equação (II.5), para um fluido dilatante, tem-se :

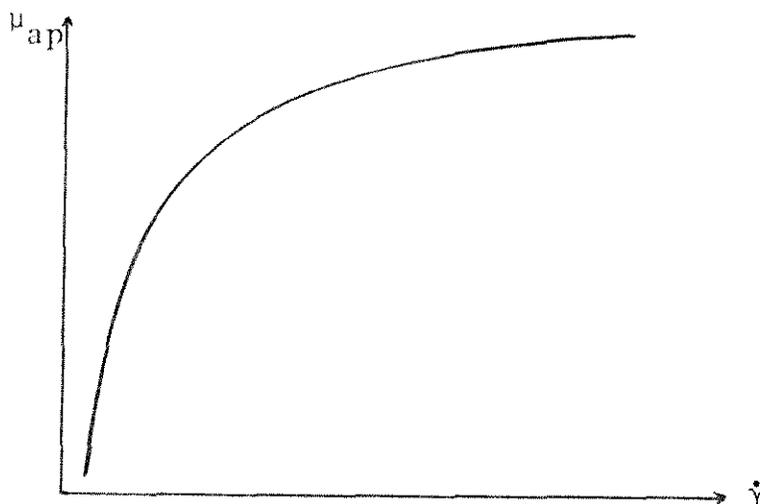


Figura II.5 - Esquema da viscosidade aparente de um fluido dilatante

Analogamente ao caso dos fluidos pseudoplásticos tam

bém se definem as viscosidades aparentes à taxa de deformação nula ( $\mu_0$ ) e à taxa de deformação infinita ( $\mu_\infty$ ).

Os modelos empíricos propostos para descrever o comportamento reológico dos fluidos pseudoplásticos que se encontram na Tabela II.2, também se aplicam aos fluidos dilatantes, com a diferença que no modelo de Ostwald-de-Waele os valores de  $n$  são inferiores a 1 para os pseudoplásticos, enquanto que para os fluidos dilatantes esses valores são maiores do que 1.

### c) Fluidos de Bingham

Os fluidos de Bingham são fluidos independentes do tempo, que apresentam tensão residual, a partir da qual o fluido apresenta um comportamento linear entre a tensão de cisalhamento e a taxa de deformação.

A equação constitutiva para um fluido de Bingham é dada por:

$$\tau = \tau_y + \eta \dot{\gamma} \quad (\text{II.6})$$

onde :  $\tau_y$  - tensão residual

$\eta$  - coeficiente de rigidez

Neste caso, a viscosidade aparente é dada por :

$$\mu_{ap} = \frac{\tau_y}{\dot{\gamma}} + \eta \quad (\text{II.7})$$

E, a curva reológica para um fluido de Bingham é análoga à esquematizada na Figura II.6.

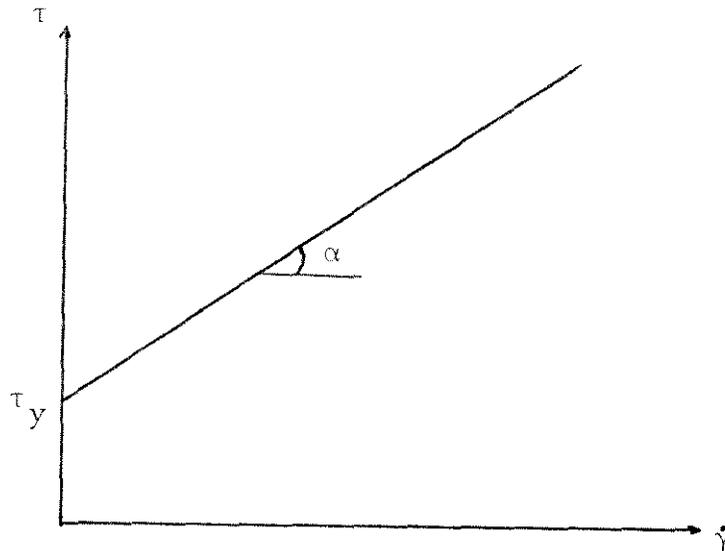


Figura II.6 - Esquema da curva reológica de um fluido de Bingham

d) Fluidos pseudoplásticos com tensão residual

Muitos fluidos apresentam uma tensão residual como os fluidos de Bingham mas, a partir dessa tensão residual a relação entre a tensão de cisalhamento e a taxa de deformação não é linear. Os fluidos pseudoplásticos com tensão residual apresentam um comportamento reológico semelhante ao dos pseudoplásticos, após ultrapassar a tensão residual, de tal forma que a curva reológica é análoga à esquematizada na Figura II.7.

Uma das equações constitutivas empíricas que pode ser usada para descrever o comportamento reológico desses fluidos é dada por :

$$\tau = \tau_y + K\dot{\gamma}^n \quad (II.8)$$

que só não é aplicável a altas taxas de deformação.

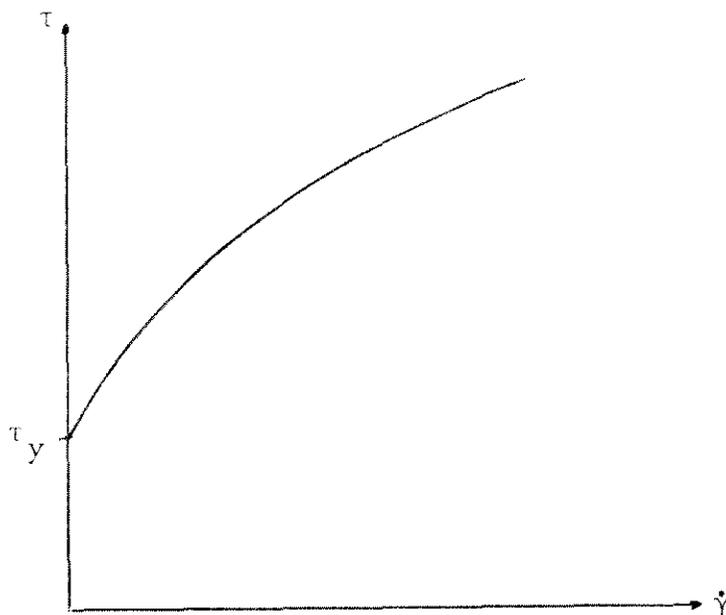


Figura II.7 - Esquema da curva reológica de um fluido pseudo-plástico com tensão residual

e) Fluidos dilatantes com tensão residual

O comportamento reológico dos fluidos dilatantes com tensão residual é análogo ao dos dilatantes, após ultrapassada a tensão residual, de tal forma que a curva reológica é semelhante à da Figura II.8.

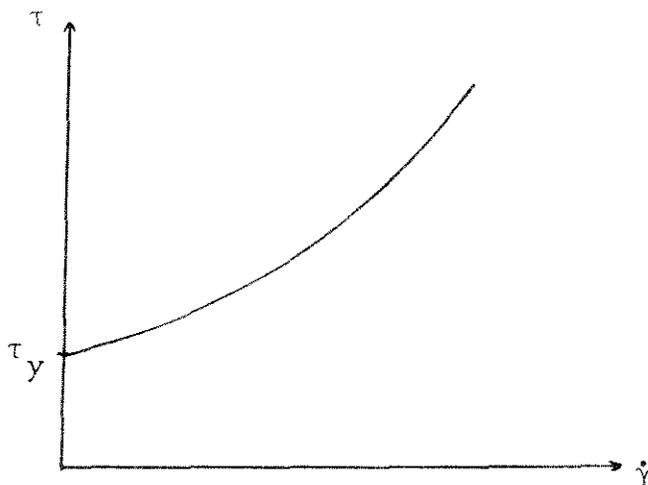


Figura II.8 - Esquema da curva reológica de um fluido dilatante com tensão residual

## 1.2 - Fluidos Dependentes do Tempo

Os fluidos dependentes do tempo são classificados em dois grupos, tixotrópicos e reopéticos, dependendo do comportamento da tensão de cisalhamento em relação ao tempo, para uma dada temperatura e taxa de deformação<sup>(2)</sup>.

### 1.2.1 - Fluidos Tixotrópicos

Os fluidos tixotrópicos apresentam um decréscimo reversível na tensão de cisalhamento com o tempo, fixada uma dada condição de temperatura e taxa de deformação<sup>(2)</sup>. Ou seja, o processo de rompimento das estruturas dos fluidos tixotrópicos depende do tempo, além de depender da taxa de deformação<sup>(4)</sup>.

Se a curva reológica de um fluido tixotrópico for obtida através de um único experimento, no qual a taxa de deformação seja variada monotonicamente crescente de zero até um valor máximo e, imediatamente após atingir o máximo, a taxa de deformação seja então variada monotonica e descrecentemente até zero, obter-se-á uma curva de histerese como a esquematizada na Figura II.9<sup>(2)</sup>.

Uma das equações constitutivas propostas para descrever o comportamento reológico dos fluidos tixotrópicos é a de Moore<sup>(27)</sup>:

$$\tau = (\mu_0 + C\lambda) \dot{\gamma} \quad (\text{II.9})$$

$$\frac{d\lambda}{d\theta} = a - (a + b\dot{\gamma})\lambda$$

onde  $\mu_0$ ,  $a$ ,  $b$  e  $c$  - constantes reológicas do fluido

$\lambda$  - parâmetro estrutural

- para a estrutura totalmente rompida:  $\lambda=0$

- para a estrutura totalmente recomposta:  $\lambda=1$

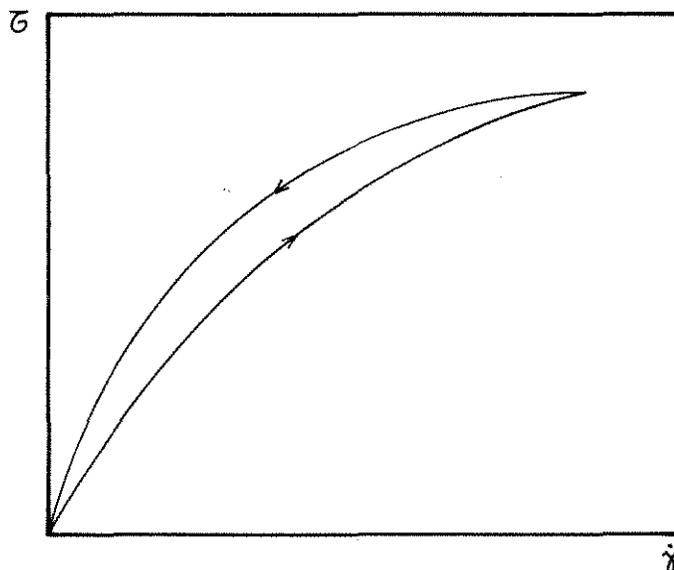


Figura II.9 - Esquema de uma curva reológica de um fluido tixotrópico, obtida através de um único experimento (2)

### 1.2.2 - Fluidos Reopéticos

Os fluidos reopéticos também são conhecidos como fluidos de tixotropia negativa<sup>(1)</sup> ou anti-tixotrópicos<sup>(2)</sup>. Eles apresentam um acréscimo reversível na tensão de cisalhamento com o tempo, para uma dada temperatura e taxa de deformação. Os fluidos reopéticos também apresentam uma curva de histerese através do mesmo procedimento descrito para os tixotrópicos mas, a forma das curvas é análoga à da Figura II.10.

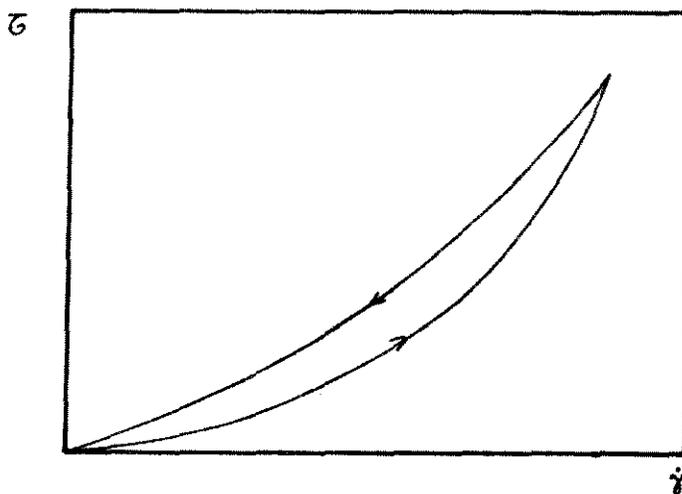


Figura II.10 - Esquema de uma curva reológica de um fluido reopético, obtida através de um único ensaio<sup>(2)</sup>

Na maioria das situações de projeto, os procedimentos de cálculo de engenharia não consideram as características tixotrópicas e reopéticas dos fluidos. Na realidade isso não leva a erros consideráveis no caso do escoamento em estado estacionário e isotérmico pois, os métodos conhecidos para fluidos independentes do tempo podem ser aplicados aos dependentes do tempo usando-se as propriedades nos valores extremos, como por exemplo, os valores iniciais para tixotrópicos deixados em repouso por longo tempo e, os valores após muito tempo de cisalhamento para os reopéticos<sup>(2)</sup>.

### 1.3 - Fluidos Viscoelásticos

Os fluidos viscoelásticos são aqueles que apresentam propriedades viscosas e propriedades elásticas, sendo que as propriedades viscosas podem ser não newtonianas e dependentes

do tempo.

As propriedades elásticas dos fluidos viscoelásticos se manifestam através da presença de tensões perpendiculares à direção do cisalhamento, tensões essas que são de magnitude diferente das tensões normais paralelas à direção do cisalhamento.

Essas propriedades elásticas se manifestam sempre que um material viscoelástico é submetido a uma rápida variação na deformação; como por exemplo, quando o escoamento é abruptamente interrompido, verifica-se uma lenta queda na tensão de cisalhamento, ao invés do desaparecimento imediato da tensão de cisalhamento que ocorre para os fluidos puramente viscosos.

A necessidade de se considerar as respostas elásticas no comportamento reológico resultou em muitas teorias de viscoelasticidade, algumas das quais são discutidas na referência (2).

## 2 - Medidas Reológicas e Interpretação de Dados

Através das informações contidas no item 1, fica claro que um método para determinação da viscosidade, que utilize um único ponto, isto é, uma única tensão de cisalhamento e sua correspondente taxa de deformação, se aplica a fluidos newtonianos e, somente em raros casos pode ser utilizado para fluidos não newtonianos<sup>(5)</sup>. Em geral, é necessário obter muitos dados de tensão de cisalhamento e taxa de deformação, para então adotar um modelo de comportamento reológico para um fluido não newtoniano.

Basicamente existem três diferentes tipos de equipamentos comumente utilizados para obtenção de dados reológicos, todos projetados para criar condições de cisalhamento laminar e, permitir a medida das variáveis que permitem calcular a tensão de cisalhamento e a taxa de deformação. Esses equipamentos são : viscosímetro de tubo capilar, viscosímetro rotatório de cilindros concêntricos e o de cone e placa.

## 2.1 - Viscosímetro de Tubo Capilar

### 2.1.1 - Descrição do Equipamento

A principal característica desse equipamento é a medida da queda de pressão por atrito associada ao escoamento laminar do fluido a uma dada vazão, através de um tubo cilíndrico liso de dimensões conhecidas.

O viscosímetro capilar é constituído de um reservatório, onde o fluido é mantido à temperatura constante e, a partir daí ele escoar pelo tubo capilar. Se a relação entre o comprimento e o diâmetro do tubo não for elevada, será necessário utilizar correções para os efeitos de entrada, mas para relações superiores a cerca de 100, esses efeitos não precisam ser considerados.

O escoamento no tubo capilar deve ser laminar e, pode ser por gravidade ou forçado. O escoamento por gravidade só pode ser utilizado para alguns fluidos e, quando se torna necessário utilizar o escoamento forçado deve-se fazê-lo através da pressão exercida por um gás inerte pois, uma bomba poderia mascarar os efeitos do tempo em um fluido dependente do

tempo.

Ao final do tubo capilar é retirada uma amostra para se determinar a vazão mássica do fluido e, através da massa específica do fluido, determina-se a vazão volumétrica.

Para o caso de se utilizar o escoamento forçado, um esquema para o viscosímetro capilar pode ser o da Figura II.11, utilizado por Severs e Austin<sup>(2)</sup>.

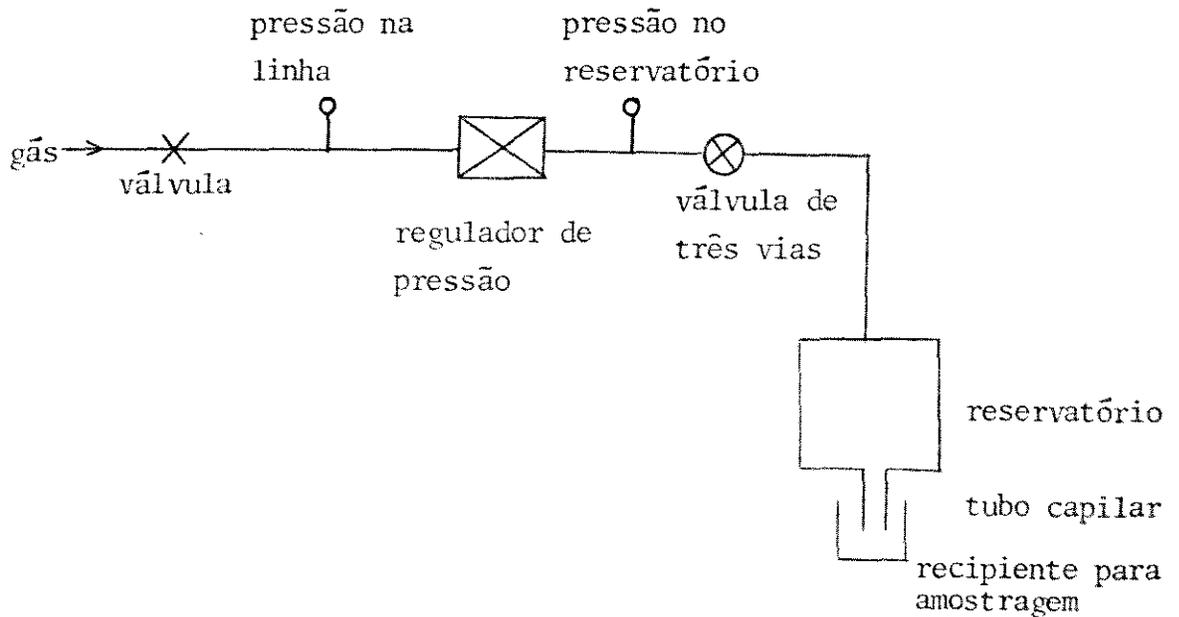


Figura II.11 - Diagrama esquemático de um viscosímetro de tubo capilar<sup>(2)</sup>

No viscosímetro de tubo capilar, é aconselhável utilizar mais de um diâmetro e/ou comprimento de tubo, para detectar possíveis manifestações de tixotropia no fluido. Com esse objetivo e, principalmente se o fluido escoar pela ação da gravidade, o viscosímetro capilar de tubos descartáveis torna-se mais adequado.

No viscosímetro capilar de tubos descartáveis utiliza-se um tubo capilar de PVC flexível, que permite a variação da queda de pressão, simplesmente através da variação da cota entre o ponto de entrada do fluido no capilar e a sua saída. Além disso, devido ao baixo custo do tubo capilar, ele é descartável, o que torna fácil a utilização de diversos diâmetros e comprimentos do tubo.

O viscosímetro capilar de tubos descartáveis pode ser munido de uma serpentina no interior do seu reservatório, para manter a temperatura constante e, caso necessário, também pode ser imerso em um banho termostático. Quando se utiliza suspensões, esse viscosímetro pode conter um agitador magnético que evite a sedimentação dos sólidos, como proposto por Massarani<sup>(26)</sup>.

### 2.1.2 - Determinação da curva reológica

Considerando-se o escoamento laminar plenamente desenvolvido, num tubo de raio  $R$  e comprimento  $L$ , como esquematizado na Figura II.12, se o escoamento for em estado estacionário, a soma de todas as forças que agem sobre o fluido entre as seções 1 e 2, deve ser nula. As forças envolvidas devem-se à pressão estática, à gravidade e ao cisalhamento, portanto:

$$\pi R^2 p_1 - \pi R^2 p_2 + \pi R^2 L \rho g - 2\pi L \tau_w = 0 \quad (\text{II.10})$$

$$2L \tau_w = R(p_1 - p_2 + L\rho g) \quad (\text{II.11})$$

sendo

$$\Delta P = p_1 - p_2 + \rho g L \quad (\text{II.12})$$

tem-se :

$$\tau_w = \frac{R \Delta P}{2L} \quad (\text{II.13})$$

ou,

$$\tau_w = \frac{D \Delta P}{4L}$$

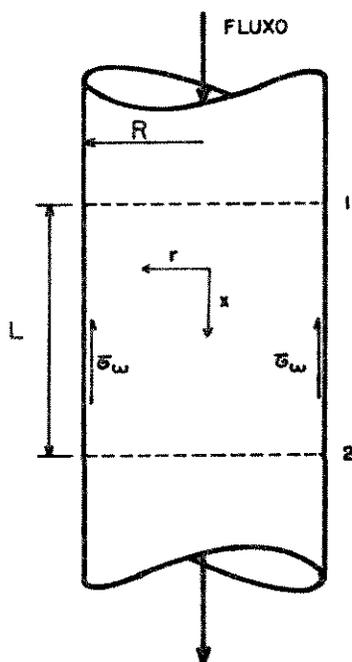


Figura II.12 - Tensões que atuam em um elemento cilíndrico de fluido em escoamento estacionário em um tubo vertical

A taxa de deformação na parede do tubo pode ser calculada através da equação de Rabinowitsch - Mooney<sup>(12,13)</sup>:

$$\frac{8Q}{\pi D^3} = \left(\frac{2V}{D}\right) = \frac{1}{\left(\frac{D\Delta P}{4L}\right)^3} \int_0^{\frac{D\Delta P}{4L}} \tau^2 f(\tau) d\tau \quad (\text{II.15})$$

e

$$f(\tau_w) = 3\left(\frac{8Q}{\pi D^3}\right) + \left(\frac{D\Delta P}{4L}\right) \frac{d(8Q)\pi D^3}{d(D\Delta P/4L)} \quad (\text{II.16})$$

onde  $V$  - velocidade média

A equação (II.16) é uma forma da equação de Rabinowitsch - Mooney, que possibilita o cálculo da taxa de deformação na parede de um tubo, quando o fluido é independente do tempo, e o escoamento é laminar e em estado estacionário e, desde que não haja deslizamento na parede.

Rearranjando-se a equação (II.16), tem-se :

$$\dot{\gamma} = \frac{3}{4} \left(\frac{8V}{D}\right) + \left(\frac{8V}{D}\right) \frac{d\left[\frac{(8V/D)}{4}\right] / (8V/D)}{d(D\Delta P/4L) / (D\Delta P/4L)} \quad (\text{II.17})$$

$$\dot{\gamma} = \frac{8V}{D} \left[ \frac{3}{4} + \frac{1}{4} \frac{d\ln(8V/D)}{d\ln(D\Delta P/4L)} \right] \quad (\text{II.18})$$

Definindo-se:

$$n' = \frac{d\ln(D\Delta P/4L)}{d\ln(8V/D)} \quad (\text{II.19})$$

então :

$$\dot{\gamma} = \frac{8V}{D} \cdot \frac{5n'+1}{4n'} \quad (\text{II.20})$$

Portanto, os dados de queda de pressão e vazão mássica obtidos através do viscosímetro capilar, são inicialmente transformados em  $(D\Delta P/4L)$  e  $(8V/D)$  respectivamente e, através do gráfico de  $\ln(D\Delta P/4L)$  em função  $\ln(8V/D)$  determina-se  $n'$  e, só então calcula-se a taxa de deformação na parede através da equação (II.20), correspondente a cada tensão de cisalhamento na parede.

Verifica-se experimentalmente, que para a maior parte dos fluidos os parâmetros  $n'$  e  $K'$  são constantes sobre uma grande faixa de  $(8V/D)$  mas, para alguns fluidos isso não ocorre e, nesses casos é necessário utilizar menores faixas de integração para assegurar a validade desses valores<sup>(3)</sup>.

É importante ressaltar que a elaboração da curva reológica a partir dos dados experimentais obtidos em viscosímetro de tubo capilar, através deste procedimento, não pressupõe nenhum modelo de comportamento reológico, ou seja, o tratamento dos dados reológicos é geral.

### 2.1.3 - Interpretação de Dados

Quando não se conhece o comportamento reológico de um fluido, a obtenção da curva reológica e o posterior ajuste dessa curva permite classificar reologicamente o fluido. No entanto, em alguns casos conhece-se o comportamento reológico do fluido e, o interesse é o de determinar os valores das constantes reológicas. Neste último caso, o modelo de comporta-

mento reológico pode ser aplicado de forma tal que as constantes reológicas possam ser determinadas diretamente através dos dados experimentais, como se encontra nos exemplos a seguir para um fluido newtoniano e para o modelo de Ostwald-de-Waele.

a) Fluido Newtoniano

Para um fluido newtoniano a equação constitutiva é a equação (II.4). Utilizando a equação (II.4), a vazão volumétrica é dada por :

$$Q = \frac{\pi R^4 \Delta P}{8\mu L} \quad (\text{II.21})$$

portanto a viscosidade é dada por :

$$\mu = \frac{\pi R^4}{8} \frac{(\Delta P/L)}{Q} \quad (\text{II.22})$$

Portanto, para um fluido newtoniano, uma única medida experimental já permite determinar sua viscosidade através da equação (II.21).

b) Modelo de Ostwald-de-Waele

No modelo de Ostwald-de-Waele a equação constitutiva é dada pela equação (II.23):

$$\tau = K \dot{\gamma}^n \quad (\text{II.23})$$

onde K - índice de consistência do fluido

n - índice de comportamento do fluido

e, para esse modelo de comportamento reológico, a vazão volumétrica é dada por :

$$Q = \left( \frac{\Delta P}{2KL} \right)^{1/n} \left( \frac{n\pi}{3n+1} \right) \frac{3n+1}{R^n} \quad (\text{II.24})$$

ou seja :

$$\ln Q = \frac{1}{n} \ln \left( \frac{\Delta P}{L} \right) + \ln \left[ \left( \frac{1}{2K} \right)^{1/n} \left( \frac{n\pi}{3n+1} \right) \frac{3n+1}{R^n} \right] \quad (\text{II.25})$$

Portanto, para um fluido que se comporta segundo o modelo de Ostwald-de-Waele, o gráfico de Q em função de  $(\Delta P/L)$  em papel di-log será uma reta e, o coeficiente angular dessa reta permite calcular o índice de comportamento, enquanto que o coeficiente linear permite calcular o índice de consistência.

Escrevendo a equação (II.19) na seguinte forma :

$$\tau_w = K' \left( \frac{8V}{D} \right)^{n'} \quad (\text{II.26})$$

os parâmetros K' e n' podem ser relacionados aos parâmetros K e n do modelo de Ostwald-de-Waele.

Da equação (II.20) tem-se :

$$\ln \dot{\gamma} = \ln \left( \frac{8V}{D} \right) + \ln \left( \frac{3n'+1}{4n'} \right) \quad (\text{II.27})$$

Derivando-se a equação (II.27) em relação a  $d \ln \tau_w$  tem-se :

$$\frac{d \ln \dot{\gamma}}{d \ln \tau_w} = \frac{d \ln (8V/D)}{d \ln \tau_w} + \frac{d \ln \left[ (3n'+1)/4n' \right]}{d \ln \tau_w} \quad (\text{II.28})$$

Substituindo-se a equação (II.19) na equação (II.28), tem-se :

$$\frac{d \ln \dot{\gamma}}{d \ln \tau_w} = \frac{1}{n'} + \frac{d \ln \left[ (3n'+1)/4n' \right]}{d \ln \tau_w} \quad (\text{II.29})$$

Da equação (II.25), tem-se :

$$\ln \tau_w = \ln K + n \ln \dot{\gamma} \quad (\text{II.30})$$

Derivando-se a equação (II.30) em relação a  $\ln \dot{\gamma}$  :

$$n = \frac{d \ln \tau_w}{d \ln \dot{\gamma}} \quad (\text{II.31})$$

Substituindo-se a equação (II.31) na (II.28), tem-se:

$$\frac{1}{n} = \frac{1}{n'} + \frac{d \ln \left[ (3n'+1)/4n' \right]}{d \ln \tau_w} \quad (\text{II.32})$$

ou seja,

$$n = \frac{n'}{1 - \frac{1}{3n'+1} \frac{d n'}{d \ln \tau_w}} \quad (\text{II.33})$$

Para o caso de  $n'$  ser constante sobre uma grande faixa de tensão de cisalhamento:

$$\frac{d n'}{d \ln \tau_w} = 0 \quad (\text{II.34})$$

e, então :

$$n = n' \quad (\text{II.35})$$

portanto, a equação (II.23) pode ser dada por :

$$\tau_w = K \dot{\gamma}^{n'} \quad (\text{II.36})$$

Substituindo-se a equação (II.20) na (II.36), tem-se:

$$\tau_w = K \left( \frac{3 n' + 1}{4 n'} \right)^{n'} \left( \frac{8V}{D} \right)^{n'} \quad (\text{II.37})$$

Comparando-se as equações (II.26) e (II.37) conclui-se que :

$$K' = K \left( \frac{3 n' + 1}{4 n'} \right)^{n'} \quad (\text{II.38})$$

Portanto, se um fluido segue o modelo de Ostwald-de-Waele e o seu parâmetro  $n'$  se mantém constante sobre uma grande faixa de tensão de cisalhamento, um gráfico de  $\tau_w$  em função de  $(8V/D)$  em papel di-log será uma reta, cujo coeficiente linear permitirá calcular o índice de consistência do fluido

e, o coeficiente angular permitirá determinar o índice de comportamento.

Os dados experimentais obtidos em um viscosímetro capilar permitem determinar, também, a influência do tempo no comportamento reológico do fluido.

Se os dados forem obtidos de tal forma que a taxa de deformação aumente monotonicamente até um certo valor e, a partir daí imediatamente decresça, também monotonicamente, esses dados poderão ser usados para determinar a influência do tempo. Se os dados experimentais assim obtidos formarem uma única curva reológica, o fluido será independente do tempo. Mas, se esses dados formarem uma curva de histerese, como a da Figura II.9 ou II.10, então o fluido será dependente do tempo e, o comportamento será tixotrópico se a forma da curva for semelhante à da Figura II.9 e, será reopético se for semelhante à da Figura II.10. A área entre as duas curvas indica o grau de dependência em relação ao tempo, assim, quanto maior a área entre as curvas da Figura II.9, maior é a tixotropia do fluido.

Se o diâmetro ou o comprimento do tubo capilar for modificado, também será possível determinar a influência do tempo no comportamento reológico do fluido. Variando-se o diâmetro ou o comprimento do tubo capilar, obtem-se uma única curva reológica para um fluido independente do tempo. Para os fluidos dependentes do tempo, a variação do diâmetro ou do comprimento do capilar leva a diferentes curvas reológicas. A influência das dimensões do tubo capilar sobre o comportamento reológico encontra-se nas Figuras II.13 e II.14 para flui

dos tixotrópicos e reopéticos, respectivamente.

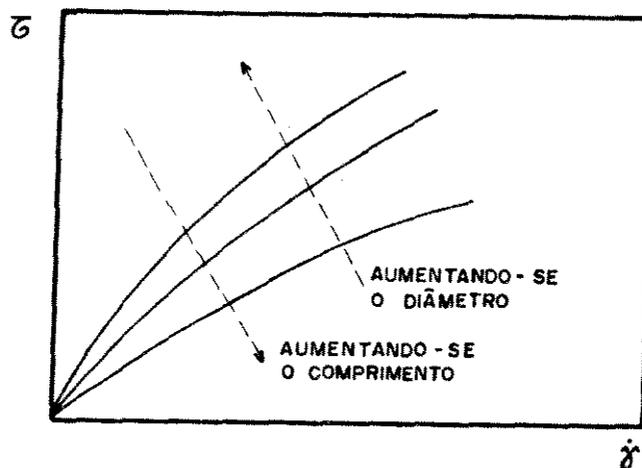


Figura II.13 - Efeito das dimensões do tubo capilar sobre a curva reológica de um fluido tixotrópico<sup>(4)</sup>.

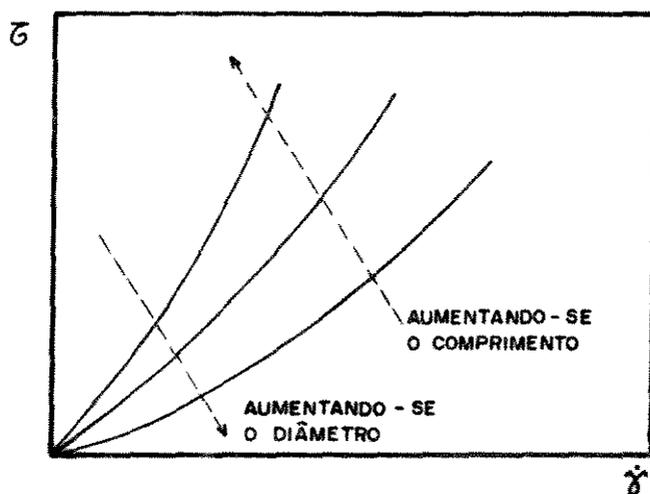


Figura II.14 - Efeito das dimensões do tubo capilar sobre a curva reológica de um fluido reopético<sup>(4)</sup>.

Portanto, é necessário efetuar várias medidas experimentais em um viscosímetro de tubo capilar para determinar se o fluido é newtoniano ou não é, além disso é recomendável, para o caso de fluidos não newtonianos, variar as dimensões do tubo capilar ou o procedimento de obtenção dos dados experimentais, para determinar a influência do tempo no comportamento reológico do fluido.

## 2.2 - Viscosímetro Rotatório de Cilindros Concêntricos

### 2.2.1 - Descrição do Equipamento

Os viscosímetros rotatórios de cilindros concêntricos são projetados para causar cisalhamento no fluido localizado no anulo formado por dois cilindros concêntricos, um dos quais gira enquanto o outro permanece fixo. Uma série de medidas da velocidade angular do cilindro em movimento e do torque aplicado ao cilindro fixo permite obter a curva reológica do fluido em teste. Existem vários desses equipamentos comercialmente disponíveis e, os seus princípios básicos se encontram esquematizados na Figura II.15.

No caso do diagrama da Figura II.15, o cilindro interno é suspenso por um fio fixado em um suporte, de tal forma que esse cilindro permanece fixo, enquanto o cilindro externo gira a uma velocidade angular estabelecida. O torque induzido ao fio, sob essas condições, é lido no indicador com escala. Nos viscosímetros comercialmente disponíveis, esses princípios têm sido aplicados de modo mais sofisticado do que se encontra na Figura II.15.

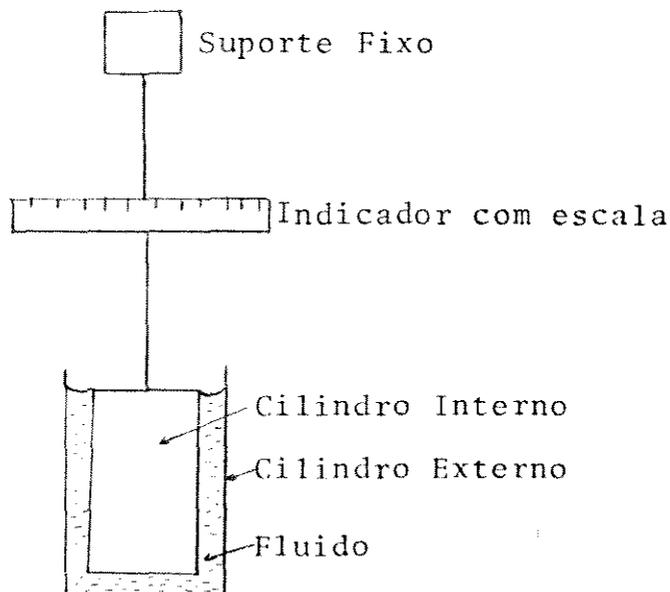


Figura II.15 - Diagrama esquemático de um viscosímetro rotatório de cilindros concêntricos

Os viscosímetros rotatórios de cilindros concêntricos podem ser basicamente de dois tipos: cilindro externo fixo e interno que gira, como o Brookfield, o Stormer e o Haake e, de cilindro externo que gira e interno fixo, como o Machinichel e o Precision-Inter-chemical.

Esses viscosímetros também podem ser providos de banho termostático, para possibilitar fixar a temperatura nos experimentos. Além disso, em geral, eles são fornecidos com um conjunto de cilindros, o que permite a obtenção de dados experimentais mais amplos.

## 2.2 - Determinação da Curva Reológica

As medidas da velocidade angular, do torque e das di

mensões especificadas na Figura II.16, são os dados necessá-  
rios para a determinação da curva reológica de um fluido atra-  
vés de um viscosímetro rotatório de cilindros concêntricos.

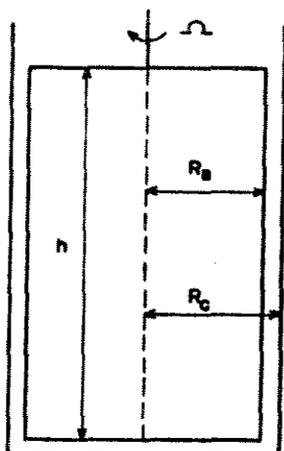


Figura II.16 - Principais dimensões de um viscosímetro rotatório de cilindros concêntricos

O torque em um dado ponto  $r$  é dado por :

$$t = 2\pi r h r \tau \quad (\text{II.39})$$

onde :  $t$  = torque

$h$  = altura do cilindro interno

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

$$\tau_B = \frac{t}{2\pi R_B^2 h} \quad (\text{II.40})$$

Por outro lado, a velocidade angular, dada por:

$$\Omega = \frac{V}{r} \quad (\text{II.41})$$

pode ser expressa por :

$$\Omega = \int_{\tau_B}^{\tau_C} \dot{\gamma} \frac{d\tau}{2\tau} \quad (\text{II.42})$$

onde :  $\tau_B$  = tensão de cisalhamento no cilindro interno.

$\tau_C$  = tensão de cisalhamento no cilindro externo

Diferenciando-se a equação (II.42) em relação a  $\tau_B$ , tem-se:

$$\frac{d\Omega}{d\tau_B} = \frac{1}{2} \frac{1}{\tau_B} \left[ \dot{\gamma}(\tau_B) - \dot{\gamma}(\tau_C) \right] \quad (\text{II.43})$$

Utilizando a série de Euler-MacLaurin, Krieger e Elrod<sup>(6)</sup> obtiveram a seguinte expressão :

$$\dot{\gamma} = \frac{\Omega}{\ln \epsilon_r} \left\{ 1 + \ln \epsilon_r \frac{d \ln \Omega}{d \ln \tau_B} + \left[ \frac{(\ln \epsilon_r)^2}{3\Omega} \frac{d^2 \Omega}{d(\ln \tau_B)^2} \right] - \left[ \frac{(\ln \epsilon_r)^4}{45\Omega} \frac{d^4 \Omega}{d(\ln \tau_B)^4} \right] + \dots \right\} \quad (\text{II.44})$$

onde :  $\epsilon_r = \frac{R_C}{R_B}$

Elaborando-se um gráfico de  $\Omega$  em função de  $\tau_B$  em papel di-log, a inclinação da curva obtida é dada por :

$$M = \frac{d \ln \Omega}{d \ln \tau_B} \quad (\text{II.45})$$

Segundo Krieger e Elrod<sup>(6)</sup>, quando o termo  $(M \ln \epsilon_r)$  é menor do que 0,2, a taxa de deformação pode ser obtida através de :

$$\dot{\gamma} = \frac{\Omega}{\ln \epsilon_r} (1 + M \ln \epsilon_r) \quad (\text{II.46})$$

com erros inferiores a 1%.

Ainda segundo Krieger e Elrod<sup>(6)</sup>, quando o termo  $(M \ln \epsilon_r)$  se situa entre 0,2 e 1,0, a taxa de deformação pode ser calculada através de :

$$\dot{\gamma} = \left( \frac{\Omega}{\ln \epsilon_r} \right) \left[ 1 + M \ln \epsilon_r + \frac{(\ln \epsilon_r)^2}{3} + \frac{(\ln \epsilon_r)^2}{3} \cdot \frac{dM}{d \ln \tau_B} \right] \quad (\text{II.47})$$

A construção da curva reológica, a partir dos dados obtidos em um viscosímetro rotatório de cilindros concêntricos, deve seguir o procedimento resumido a seguir:

- 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 equação (II.40);
- 3) Calcular o parâmetro "M" pela equação (II.45)
- 4) Calcular a taxa de deformação através da equação (II.46) ou (II.47), segundo o valor de "M ln  $\epsilon_r$ ".

As equações (II.45) e (II.46) ou(II.47) permitem obter a curva reológica sem que se adote, preliminarmente, qualquer modelo de comportamento reológico, da mesma forma como já se viu para o viscosímetro de tubo capilar.

### 2.2.3 - Interpretação dos Dados Reológicos

O ajuste da curva reológica, obtida através do procedimento descrito no item anterior, permite classificar o fluido segundo o seu comportamento reológico. No entanto, se o comportamento reológico do fluido já for conhecido e, o objetivo é o de calcular as constantes reológicas, aqui também é possível aplicar o modelo de comportamento reológico de forma que, as constantes reológicas possam ser determinadas diretamente através dos dados experimentais. A seguir encontram-se as relações entre os dados experimentais para os fluidos newtonianos e os que se comportam segundo o modelo de Ostwald-de-Waele. Qualquer que seja o modelo de comportamento reológico, o mesmo procedimento, a seguir, pode ser adotado para obter a relação entre torque e velocidade angular, que permita calcular os parâmetros da equação constitutiva conhecida.

#### a) Fluido Newtoniano

Combinando-se as equações (II.4) e (II.39), tem-se:

$$-\frac{d\Omega}{dr} = \frac{t}{2\pi\mu hr^3} \quad (\text{II.48})$$

e integrando a equação (II.48):

$$\mu = C_1 \frac{t}{\Omega} \quad (\text{II.49})$$

onde :

$$C_1 = \frac{1}{4\pi h} \left( \frac{1}{R_B^2} - \frac{1}{R_C^2} \right) \quad (\text{II.50})$$

Portanto, conhecendo-se as dimensões do viscosímetro rotatório de cilindros concêntricos e, sabendo-se que o fluido é newtoniano, uma única medida da velocidade angular e do torque já é suficiente para determinar a viscosidade, através das equações (II.49) e (II.50).

b) Modelo de Ostwald-de-Waele

Combinando-se as equações (II.23) e (II.39) :

$$- d\Omega = \left( \frac{t}{2\pi h K} \right)^{1/n} \frac{d r}{r^{(1+2/n)}} \quad (\text{II.51})$$

Integrando a equação (II.52), tem-se :

$$\Omega = \left( \frac{t}{2\pi h K} \right)^{1/n} \left( \frac{n}{2} \right) \left( \frac{1}{R_B^{2/n}} - \frac{1}{R_C^{2/n}} \right) \quad (\text{II.52})$$

ou seja,

$$\ln \Omega = \frac{1}{n} \ln t + \ln \left[ \left( \frac{1}{2\pi h K} \right)^{1/n} \left( \frac{n}{2} \right) \left( \frac{1}{R_B^{2/n}} - \frac{1}{R_C^{2/n}} \right) \right] \quad (\text{II.53})$$

Resumindo, se o viscosímetro rotatório de cilindros concêntricos for usado para determinar os parâmetros reolôgi

cos do modelo de Ostwald-de-Waele, para um dado fluido que se comporte segundo esse modelo, o gráfico da velocidade angular em função do torque em papel di-log será uma reta e, o coeficiente angular dessa reta permitirá determinar o índice do comportamento, enquanto que o coeficiente linear permitirá de terminar o índice de consistência do fluido.

O viscosímetro rotatório de cilindros concêntricos, assim como o de tubo capilar, também permite determinar se um fluido é ou não dependente do tempo, inclusive com uma vantagem sobre o viscosímetro de tubo capilar. No viscosímetro rotatório de cilindros concêntricos a amostra permanece dentro do equipamento, permitindo que uma dada taxa de deformação possa ser mantida constante e aplicada ao fluido por um longo tempo. Na Figura II.17 encontra-se um esquema de um reograma típico de fluido tixotrópico, obtido em um viscosímetro rotatório.

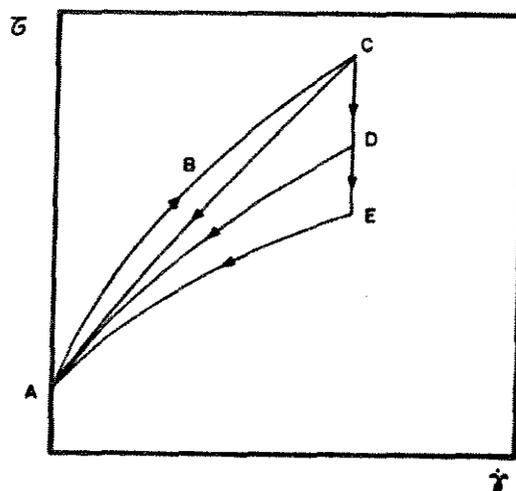


Figura II.17 - Esquema de curvas reológicas típicas de fluido tixotrópico.

Se a taxa de deformação for mantida constante após atingir-se o ponto C, a tensão de cisalhamento irá decrescer ao longo do trecho CD até que se atinja o ponto E. Se a taxa de deformação diminuir, verificar-se-á que os dados experimentais seguirão a curva EA. Curvas intermediárias, como a DA, podem ser verificadas se a taxa de deformação diminuir após atingido o ponto C.

A área entre as curvas de histerese é uma indicação da quantidade de tixotropia, quanto maior for a área, mais tixotrópico será o fluido.

Na realidade, para se determinar, somente, se o fluido é ou não dependente do tempo, basta construir o gráfico da velocidade angular em função da tensão de cisalhamento. Nesse gráfico, o fluido tixotrópico apresenta curvas análogas às curvas reológicas, permitindo que se determine a dependência em relação ao tempo.

Todas as observações feitas em relação aos fluidos tixotrópicos, neste ítem, também são válidas para os reopéticos, com suas características próprias.

### 3 - Definição de Viscosidade

A razão entre a tensão de cisalhamento aplicada a um fluido e a taxa de deformação resultante é chamada coeficiente de viscosidade, ou simplesmente viscosidade. Como a taxa de deformação é dada pela equação constitutiva do fluido (equação (II.3)) e, como essa equação foi totalmente estabelecida para fluidos newtonianos, a definição de viscosidade só é pre

cisa para os fluidos newtonianos e, nesse caso a viscosidade é um valor constante para um dado fluido, em dada condição de pressão e temperatura .

Para os fluidos não-newtonianos a relação da equação (II.3) não é linear, ou seja, a viscosidade não é constante e, nesses casos, muitas vezes o maior problema encontra-se justamente na determinação do valor adequado de viscosidade a ser utilizado.

### 3.1 - Viscosidade Aparente

A viscosidade aparente  $\mu_{ap}$  é definida, por analogia aos fluidos newtonianos, como a razão entre a tensão de cisalhamento e a taxa de deformação a um dado valor de tensão de cisalhamento, por exemplo. Portanto, a viscosidade aparente representa a viscosidade de um fluido newtoniano que apresenta a mesma resistência do escoamento a esse valor de tensão de cisalhamento.

Matematicamente a viscosidade aparente pode ser descrita pela equação (II.5) e, caso o modelo de comportamento reológico seja conhecido, a tensão de cisalhamento, nessa equação, pode ser substituída pela equação constitutiva, como se encontra na Tabela II.3, para alguns exemplos.

Modelo	Forma	Viscosidade Aparente
Ostwald-de-Waele	$\tau = K \dot{\gamma}^n$	$\mu_{ap} = K \dot{\gamma}^{n-1}$
Ellis	$\tau = \frac{1}{A + B \tau^{\alpha-1}} \dot{\gamma}$	$\mu_{ap} = \frac{1}{A + B \tau^{\alpha-1}}$
Prandtl-Eyring	$\tau = A \sinh^{-1} \left( \frac{\dot{\gamma}}{B} \right)$	$\mu_{ap} = \frac{A \sinh^{-1} (\dot{\gamma}/B)}{\dot{\gamma}}$
Reiner-Philippoff	$\tau = \left[ \mu_{\infty} + \frac{\mu_0 - \mu_{\infty}}{1 + (\tau/A)^2} \right] \dot{\gamma}$	$\mu_{ap} = \mu_{\infty} + \frac{\mu_0 - \mu_{\infty}}{1 + (\tau/A)^2}$
Sisko	$\tau = A \dot{\gamma} + B \dot{\gamma}^n$	$\mu_{ap} = A + B \dot{\gamma}^{n-1}$

Tabela II.3 - Expressões de Viscosidade Aparente para alguns modelos de Comportamento Reológico

### 3.2 - Viscosidade Limite

A viscosidade aparente é uma função da taxa de deformação e, sua curva em função da taxa de deformação geralmente apresenta dois limites, nos quais a curva pode ser aproximada para uma reta. Esses limites são : à taxa de deformação nula e à taxa de deformação infinita, e as viscosidades aparentes calculadas nesses limites são chamadas viscosidade limite à deformação nula e viscosidade limite à deformação infinita , respectivamente.

As viscosidades limite podem ser determinadas através do valor assintótico da curva de viscosidade aparente em função da taxa de deformação em ambos os limites. Vocadlo , Wheatley e Charles<sup>(7)</sup> ressaltam, em seu trabalho, que a melhor forma de se determinar a viscosidade limite à deformação infinita é através do valor assintótico a altas taxas de deformação. Nesse mesmo trabalho os autores comprovam que a viscosidade limite à deformação infinita, quando utilizada com a pseudo-taxa de deformação definida por eles, resulta em uma relação, única e independente do diâmetro, para a tensão de cisalhamento, no escoamento em regime turbulento.

A viscosidade limite à taxa de deformação nula também pode ser estimada através da medida de velocidade terminal de partículas esféricas em queda livre no fluido, na região de validade da Lei de Stokes<sup>(8)</sup>.

No modelo de comportamento reológico de Reiner-Phillipoff, a viscosidade é definida através das viscosidades limites:

$$\mu_a = \mu_\infty + \frac{\mu_0 - \mu_\infty}{1 + (\tau/\tau_m)^2} \quad (\text{II.54})$$

onde  $\tau_m$  - é a tensão de cisalhamento correspondente a

$$\mu_a = \frac{1}{2} (\mu_0 + \mu_\infty) .$$

Na tentativa de considerar a variação que existe entre  $\mu_0$  e  $\mu_\infty$ , Meter e Bird<sup>(9)</sup> sugeriram a seguinte expressão:

$$\mu'_a = \mu_\infty + \frac{\mu_0 - \mu_\infty}{1 + (\tau/\tau_m)^{\alpha-1}} \quad (\text{II.55})$$

onde  $\alpha$  é introduzido justamente para considerar a transição entre  $\mu_0$  e  $\mu_\infty$  .

A expressão de Meter e Bird (equação (II.55)) pode ser considerada uma extensão da expressão de Reiner-Philippoff (equação (II.54)) e, para os fluídos em que  $\mu_\infty \ll \mu_0$ ,  $\mu_\infty$  pode ser considerada nula e, a expressão (II.55) reduz-se a:

$$\mu''_a = \frac{\mu_0}{1 + (\tau/\tau_{1/2})^{\alpha-1}} \quad (\text{II.56})$$

onde  $\tau_{1/2}$  - é a tensão de cisalhamento correspondente a

$\mu_a = \frac{1}{2} \mu_0$ . A expressão (II.56) é o modelo atribuído a Ellis<sup>(9)</sup>, escrito na forma de viscosidade.

### 3.3 - Viscosidade Efetiva

A viscosidade efetiva é a viscosidade correspondente a um valor particular de tensão de cisalhamento sob uma dada

condição de escoamento<sup>(10)</sup>, sendo matematicamente expressa por :

$$\mu_{ef} = \frac{\tau_w}{\left(\frac{8V}{D}\right)} \quad (II.57)$$

A viscosidade efetiva é a viscosidade que permite o ajuste dos dados do escoamento laminar através da equação de Poiseuille, para qualquer fluido independente do tempo.

As viscosidades efetiva e aparente são iguais para um fluido newtoniano e, para os fluidos não newtonianos, elas se relacionam através da equação de Rabinowitsch-Mooney, ou seja :

$$\mu_{ef} = \left(\frac{3n'+1}{4n'}\right) \mu_{ap} \quad (II.58)$$

no escoamento laminar.

#### 4 - Números de Reynolds Generalizados

O regime de escoamento de um fluido em tubos depende da velocidade de escoamento, do diâmetro do tubo e das propriedades físicas do fluido. Um mesmo fluido escoando sob as mesmas condições de pressão e temperatura, apresenta diferentes valores de velocidade de transição entre o regime laminar e o turbulento para tubos de diferentes diâmetros. Portanto, como são muitas as variáveis que determinam o regime de escoamento é interessante definir em parâmetro adimensional que considere todas essas variáveis e, que permita determinar

o regime de escoamento. Para os fluidos newtonianos esse parâmetro adimensional se encontra muito bem definido pelo número de Reynolds, dado por :

$$Re = \frac{\rho V D}{\mu} \quad (II.59)$$

No entanto, para os fluidos não newtonianos a viscosidade varia com a taxa de deformação e, a utilização de diferentes definições para a viscosidade resulta em valores distintos para o número de Reynolds, numa dada condição de escoamento. No entanto, qualquer que seja o número de Reynolds, ele pode ser utilizado desde que se considere suas limitações<sup>(11)</sup>.

#### 4.1 - Número de Reynolds Aparente

Como a viscosidade dos fluidos não newtonianos varia com a taxa de deformação, o número de Reynolds generalizado deve se relacionar à curva reológica de algum modo. O número de Reynolds generalizado mais simples é o definido por analogia à equação (II.59), onde a viscosidade é a viscosidade aparente:

$$Re_{ap} = \frac{\rho V D}{\mu_{ap}} \quad (II.60)$$

Dessa forma o número de Reynolds aparente está diretamente relacionado à curva reológica, através da qual são obtidos os valores dos parâmetros reológicos a serem usados

no cálculo da viscosidade aparente.

#### 4.2 - Número de Reynolds Limite

Em engenharia, em geral prefere-se utilizar o regime laminar para o transporte de fluidos não newtonianos, devido ao menor consumo de energia. No entanto, quando o fluido não newtoniano a ser transportado é uma suspensão, na qual a diferença entre as massas específicas da partícula em suspensão e o fluido transportador é grande, torna-se necessário utilizar o escoamento em regime turbulento para assegurar a estabilidade da suspensão<sup>(7)</sup>.

No escoamento de fluidos não newtonianos em regime turbulento, pode-se admitir que a viscosidade significativa é a viscosidade limite à deformação infinita<sup>(7)</sup> pois, nessa situação atinge-se altas taxas de deformação.

Utilizando-se a viscosidade limite à deformação infinita, define-se o número de Reynolds limite:

$$Re_1 = \frac{\rho V D}{\mu_\infty} \quad (\text{II.61})$$

#### 4.3 - Número de Reynolds Efetivo

O número de Reynolds efetivo é definido utilizando-se a viscosidade efetiva :

$$Re_{ef} = \frac{\rho V D}{\mu_{ef}} \quad (\text{II.62})$$

Portanto, o número de Reynolds efetivo está diretamente relacionado à curva  $(D\Delta P/4L) \times (8V/D)$  e, é através dessa curva que esse número de Reynolds se relaciona à curva reológica.

No regime laminar a curva  $(D\Delta P/4L) \times (8V/D)$  é única para um dado fluido mas, no escoamento turbulento verifica-se que há uma curva para cada diâmetro de tubo, de tal forma que as curvas são análogas às da Figura II.18.

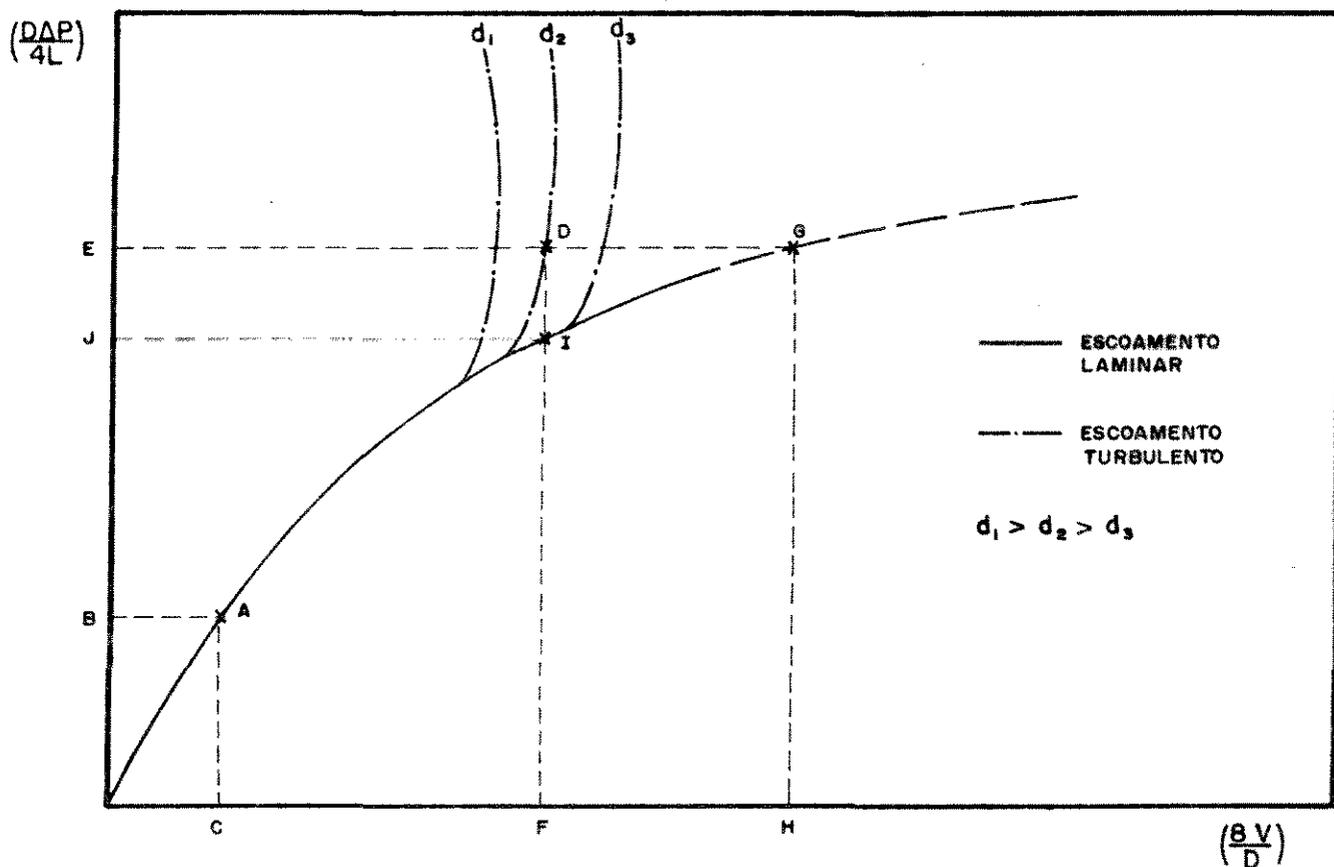


Figura II.18 - Escoamento turbulento e o diagrama de escoamento capilar

Se o escoamento ocorre segundo o ponto A, não há dú

vida de que a viscosidade efetiva é determinada por :

$$\mu_{ef} = \frac{(D\Delta P/4L)_B}{(8V/D)_C} \quad (\text{II.63})$$

Se o escoamento passa a ser turbulento e, ocorre no ponto D, a viscosidade efetiva pode ser determinada de duas formas. Se for fixado o valor da tensão de cisalhamento, a pseudo-taxa de deformação pode ser calculada pela extrapolação da curva do escoamento laminar, ou seja :

$$\mu_{ef} = \frac{(D\Delta P/4L)_E}{(8V/D)_H} \quad (\text{II.64})$$

Portanto, pela equação (II.64) a viscosidade aparente é calculada no ponto G.

Por outro lado, pode-se fixar a pseudo-taxa de deformação e determinar a correspondente tensão de cisalhamento do escoamento laminar, para calcular a viscosidade efetiva, ou seja:

$$\mu_{ef} = \frac{(D\Delta P/4L)_J}{(8V/D)_F} \quad (\text{II.65})$$

o que corresponde a calcular a viscosidade efetiva no ponto I.

Se ambos os valores, tensão de cisalhamento e taxa de deformação, no ponto D estiverem disponíveis, a viscosidade efetiva será dada por :

$$\mu_{ef} = \frac{(D\Delta P/4L)_E}{(8V/D)_F} \quad (\text{II.66})$$

#### 4.4 - Número de Reynolds Generalizado de Metzner e Reed

Metzner e Reed<sup>(3)</sup>, ao realizarem um trabalho com o objetivo de estabelecer um método de projeto que fosse independente do tipo de fluido, acabaram por definir um outro número de Reynolds generalizado, através do procedimento colocado a seguir .

Utilizando a equação de Rabinowitsch-Mooney (equação (II.16)) e da expressão rearranjada da taxa de deformação (equação (II.19) e (II.20)), se  $n'$  e  $K'$  forem constantes na faixa de  $(D\Delta P/4L)$  ou  $(8V/D)$  considerada, pode-se afirmar que :

$$\frac{D\Delta P}{4L} = K' \left( \frac{8V}{D} \right)^{n'} \quad (\text{II.67})$$

O coeficiente de atrito de Fanning é definido por:

$$f = \frac{\frac{D\Delta P}{4L}}{\frac{\rho V^2}{2}} \quad (\text{II.68})$$

Substituindo-se a equação (II.67) na (II.68):

$$f = \frac{2K' 8^{n'}}{\rho V^{2-n'} D^{n'}} \quad (\text{II.69})$$

No escoamento em regime laminar :

$$f = \frac{16}{R_{cMR}} \quad (\text{II.70})$$

utilizando-se, então a equação (II.70) na (II.69):

$$\text{Re}_{\text{MR}} = \frac{\rho V^{2-n'} D^{n'}}{K' 8^{n'-1}} \quad (\text{II.71})$$

Definindo-se um coeficiente generalizado de viscosidade :

$$\gamma_{\mu} = K' 8^{n'-1} \quad (\text{II.72})$$

a equação (II.71) passa a ser :

$$\text{Re}_{\text{MR}} = \frac{\rho V^{2-n'} D^{n'}}{\gamma_{\mu}} \quad (\text{II.73})$$

É importante observar que essa forma de número de Reynolds não envolve uma viscosidade definida, no entanto ela se relaciona à curva reológica através dos parâmetros  $n'$  e  $K'$ .

#### 4.5 - Relações entre os Números de Reynolds Generalizados

Todas as formas de número de Reynolds generalizado, aqui propostas, se reduzem ao número de Reynolds básico para um fluido newtoniano.

Se o fluido for newtoniano, a viscosidade aparente (equação (II.5)) é a própria viscosidade  $e$ , a equação (II.60) se reduz à equação (II.59), que é o número de Reynolds básico.

A viscosidade à deformação infinita, para um fluido newtoniano é a própria viscosidade  $e$ , o número de Reynolds limite também se reduz ao número de Reynolds básico.

A pseudo-taxa de deformação se relaciona à taxa de deformação pela equação (II.20), portanto:

$$\dot{\gamma} = \frac{3 n' + 1}{4 n'} \frac{8V}{D} \quad (\text{II.20})$$

Para um fluido newtoniano  $n' = 1$ , portanto a taxa de deformação é igual à pseudo-taxa de deformação e, a viscosidade efetiva é a própria viscosidade, e conseqüentemente o número de Reynolds efetivo se reduz ao número de Reynolds básico.

Para um fluido newtoniano, além de  $n' = 1$  tem-se que  $K' = \mu$  e, o coeficiente generalizado de viscosidade:

$$\gamma_{\mu} = K' 8^{n'-1} \quad (\text{II.72})$$

é a própria viscosidade, de tal forma que o número de Reynolds de Metzner e Reed (equação (II.73)) se reduz ao número de Reynolds básico (equação (II.59)).

É possível obter relações entre as várias formas de números de Reynolds generalizado, também para fluidos não newtonianos, como se tem a seguir.

#### 4.5.1 - Número de Reynolds Aparente

##### a) Número de Reynolds limite

O número de Reynolds aparente é dado pela equação (II.60) e, o número de Reynolds limite pela equação (II.61), portanto a relação entre eles é :

$$\frac{Re_{ap}}{Re_1} = \frac{\mu_{\infty}}{\mu_{ap}} \quad (II.74)$$

Se o escoamento for turbulento e ocorrer a elevadas taxas de deformação pode-se admitir que :

$$\mu_{ap} \cong \mu_{\infty} \quad (II.75)$$

então :

$$Re_{ap} \cong Re_1 \quad (II.76)$$

#### b) Número de Reynolds efetivo

O número de Reynolds efetivo é definido pela equação (II.62), portanto ele se relaciona ao número de Reynolds aparente por :

$$\frac{Re_{ap}}{Re_{ef}} = \frac{\mu_{ef}}{\mu_{ap}} \quad (II.77)$$

Se o escoamento for laminar, as viscosidades efetiva e aparente se relacionam através da equação de Rabinowitsch-Mooney, ou seja :

$$\mu_{ef} = \left( \frac{3n'+1}{4n'} \right) \mu_{ap} \quad (II.58)$$

Portanto a relação entre número de Reynolds aparente e número de Reynolds efetivo é dada por :

$$\frac{Re_{ap}}{Re_{ef}} = \frac{3n'+1}{4n'} \quad (\text{II.78})$$

no escoamento laminar.

c) Número de Reynolds de Metzner e Reed

Utilizando-se as equações (II.26) e (II.20) na equação (II.5):

$$\tau = K' \left( \frac{8V}{D} \right)^{n'} \quad (\text{II.26})$$

$$\dot{\gamma} = \frac{3n'+1}{4n'} \frac{8V}{D} \quad (\text{II.20})$$

$$\mu_{ap} = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} \quad (\text{II.5})$$

a viscosidade aparente é dada por :

$$\mu_{ap} = \frac{K' (8V/D)^{n'-1}}{\left( \frac{3n'+1}{4n'} \right)} \quad (\text{II.79})$$

Substituindo a equação (II.79) na (II.60), o número de Reynolds aparente é dado por :

$$Re_{ap} = \frac{\rho V^{2-n'} D^{n'}}{K' 8^{n'-1}} \frac{3n'+1}{4n'} \quad (\text{II.80})$$

Considerando a equação (II.71), que define o número de Reynolds de Metzner e Reed, a relação com o número de Reynolds aparente é dada por :

$$\frac{Re_{ap}}{Re_{MR}} = \frac{3n'+1}{4n'} \quad (\text{II.81})$$

#### 4.5.2 - Número de Reynolds limite

##### a) Número de Reynolds efetivo

A relação entre essas duas formas de número de Reynolds generalizado é simplesmente a relação entre as viscosidades utilizadas nas respectivas definições, ou seja:

$$\frac{Re_l}{Re_{ef}} = \frac{\mu_{ef}}{\mu_{\infty}} \quad (\text{II.82})$$

##### b) Número de Reynolds de Metzner e Reed

O número de Reynolds limite se relaciona ao número de Reynolds de Metzner e Reed através de :

$$\frac{Re_l}{Re_{MR}} = \frac{V^{n'-1} D^{1-n'} K' 8^{n'-1}}{\mu_{\infty}} \quad (\text{II.83})$$

#### 4.5.3 - Número de Reynolds efetivo

##### a) Número de Reynolds de Metzner e Reed

Substituindo-se a equação (II.26) na equação (II.57),

$$\tau = K' \left( \frac{8V}{D} \right)^{n'} \quad (\text{II.26})$$

$$\mu_{ef} = \frac{\tau}{\left(\frac{8V}{D}\right)} \quad (\text{II.57})$$

a viscosidade efetiva pode ser dada por :

$$\mu_{ef} = K' \left(\frac{8V}{D}\right)^{n'-1} \quad (\text{II.84})$$

Substituindo a equação (II.84) na equação (II.62):

$$\text{Re}_{ef} = \frac{\rho V^{2-n'} D^{n'}}{K' 8^{n'-1}} \quad (\text{II.85})$$

Portanto, o número de Reynolds efetivo é igual ao número de Reynolds de Metzner e Reed (equação (II.71)), no escoamento laminar, quando é válida a equação (II.84).

A Tabela (II.4) resume as relações entre as várias formas de número de Reynolds generalizado, com as condições nas quais são válidas essas relações.

	$Re_{ap}$	$Re_1$	$Re_{ef}$	$Re_{MR}$
$Re_{ap}$	1	$1^{(a)}$	$\frac{3n'+1}{4n'}$ (b)	$\frac{3n'+1}{4n'}$ (b)
$Re_1$	$1^{(a)}$	1	C	C
$Re_{ef}$	$\frac{4n'}{3n'+1}$ (b)	$\frac{1}{C}$	1	$1^{(b)}$
$Re_{MR}$	$\frac{4n'}{3n'+1}$ (b)	$\frac{1}{C}$	$1^{(b)}$	1

$$C = \frac{v^{n'-1} D^{1-n'} K' 8^{n'-1}}{\mu_\infty}$$

(a) - escoamento a altas taxas de deformação  
(b) - escoamento laminar

OBS.: Para obter o número de Reynolds generalizado de cada linha, multiplicar as expressões indicadas pelo número de Reynolds generalizado da respectiva coluna.

Tabela II.4 - Relações entre as várias formas de número de Reynolds generalizado

CAPÍTULO III

PREVISÃO DO COEFICIENTE DE ATRITO NO ESCOAMENTO DE  
SOLUÇÕES POLIMÉRICAS EM TUBOS

## 1 - Coeficiente de Atrito

No escoamento laminar de fluidos newtonianos, a relação entre a queda de pressão e a vazão volumétrica é dada pela equação de Hagen-Poiseuille :

$$Q = \frac{\pi R^4 \Delta P}{8 \mu l} \quad (\text{II.21})$$

Tanto no escoamento laminar como no turbulento, a queda de pressão por unidade de comprimento pode ser expressa em função do grupamento adimensional  $f$  :

$$\frac{\Delta P}{L} = \frac{2 f \rho V^2}{D} \quad (\text{III.1})$$

onde  $f$  é o coeficiente de atrito de Fanning.

A equação (III.1) é, geralmente, escrita na forma apresentada pela equação (II.68), ou seja :

$$f = \frac{\frac{D \Delta P}{4L}}{\frac{\rho V^2}{2}} \quad (\text{II.68})$$

O coeficiente de atrito também pode ser escrito na forma de Darcy-Weisbach:

$$\lambda = \frac{2D \Delta P}{\rho L V^2} \quad (\text{III.2})$$

onde :  $\lambda$  - coeficiente de atrito de Darcy-Weisbach.

Portanto, a relação entre as equações (II.68) e

(III.2) é :

$$\lambda = 4f \quad (\text{III.3})$$

O coeficiente de atrito, de Fanning ou de Darcy-Weisbach, possui a interpretação física de uma relação entre forças - a força de cisalhamento viscoso (por unidade de área) dividida pela força de inércia da corrente principal (por unidade de área)<sup>(3)</sup>.

Para um fluido newtoniano em escoamento laminar, tem-se :

$$\tau_w = \mu \left( \frac{8V}{D} \right) \quad (\text{III.4})$$

portanto, a equação (II.68) torna-se :

$$f = \frac{16\mu}{\rho V D} \quad (\text{III.5})$$

Combinando-se as equações (II.39) e (III.5), tem-se:

$$f = \frac{16}{\text{Re}} \quad (\text{III.6})$$

para um fluido newtoniano em escoamento laminar.

Para um fluido power-law em escoamento laminar, pode-se afirmar a partir da equação (II.19):

$$\tau_w = K' \left( \frac{8V}{D} \right)^{n'} \quad (\text{III.7})$$

desde que  $K'$  e  $n'$  possam ser considerados constantes.

Substituindo-se a equação (III.7) na (II.68), tem-se:

$$f = \frac{16K' s^{n'-1}}{\rho V^{2-n'} D^{n'}} \quad (\text{III.8})$$

Combinando-se as equações (III.8) e (II.71), tem-se:

$$f = \frac{16}{\text{Re}_{MR}} \quad (\text{III.9})$$

para o escoamento laminar de um fluido power-law cujos parâmetros reológicos ( $n'$  e  $K'$ ) possam ser considerados constantes.

Utilizando-se a equação (III.9) e as relações que constam na Tabela II.4, tem-se :

$$f = \frac{16}{\text{Re}_{ef}} \quad (\text{III.10})$$

$$f = \frac{16}{\text{Re}_{ap}} \frac{3n'+1}{4n'} \quad (\text{III.11})$$

e

$$f = \frac{16}{\text{Re}_1} \frac{K' \left( \frac{8V}{D} \right)^{n'-1}}{\mu_\infty} \quad (\text{III.12})$$

Todas essas equações (III.6), (III.9), (III.10), (III.11) e (III.12), só são válidas para o escoamento laminar. No escoamento turbulento, a relação entre o coeficiente de atrito e o número de Reynolds pode ser calculada através de várias correlações propostas na literatura.

As correlações para predição do coeficiente de atrito no escoamento turbulento de fluidos não newtonianos em tu

bos, podem ser classificados em três tipos : as que se baseiam nas correlações para fluidos newtonianos, as que utilizam a forma da correlação de Blasius e as que utilizam a forma da correlação de Prandtl<sup>(21)</sup>.

As correlações do primeiro tipo aplicam correlações válidas para os fluidos newtonianos aos dados experimentais obtidos com fluidos não newtonianos, utilizando definições arbitrárias para a viscosidade usada no cálculo do número de Reynolds<sup>(21)</sup>.

### 1.1 - Correlações do tipo Blasius

As correlações do tipo Blasius são totalmente empíricas e têm a forma da equação proposta por Blasius para fluidos newtonianos. São dadas por :

$$f = ERe^{-m} \quad (\text{III.13})$$

onde E e m são parâmetros constantes para cada fluido, pois são funções somente das propriedades reológicas do fluido.

Em geral, as correlações deste tipo, se reduzem à equação de Blasius, para o caso de fluidos newtonianos:

$$f = \frac{0,079}{Re^{0,25}} \quad (\text{III.14})$$

As correlações pertencentes a este grupo podem ainda ser subdivididas quanto à forma de Reynolds que utilizam na equação (III.13). O primeiro grupo utiliza o número de Reynolds da equação (III.15):

$$\text{Re} = \frac{vVD}{\mu_x} \quad (\text{III.15})$$

onde  $\mu_x$  é a viscosidade definida de forma particular em cada correlação. O segundo grupo é constituído por correlações que utilizam outras definições para o número de Reynolds, distintas da equação (III.15).

Kemblowski e Kolodziejcki<sup>(21)</sup> fizeram uma boa revisão dessas correlações, indicando também as respectivas restrições. A seguir serão apresentadas algumas dessas correlações, principalmente aquelas obtidas através da análise de dados de escoamento de soluções poliméricas diluídas.

#### 1.1.1 - Correlação de Shaver e Merrill

Shaver e Merrill<sup>(22)</sup> utilizaram soluções poliméricas de comportamento pseudoplástico, descrito pelo modelo de Ostwald-de-Waele, para estudar os escoamentos laminar, de transição e turbulento.

Os dados reológicos de Shaver e Merrill<sup>(22)</sup> foram obtidos em dois viscosímetros : o Merrill-Brookfield de cilindros concêntricos e o Brookfield-Synchroelectric modificado, sendo que o primeiro forneceu dados de taxa de deformação na faixa de  $200 \text{ s}^{-1}$  a  $20.000 \text{ s}^{-1}$  e, o segundo na faixa de  $0,1 \text{ s}^{-1}$  a  $42 \text{ s}^{-1}$ . Isto permitiu obter dados sobre uma faixa tão grande que, com exceção de um ou dois casos, ultrapassou-se os valores máximos da tensão de cisalhamento na parede obtidos no escoamento em tubos.

Os ensaios do escoamento em tubos foram realizados em

um sistema com recirculação, com tubos de 3/8 in, 1/2 in, 5/8 in e 3/4 in de diâmetro, munidos de várias tomadas de pressão, além de um mecanismo especialmente projetado para medir a pressão dinâmica em várias posições radiais.

Nesse trabalho, Shaver e Merrill<sup>(22)</sup> também realizaram ensaios com injeção de tinta traçadora, com o objetivo de observar o efeito da turbulência no fluido situado tanto no centro quanto nas proximidades da parede do tubo.

Os valores dos parâmetros reológicos, utilizados para correlacionar os valores experimentais do coeficiente de atrito, foram os calculados através dos dados situados na faixa de  $200 \text{ s}^{-1}$  a  $20.000 \text{ s}^{-1}$ . Os índices de comportamento, obtidos nessa faixa de taxa de deformação, situaram-se entre 0,53 e 1,00.

Shaver e Merrill<sup>(22)</sup> correlacionaram os dados experimentais do coeficiente de atrito em função do número de Reynolds de Metzner e Reed (equação (II.71)), que variou entre  $7,54 \times 10^3$  e  $1,7 \times 10^4$ . A correlação obtida é apresentada na forma da equação de Blasius (equação (III.13)), cujos parâmetros E e m são dados por :

$$E = \frac{0,079}{n^5} \quad (\text{III.16})$$

$$m = \frac{2,63}{10,5^n} \quad (\text{III.17})$$

Analisando as equações (III.16) e (III.17) em conjunto com a equação (III.13), conclui-se que para o caso de flui

dos newtonianos, a correlação de Shaver e Merrill reduz-se à correlação de Blasius:

$$f = \frac{0,079}{Re^{0,25}} \quad (III.18)$$

As equações (III.16) e (III.17) associados à (III.13) reproduziram os dados experimentais de Shaver e Merrill<sup>(22)</sup> com desvios máximos de -15% a +33%, na faixa de  $Re_{MR}$  entre  $7,54 \times 10^3$  e  $1,7 \times 10^4$ .

No entanto, Shaver e Merrill<sup>(22)</sup> observam que a sua correlação não pode ser usada para fluidos cujos índices de comportamento são inferiores a cerca de 0,4 pois, nesses casos os valores preditos para o coeficiente de atrito são menores do que os do escoamento laminar.

### 1.1.2 - Correlação de Dodge e Metzner

Dodge e Metzner<sup>(23)</sup> utilizaram soluções aquosas de polímeros e suspensões de argilas, escoando em tubos de latão de 1/2 in, 1 in e 2 in em um sistema com recirculação, para obter dados experimentais de coeficiente de atrito. O comportamento reológico dos fluidos utilizados pode ser descrito pelo modelo de Ostwald-de-Waele e, os índices de comportamento observados situaram-se entre 0,36 e 0,73.

Dodge e Metzner<sup>(23)</sup> utilizaram o número de Reynolds de Metzner e Reed (equação (II.71)) para correlacionar os dados experimentais do coeficiente de atrito. O número de Reynolds de Metzner e Reed variou de 2900 a 36000, onde os maiores valores de número de Reynolds corresponderam aos maiores

valores do índice de comportamento. Os autores obtiveram uma correlação do tipo Prandtl, que será analisada no item 1.2.1, mas também fizeram uma aproximação do tipo Blasius, para os casos em que é necessário utilizar uma equação explícita para o coeficiente de atrito.

A correlação do tipo Blasius, da autoria de Dodge e Metzner, foi obtida para número de Reynolds de Metzner e Reed situados entre 3.000 e 100.000 e, para índices de comportamento entre 0,4 e 1,0, no entanto os parâmetros  $E$  e  $m$  foram extrapolados para os índices de comportamento até 0,2 e 2,0. Os parâmetros  $E$  e  $m$  da correlação de Dodge e Metzner são apresentados em gráficos em função dos valores do índice de comportamento do fluído, e encontram-se nas Figuras III.1 e III.2, respectivamente.

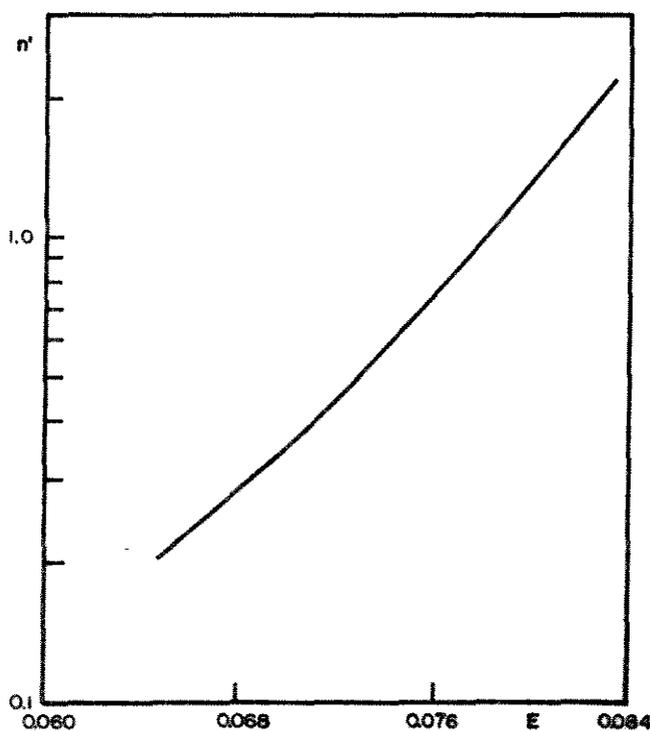


Figura III.1 - Parâmetro  $E$  da relação (III.13) na correlação de Dodge e Metzner<sup>(23)</sup>

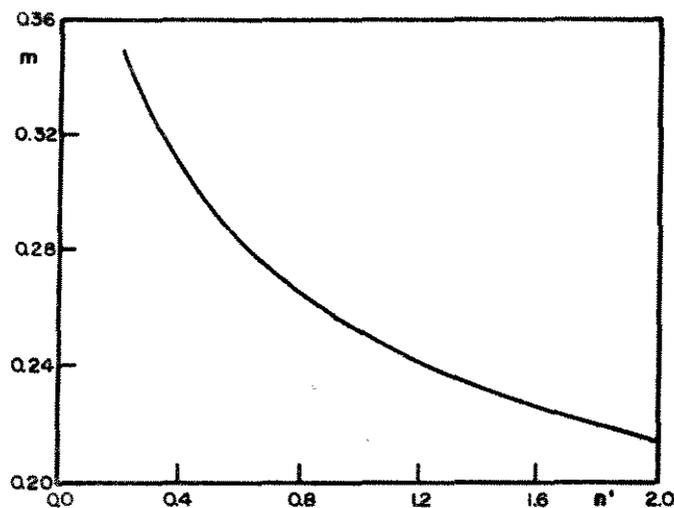


Figura III.2 - Parâmetro  $m$  da relação (III.13) na correlação de Dodge e Metzner<sup>(23)</sup>

### 1.1.3 - Correlação de Thomas

Thomas<sup>(10)</sup> utilizou uma suspensão aquosa de óxido de tório com uma fração volumétrica de sólidos próxima de 0,10, em um sistema com tubos de cobre de 0,318 in e 1,030 in de diâmetro interno, com o objetivo de determinar a viscosidade mais apropriada para utilizar na transferência de calor e na predição do coeficiente de atrito  $e$ , para o último estabeleceu uma correlação do tipo Blasius.

Thomas<sup>(10)</sup> admitiu o modelo de comportamento reológico de Bingham para os fluidos que utilizou, de modo que a viscosidade efetiva é então dada pela equação (III.19).

$$\mu_{ef} = \eta \left( 1 + \frac{\tau_y D}{6\eta V} \right) \quad \text{para } \tau_w > \tau_y \quad (\text{III.19})$$

e a viscosidade limite a altas taxas de deformação é o próprio coeficiente de rigidez :

$$\mu_{\infty} = \eta \quad (\text{III.20})$$

Os dados reológicos do trabalho de Thomas<sup>(10)</sup> foram obtidos em um viscosímetro capilar com um tubo de aço inoxidável de 0,124 in de diâmetro interno, e razão comprimento/diâmetro de 1000. O sistema utilizado para obtenção de dados no escoamento turbulento possuía recirculação e, a vazão era medida através de um tanque de pesagem. Esse sistema foi inicialmente testado com água, quando então o autor obteve dados experimentais, dos quais 90% encontravam-se dentro de uma faixa de  $\pm 10\%$  em torno da curva descrita pela correlação de Prandtl, a números de Reynolds entre 3000 e  $10^6$ . Nos dados experimentais obtidos no escoamento turbulento, o autor constatou que não houve efeito do diâmetro. Thomas<sup>(10)</sup> também utilizou o tubo de 0,124 in de diâmetro para obter dados na região de escoamento laminar e, esses últimos dados situaram-se em uma faixa de  $\pm 5\%$  em torno dos valores preditos para o escoamento laminar ( $f = 16/Re$ ).

Usando um gráfico dos valores experimentais do coeficiente de atrito em função do número de Reynolds efetivo, Thomas<sup>(10)</sup> verificou que : na região do escoamento laminar eles se situavam sobre uma única reta ( $f = 16/Re_{ef}$ ); a transição ocorria para números de Reynolds efetivo situados entre 2000

e 3000 ; na região do escoamento turbulento os dados experimentais constituíam duas curvas distintas, dependentes do diâmetro e, além disso, na região de escoamento turbulento os coeficientes de atrito se aproximavam dos valores preditos por Prandtl para fluidos newtonianos, à medida em que o número de Reynolds efetivo aumentava. Thomas<sup>(10)</sup> já previra que haveria duas curvas distintas na região do escoamento turbulento, porque a viscosidade efetiva é função do diâmetro do tubo e, por esse motivo Thomas<sup>(10)</sup> concluiu que a viscosidade efetiva não é uma viscosidade adequada para utilização em correlações de predição de coeficiente de atrito e de transferência de calor.

Examinando o gráfico do coeficiente de atrito em função do número de Reynolds limite, Thomas<sup>(10)</sup> encontrou curvas distintas, dependentes do número de Hedstrom, na região do escoamento laminar mas, no escoamento turbulento, os dados experimentais do coeficiente de atrito constituíram uma única curva independente do diâmetro do tubo. E, da mesma forma que no caso anterior, Thomas<sup>(10)</sup> constatou que os coeficientes de atrito se aproximavam dos valores preditos por Prandtl à medida em que o número de Reynolds limite aumentava.

Thomas<sup>(10)</sup>, então, optou por utilizar a viscosidade limite para as correlações de transferência de calor e de predição do coeficiente de atrito.

Os valores experimentais do coeficiente de atrito obtidos por Thomas<sup>(10)</sup> eram sempre menores do que os preditos para fluidos newtonianos e, com o intuito de determinar se esses desvios deviam-se à presença dos sólidos ou às características não newtonianas do fluido, o autor adicionou silica-

to de sódio à suspensão. A adição do silicato de sódio diminuiu o coeficiente de rigidez, ou seja, diminuiu as características não newtonianas do fluido e, o que se verificou foi que o coeficiente de atrito se aproximou dos preditos o por Prandtl. Thomas<sup>(10)</sup> afirmou que esta prova não era definitiva mas, indicava que os desvios de comportamento no escoamento, em relação ao dos fluidos newtonianos, eram verdadeiramente resultados das características não newtonianas.

Thomas<sup>(10)</sup> estabeleceu, também, as funções que são parâmetros de uma correlação do tipo Blasius para predição do coeficiente de atrito :

$$E = 0,079 \left( \frac{\mu_{ms}}{\eta} \right)^{0,48} \quad (\text{III.21})$$

$$m = 0,25 \left( \frac{\mu_{ms}}{\eta} \right)^{0,15} \quad (\text{III.22})$$

onde  $\mu_{ms}$  - viscosidade do meio de suspensão, que se reduzem aos valores newtonianos da equação de Blasius, quando o coeficiente de rigidez se torna igual à viscosidade do meio de suspensão.

As equações (III.21) e (III.22) foram determinadas para um fluido que se comporta como fluido de Bingham, com coeficiente de rigidez entre 2,3 e 8,2 cpoise e, tensão residual entre 0,013 lb/ft<sup>2</sup> e 0,46 lb/ft<sup>2</sup>, em tubos de diâmetros situados entre 0,124 in e 1,030 in.

#### 1.1.4 - Correlação de Kemblowski e Kolodziejski

Kemblowski e Kolodziejski<sup>(21)</sup> utilizaram suspensões

aquosas de caulim a 10%, 20%, 30%, 40% e 50% em peso, que se comportaram reologicamente como fluidos pseudoplásticos, com o índice de comportamento variando entre 0,14 e 0,83 e, o índice de consistência situado entre  $0,00626Ns^{n'}m^{-2}$  e  $8,60Ns^{n'}m^{-2}$ . Os autores utilizaram tubos cujos diâmetros variavam de 18,9 mm. a 100 mm., onde obtiveram valores de pseudo-taxa de deformação entre  $0,872 s^{-1}$  e  $2290 s^{-1}$  e valores de números de Reynolds de Metzner e Reed entre 0,0272 e 98600. Nesse mesmo trabalho Kemblowski e Kolodziejski<sup>(21)</sup> utilizaram o coeficiente de atrito de Darcy-Weisbach:

$$\lambda = 4f \quad (III.23)$$

que foi utilizado num gráfico de  $\lambda$  em função do número de Reynolds de Metzner e Reed e, verificaram que a região de transição inicia-se a  $Re' = Re_{MR} > 2100$  e, estende-se por uma região tanto maior quanto menor o valor de  $n'$ . Os autores constataram ainda que, o coeficiente de atrito é menor para menores  $n'$  e, que aumentando-se o valor de  $Re'$  os coeficientes de atrito aproximam-se da curva da equação de Blasius.

Os autores também compararam os dados experimentais à correlação de Dodge e Metzner e, verificaram que essa correlação predizia valores menores do que os observados experimentalmente, além da diferença entre os valores preditos e experimentais aumentar com o aumento do número de Reynolds de Metzner e Reed e, designaram por  $Re'_t$  o número de Reynolds de Metzner e Reed em que os dados experimentais começam a seguir a correlação de Blasius, determinando-o experimentalmente pa-

ra as concentrações de 10% e 20%, por extrapolação para as demais concentrações, obtendo o seguinte critério para o início do escoamento turbulento plenamente desenvolvido:

$$Re'_t = 3,16 \times 10^4 (n')^{-0,435} \quad (\text{III.24})$$

Admitindo que a região de transição tinha início em  $Re' = 3000$ , os autores delimitaram a região de transição entre 3000 e  $Re'_t$ , e para a região verificaram que os pontos experimentais ajustavam-se bem a uma função do tipo :

$$\lambda = A_K \lambda^* \left( \frac{Re'_t}{Re'} \right)^a \exp \left( b \frac{Re'_t}{Re'} \right) \quad (\text{III.25})$$

onde  $A_K, a$  e  $b$  - são funções de  $n'$

-  $\lambda^*$  - coeficiente de atrito calculado pela correlação de Blasius ao  $Re'$  em questão  $\left( = \frac{0,3164}{Re'^{0,25}} \right)$

-  $Re' = Re_{MR}$

Pela definição de  $Re'_t$  estabelecida pelos autores, quando  $Re' = Re'_t$ ,  $\lambda = \lambda^*$ , portanto :

$$A_K = \exp(-b) \quad (\text{III.26})$$

$$\lambda = \frac{0,3164 (Re'_t)^a \exp(-b) \left[ \exp(b Re'_t) \right]^{1/Re'}}{(Re')^{a+0,25}} \quad (\text{III.27})$$

e, se

$$E = 0,3164 (Re'_t)^a \exp(-b) \quad (\text{III.28})$$

$$m = a + 0,25 \quad (\text{III.29})$$

$$\phi = \exp(b \text{Re}'_t) \quad (\text{III.30})$$

então

$$\lambda = \frac{E}{(\text{Re})^m} \phi^{1/\text{Re}'} \quad (\text{III.31})$$

Os autores determinaram então os parâmetros a e b em função de n' e, chegaram a :

$$a = 0,514 \left[ (n')^{2,3-1} \right] \quad (\text{III.32})$$

$$b = 1,81 \times 10^{-2} \left[ 1 - (n')^{4,2} \right] \quad (\text{III.33})$$

Com a utilização das equações (III.32) e (III.33) na (III.28) o parâmetro E tornou-se função de n' e, então os autores admitiram que :

$$\ln E = \frac{1}{2} B_K (n')^2 + C_K \quad (\text{III.34})$$

e determinaram os valores numéricos de  $B_K$  e  $C_K$  para n' entre zero e 1,0:

$$E = 8,9 \times 10^{-3} \exp \left[ 3,57 (n')^2 \right] \quad (\text{III.35})$$

$$\phi = \left\{ \exp \left[ 0,572 \frac{(1 - (n')^{4,2})}{(n')^{0,435}} \right] \right\}^{1000} \quad (\text{III.36})$$

$$m = 0,314 (n')^{2,3-0,064} \quad (\text{III.37})$$

e, para o caso de fluidos newtonianos:

$$E = 0,3164 \quad (\text{III.38})$$

$$m = 0,25 \quad (\text{III.39})$$

Kemblowski e Kolodziejski<sup>(21)</sup> analisaram 243 pontos experimentais dos quais somente 8 desviaram além de  $\pm 20\%$  e , 183 situaram-se na faixa de  $\pm 10\%$  em relação aos valores preditos pela correlação proposta. Com o objetivo de testar sua correlação, os autores utilizaram 68 dados experimentais obtidos com diferentes suspensões e, somente 7 deles apresentaram desvios além de  $\pm 20\%$ , enquanto que 36 deles situaram-se dentro da faixa de  $\pm 10\%$ . Estes últimos dados experimentais envolveram índices de comportamento situados entre 0,132 e 0,575 e coeficiente de viscosidade de Metzner e Reed entre 0,0344 e 6,13.

Os autores recomendam que a correlação seja previamente testada se ela for utilizada para fluidos de estrutura muito diferente das suspensões, tal como é o caso de soluções poliméricas e, chamam a atenção para o fato de que os testes não consideram dados experimentais obtidos com fluidos dilatantes.

Para facilitar a utilização rápida da equação(III.31), Kemblowski e Kolodziejski<sup>(21)</sup> também apresentaram os gráficos de E, m e  $\Phi$  em função de  $n'$ , que se encontram nas Figuras III.3, III.4 e III.5.

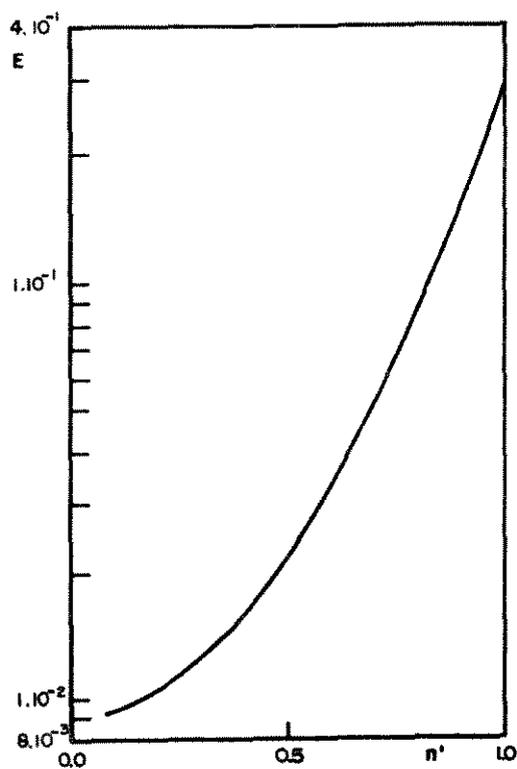


Figura III.3 - Parâmetro  $E$  da equação (III.31) <sup>(21)</sup>

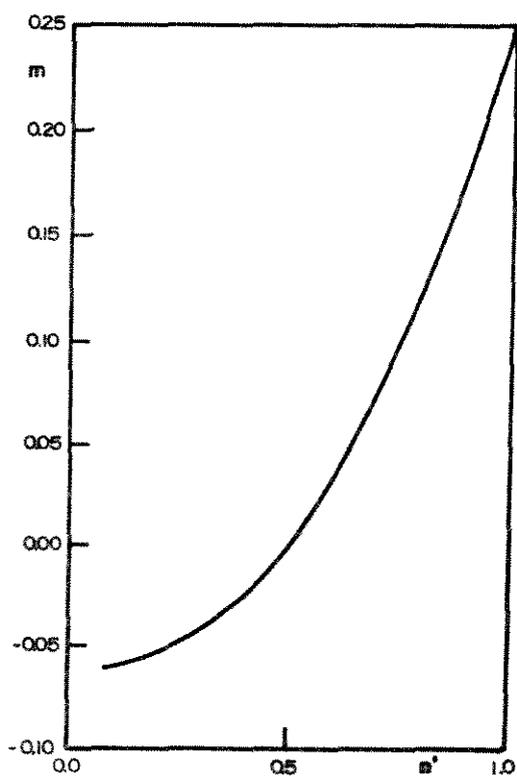


Figura III.4 - Parâmetro  $m$  da equação (III.31) <sup>(21)</sup>

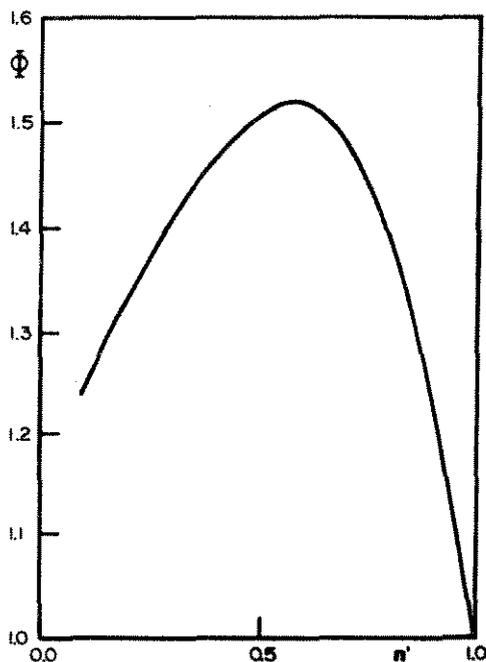


Figura III.5 - Parâmetro  $\Phi$  da equação (III.31) (21)

## 1.2 - Correlações do tipo Prandtl

As correlações para predição do coeficiente de atrito que se apresentam sob a forma da equação de Prandtl são obtidas através do conceito de comprimento de mistura e, se apresentam sob a seguinte forma :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = A \log(\text{Re}_X f^B) + C \quad (\text{III.40})$$

onde - A, B e C são parâmetros dependentes das propriedades reológicas do fluido

- $\text{Re}_X$  - número de Reynolds generalizado definido pelos autores da correlação
- $f$  - coeficiente de atrito, que pode ser expresso de forma distinta da equação (II.68)

Para o caso de um fluido newtoniano, as correlações do tipo Prandtl se reduzem a :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 4,0 \log(\text{Re}\sqrt{f}) - 0,40 \quad (\text{III.41})$$

que é a própria correlação de Prandtl.

As correlações deste tipo podem ser subdivididas em três grupos : o primeiro deles é formado por correlações que apresentam valores constantes para A, B e C, independentes das propriedades reológicas do fluido, no entanto, o número de Reynolds e o coeficiente de atrito são definidos de forma especial, como é o caso da correlação de Tomita<sup>(24)</sup>. O segundo grupo é constituído por correlações que utilizam o parâmetro B com o valor válido para os fluidos newtonianos mas, os parâmetros A e C são funções das propriedades reológicas, como por exemplo a correlação de Thomas<sup>(25)</sup>. No terceiro grupo são encontradas correlações que utilizam os parâmetros A, B e C como funções das propriedades reológicas do fluido, que é o caso da correlação de Dodge e Metzner<sup>(23)</sup>.

### 1.2.1 - Correlação de Dodge e Metzner

A correlação de predição do coeficiente de atrito elaborada por Dodge e Metzner<sup>(23)</sup>, é uma das correlações mais utilizadas para fluidos não newtonianos independentes do tempo, e sua importância se deve ao fato de ter sido o resultado da primeira análise semi-teórica do escoamento desses fluidos, pois, até então, todas as correlações eram totalmente empíricas.

Na análise teórica do escoamento de fluidos não newtonianos, Dodge e Metzner<sup>(23)</sup> utilizaram o modelo de comportamento reológico de Ostwald-de-Waele e, admitiram que a espessura da zona turbulenta no escoamento turbulento dos fluidos não newtonianos, seja muito maior do que a espessura da subcamada laminar e da zona de transição. Esta última hipótese foi feita por analogia ao comportamento de fluidos newtonianos, para os quais já tinha sido comprovado que a hipótese era válida. Segundo as observações de Dodge e Metzner<sup>(23)</sup>, esta aproximação deveria se aplicar muito bem aos fluidos pseudo-plásticos, cujas subcamadas laminares são realmente muito finas mas, para fluidos dilatantes talvez essa aproximação não fosse muito boa.

Na continuação de sua análise teórica, Dodge e Metzner<sup>(23)</sup> utilizaram a análise dimensional do escoamento, de modo semelhante à que é feita para o escoamento dos fluidos newtonianos. Nessa análise dimensional, a viscosidade foi substituída pelos índices de comportamento e de consistência do fluido e, considerando a hipótese descrita anteriormente, os resultados obtidos para a zona turbulenta foram estendidas para toda a seção transversal do tubo. Como resultado dessa análise dimensional, os autores obtiveram a seguinte expressão:

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = A_{ln} \log \left[ \text{Re}^o_f (1-n'/2) \right] + C_n \quad (\text{III.42})$$

onde :  $A_{ln}$  e  $C_n$  - são funções a serem determinadas

$$\text{Re}^o = \frac{D^n \rho V^{2-n}}{K} \quad (\text{III.43})$$

Como a utilização de  $Re^0$  (equação (III.43)) relação do coeficiente de atrito resultava em uma família de curvas, em função do índice de comportamento, na região do escoamento laminar, Dodge e Metzner<sup>(23)</sup> optaram por utilizar o número de Reynolds de Metzner e Reed, que não apresenta esse inconveniente. Utilizando o número de Reynolds de Metzner e Reed (equação (II.71)), a expressão (III.40) torna-se :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = A_{1n} \log \left[ Re_{MR} f^{(1-n'/2)} \right] + C'_n \quad (III.44)$$

Para o caso de fluidos newtonianos o número de Reynolds de Metzner e Reed se reduz ao número de Reynolds básico (equação (II.59)) e, a equação (III.44) se torna a própria equação de Prandtl (equação (III.41)), de onde se conclui que, para  $n' = 1$  :

$$A_{1n}(1) = 4,0 \quad (III.45)$$

$$C'_n(1) = -0,40 \quad (III.46)$$

Dodge e Metzner<sup>(23)</sup> analisaram o caso limite de pseudoplasticidade extrema, quando  $n' = 0$ . Neste caso o perfil de velocidades do escoamento turbulento é igual ao do escoamento laminar, que seria totalmente achatado, de tal forma que a curva  $1/\sqrt{f} \times \log \left[ Re_{MR} f \right]$  seria uma reta de inclinação infinita e, conseqüentemente :

$$A_{1n}(0) = \infty \quad (III.47)$$

$$C'_n(0) = - \dots \quad (\text{III.48})$$

Para analisar a função  $\Lambda_{1n}$ , Dodge e Metzner<sup>(23)</sup> recorreram a análise da seguinte expressão, obtida durante o desenvolvimento teórico :

$$\frac{U_m - u}{u_\tau} = -n' \Lambda_{1n} \ln \xi \quad (\text{III.49})$$

onde :  $U_m$  - velocidade linear máxima, no centro do tubo

$u$  - velocidade linear local a uma dada posição radial  $r$

$u_\tau$  - velocidade de atrito ( $= \sqrt{\tau_w / \rho}$ )

$\xi$  - parâmetro adimensional de localização ( $= y/R$ )

$y$  - distância radial a partir da parede do tubo ( $= R-r$ )

$R$  - raio do tubo

$r$  - posição radial de um dado ponto

Analisando a equação (III.49), Dodge e Metzner<sup>(23)</sup> concluíram que :

$$\Lambda_{1n} \geq 0 \quad (\text{III.50})$$

e, no caso de pseuplásticidade extrema ( $n' = 0$ ):

$$\lim_{n' \rightarrow 0} (n' \Lambda_{1n}) = 0 \quad (\text{III.51})$$

pois, nesse caso o perfil de velocidades é totalmente achatado e conseqüentemente  $U_m - u = 0$ . Além disso, a medida que  $n'$  aumenta, o termo  $(U_m - u)$  aumenta mas, até um valor limitado

do, o que levou os autores a concluírem que :

$$\lim_{n' \rightarrow \infty} (A_{1n}) = 0 \quad (\text{III.52})$$

À medida que o índice de comportamento -  $n'$  - diminui em direção a zero, o perfil de velocidades torna-se mais achtado. Dodge e Metzner<sup>(23)</sup> admitiram a hipótese de que esse "achtamento" não passa por um mínimo, de modo que, para uma dada posição radial, o termo  $(U_m - u)$  decresce monotonicamente com o decréscimo de  $n'$  e, conseqüentemente o termo  $(n'A_{1n})$  tem o mesmo comportamento.

Como Dodge e Metzner<sup>(23)</sup> utilizaram o fluido newtoniano como referência, eles estabeleceram também as seguintes restrições para a função  $A_{1n}$ :

$$n' < 1 \rightarrow A_{1n} < (4,0/n') \quad (\text{III.53})$$

$$n' > 1 \rightarrow A_{1n} > (4,0/n') \quad (\text{III.54})$$

Com o objetivo de testar a validade do desenvolvimento teórico proposto e, em caso afirmativo, calcular as funções  $A_{1n}$  e  $C'_n$ , Dodge e Metzner<sup>(23)</sup> realizaram ensaios experimentais com soluções aquosas de polímeros e suspensões de argilas. O equipamento utilizado constituiu-se de tubos de latão de parede lisa de 1/2 in, 1 in e 2 in de diâmetro nominal, munidos de tomadas de pressão de forma a permitir verificar a uniformidade na queda de pressão, dispostas de modo a não permitir a interferência dos efeitos de entrada. O sistema utilizado possuía recirculação e a vazão era medida através de

um medidor Foxboro colocado no reciclo e, foi inicialmente testado com água e solução de açúcar, de comportamento newtoniano. Com os fluidos não newtonianos foram obtidos alguns dados também na região de escoamento laminar, para que fosse possível determinar o início da turbulência.

Para obtenção dos parâmetros reológicos, Dodge e Metzner<sup>(23)</sup> utilizaram um viscosímetro capilar equipado com um banho termostático. Foram utilizados dois diferentes diâmetros de capilar, o que permitiu obter dados para valores de taxa de deformação até  $10^5 \text{ s}^{-1}$ . Os fluidos não newtonianos foram testados no viscosímetro antes e após os ensaios nos tubos de latão.

Como os resultados obtidos com os fluidos newtonianos ajustaram-se perfeitamente nas três regiões de escoamento, Dodge e Metzner<sup>(23)</sup> concluíram que tanto o equipamento quanto a técnica utilizados eram satisfatórios e, os dados obtidos eram confiáveis e precisos.

Na análise dos resultados obtidos com os fluidos não newtonianos, os autores verificaram que a região de escoamento laminar estendia-se um pouco além da observada para os fluidos newtonianos, o que pode ser facilmente entendido através da análise do comportamento do perfil de velocidades quando  $n'$  tende a zero. Quanto à região de transição, Dodge e Metzner<sup>(23)</sup> verificaram que sua extensão é comparável à dos fluidos newtonianos e, essa região tem início em  $Re_{MR} = 2100$ . Na região de escoamento turbulento, os autores verificaram que os resultados se situavam abaixo da curva dos fluidos newtonianos e, verificaram que a relação  $1/\sqrt{f} \times \log \left[ Re_{MR}^{(1-n'/2)} \right]$

era uma reta, cujo coeficiente angular era a função  $A_{ln}$ . Para cada tubo e cada fluido, Dodge e Metzner<sup>(23)</sup> calcularam, através do método dos mínimos quadrados, os valores de  $A_{ln}$  e  $C'_n$ , verificaram que havia uma pequena interferência do diâmetro nos valores de  $A_{ln}$  e  $C'_n$ , tanto para fluidos newtonianos como para os fluidos não newtonianos. No entanto, como já tinha sido verificado que esses parâmetros não são funções do diâmetro, para os fluidos newtonianos, os autores admitiram o mesmo para os fluidos não newtonianos.

As hipóteses de que  $A_{ln}$  seja função do índice de comportamento, sugeriram aos autores, que um gráfico de  $\log A_{ln}$  em função de  $\log n'$  seria útil para o estudo da função  $A_{ln}$ . Pelo método dos mínimos quadrados, Dodge e Metzner<sup>(23)</sup> obtiveram o seguinte resultado :

$$A_{ln} = \frac{4,0}{(n')^{0,75}} \quad (\text{III.55})$$

impondo a condição dada na equação (III.45).

A equação (III.55) satisfaz a todas as condições e restrições impostas à função  $A_{ln}$  e, os autores ressaltam que apesar de empírica ela é compatível com a análise teórica desenvolvida.

Elaborando um gráfico de  $\log(-C'_n)$  em função de  $\log n'$ , os autores utilizaram o procedimento anterior para analisar a função  $C'_n$ . No gráfico construído, os autores verificaram uma grande dispersão dos pontos experimentais, que eles atribuíram à imprecisão na determinação dos valores de  $C'_n$ . Utilizando o

método dos mínimos quadrados e, impondo a condição dada pela equação (III.46), os autores chegaram a :

$$C'_n = \frac{-0,40}{(n')^{1,2}} \quad (\text{III.56})$$

que também satisfaz a todas as condições impostas anteriormente.

Com as equações (III.55) e (III.56) a correlação dada pela equação (III.44) torna-se :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = \frac{4,0}{(n')^{0,75}} \log \left[ \text{Re}_{MR} f^{(1-n'/2)} \right] - \frac{0,40}{(n')^{1,2}} \quad (\text{III.57})$$

A equação (III.57) foi obtida com os dados do escoamento de fluidos cujo comportamento reológico pode ser descrito pelo modelo de Ostwald-de-Waele, para valores de índice de comportamento entre 0,36 e 0,73 e valores de número de Reynolds entre 2900 e 36000, totalizando 146 pontos experimentais. Na comparação entre os valores experimentais e os preditos pela equação (III.57), os autores verificaram que 69% dos pontos encontravam-se em uma faixa de  $\pm 2,4\%$  em relação aos valores experimentais e, além disso, o desvio médio absoluto era de 1,9%, com um desvio máximo de 8,5%.

Com o intuito de facilitar a utilização da equação (III.57), Dodge e Metzner<sup>(23)</sup> apresentaram uma representação gráfica de seus resultados, que se encontra na Figura III.6.

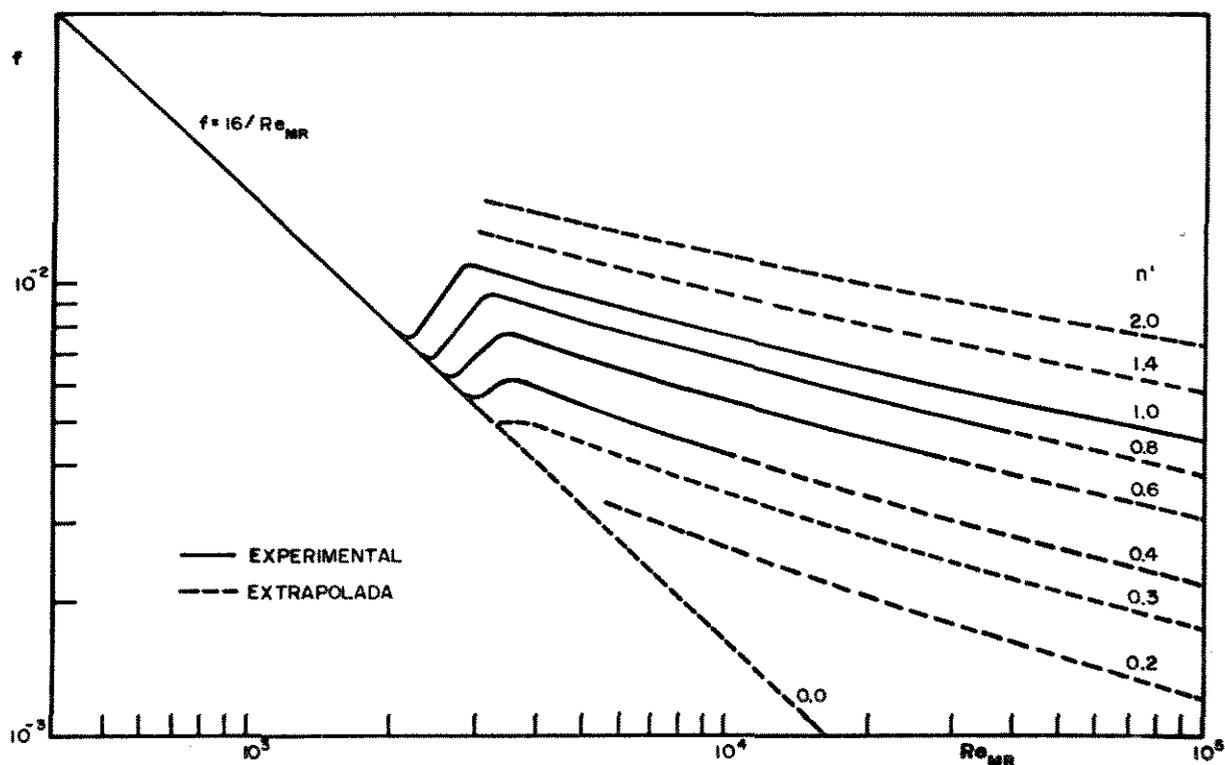


Figura III.6 - Coeficiente de atrito de Fanning em função do  $Re_{MR}$ , pela correlação de Dodge e Metzner<sup>(23)</sup> (equação III.57)

Na Figura III.6, as retas cheias correspondem à região dos dados experimentais e, as pontilhadas foram obtidas por extrapolação ( $0,2 < n' < 0,36$  e  $1,0 < n' < 2,0$  e/ou  $Re_{MR} > 36000$ ). Os autores afirmam que consideram válidas as extrapolações porque as hipóteses admitidas no desenvolvimento teórico continuam sendo válidas na região onde se efetuou a extrapolação.

A equação (III.57) foi obtida com os dados das soluções poliméricas, cujo comportamento reológico segue o modelo de Ostwald-de-Waele. No entanto, os autores utilizaram essa

correlação para o caso das suspensões de argilas, que não se comportavam segundo o modelo de Ostwald-de-Waele e, verificaram que ela prediz muito bem o coeficiente de atrito nesse caso também. Dodge e Metzner<sup>(23)</sup> concluíram então que a equação (III.57) é válida para qualquer fluido não newtoniano, independente do tempo e não elástico, independentemente da classificação reológica utilizada.

Os autores sô ressaltam a necessidade de calcular o índice de comportamento ao valor real da tensão de cisalhamento na parede, quando  $n'$  é uma função da tensão de cisalhamento.

### 1.2.2 - Correlações de Tomita

#### a - Fluidos de Bingham

Tomita<sup>(28)</sup> aplicou o conceito de comprimento de mistura de Prandtl ao escoamento turbulento de fluidos de Bingham e, definiu um coeficiente de atrito modificado, aplicável somente aos fluidos de Bingham, dada por :

$$f_{BT} = \frac{D\Delta P}{2L\rho V^2(1-x)} \quad (\text{III.58})$$

onde :  $x = \frac{\tau}{\tau_w}$

Tomita<sup>(28)</sup> definiu, também, um número de Reynolds específico para os fluidos de Bingham, dado por :

$$Re_{BT} = \frac{\rho VD}{\eta} \left[ \frac{(1-x)(x^4 - 4x + 3)}{3} \right] \quad (\text{III.59})$$

e utilizou essas definições na seguinte correlação :

$$\frac{1}{\sqrt{f_{BT}}} = 4 \log(\text{Re}_{BT} \sqrt{f_{BT}})^{-0,40} \quad (\text{III.60})$$

Ou seja, Tomita<sup>(28)</sup> modificou as definições de coeficiente de atrito e de número de Reynolds e utilizou-as numa correlação do tipo Prandtl, com as mesmas constantes utilizadas para os fluidos newtonianos.

Para testar a validade da equação (III.60), Tomita<sup>(28)</sup> utilizou dados experimentais obtidos com suspensões e sucos cujas tensões residuais situavam-se entre 0,0622 kgf/m<sup>2</sup> e 2,93 kgf/m<sup>2</sup>, e cujos coeficientes de rigidez estavam entre 0,00555 kg/ms e 0,0243 kg/ms. Os tubos utilizados nesses ensaios eram de 2 in, 3 in e 4 in de diâmetro e, os números de Reynolds -  $\text{Re}_{BT}$  - obtidos estavam entre  $3 \times 10^3$  e  $3 \times 10^4$ . Tomita<sup>(28)</sup> observou que a equação (III.60) representava muito bem todos esses dados experimentais na região de escoamento turbulento e, para a região de escoamento laminar observava-se que :

$$f_{BT} = \frac{16}{\text{Re}_{BT}} \quad (\text{III.61})$$

Govier e Winning<sup>(29)</sup> definiram um número de Reynolds generalizado para fluidos de Bingham, dado por:

$$\text{Re}_B = \frac{\rho V D}{\eta} \quad (\text{III.62})$$

que se relaciona ao número de Reynolds de Tomita para fluidos de Bingham através de:

$$\text{Re}_{\text{BT}} = \frac{(1-x)(x^4 - 4x + 3)}{3} \text{Re}_B \quad (\text{III.63})$$

O coeficiente de atrito modificado de Tomita, aplicável a fluidos de Bingham, também se relaciona ao coeficiente de atrito de Fanning :

$$f_{\text{BT}} = \frac{f}{1-x} \quad (\text{III.64})$$

b - Fluidos Power-Law

Os fluidos de comportamento reológico descrito pelo modelo de Ostwald-de-Waele são também chamados fluidos power-law. Para esses fluidos, Tomita<sup>(28)</sup> definiu, a partir de considerações de similaridade, um coeficiente de atrito modificado, dado por :

$$f_{\text{PLT}} = \frac{2D\Delta P(1+2n)}{3L\rho V^2(1+3n)} \quad (\text{III.65})$$

e um número de Reynolds modificado, aplicável somente a fluidos power-law, dado por :

$$\text{Re}_{\text{PLT}} = \frac{6 \left[ \frac{(3n+1)}{n} \right]^{1-n} D^n V^{2-n} \rho}{2^n \left[ \frac{(2n+1)}{n} \right] K} \quad (\text{III.66})$$

Tomita<sup>(28)</sup> deduziu as expressões (III.65) e (III.66)

para o escoamento laminar, quando elas se relacionam através de :

$$f_{\text{PLT}} = \frac{16}{\text{Re}_{\text{PLT}}} \quad (\text{III.67})$$

No entanto, ele utilizou essas expressões em uma correlação do tipo Prandtl, com as mesmas constantes dos fluidos newtonianos, ou seja, Tomita<sup>(28)</sup> propôs a seguinte correlação para fluidos power-law, em escoamento turbulento:

$$\frac{1}{\sqrt{f_{\text{PLT}}}} = 4,0 \log(\text{Re}_{\text{PLT}} \sqrt{f_{\text{PLT}}}) - 0,40 \quad (\text{III.68})$$

Para verificar a validade da equação (III.68), Tomita<sup>(28)</sup> utilizou quarenta pontos experimentais obtidos com o escoamento de pasta de amido e suco de limão, em tubos de 0,34 cm., 0,64 cm., 1,06 cm., 1,27 cm. e 5,08 cm. de diâmetro, para  $\text{Re}_{\text{PLT}}$  entre 3000 e 30.000. O índice de comportamento dos fluidos utilizados estava entre 0,18 e 0,95. Tomita<sup>(28)</sup>, constatou, então, que as equações (III.67) e (III.68) representavam os dados experimentais no escoamento laminar e turbulento, respectivamente.

O número de Reynolds modificado de Tomita para fluidos power-law relaciona-se ao número de Reynolds de Metzner e Reed através de :

$$\text{Re}_{\text{PLT}} = \frac{3}{4} \left( \frac{3n+1}{2n+1} \right) \text{Re}_{\text{MR}} \quad (\text{III.69})$$

e, o coeficiente de atrito  $f_{PLT}$  se relaciona ao coeficiente de atrito de Fanning por :

$$f_{PLT} = \frac{4}{3} \left( \frac{2n+1}{3n+1} \right) f \quad (III.70)$$

Para o caso de fluidos newtonianos, a equação (III.65) se reduz ao coeficiente de atrito de Fanning e, a equação (III.66) torna-se o número de Reynolds básico (equação (II.59)) e, conseqüentemente a equação (III.68) fica sendo a própria correlação de Prandtl, ou seja, para os fluidos newtonianos a correlação de Tomita é a equação (III.41):

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 4,0 \log (Re\sqrt{f}) - 0,40 \quad (III.41)$$

### 1.2.3 - Correlação de Clapp

Utilizando as aproximações de Prandtl e Von Karman, Clapp<sup>(30)</sup> obteve o perfil de velocidades do escoamento de fluidos power-law em tubos lisos e, a partir daí obteve uma correlação para o coeficiente de atrito de Fanning, dada por :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = \frac{2,69}{n} - 2,95 + \frac{4,53}{n} \log \left[ Re_{PLC}(f)^{1-(n/2)} \right] + \frac{0,68}{n} (5n-8) \quad (III.71)$$

$$\text{onde : } Re_{PLC} = \frac{\rho V^{2-n} D^n}{K 8^{n-1}} \quad (III.72)$$

As constantes da equação (III.71) foram obtidas atra

vés de dados experimentais do perfil de velocidades do escoamento de fluidos pseudoplásticos, com índice de comportamento entre 0,698 e 0,813 e,  $Re_{PLT}$  entre 5480 e 42800. Clapp<sup>(30)</sup> verificou que a sua correlação (equação (III.71)) representava esses dados experimentais com um desvio de  $\pm 5\%$ .

A correlação de Clapp, quando comparada com a de Dodge e Metzner, mostra-se equivalente a esta última quando  $Re_{MR}$  se situa abaixo de 15000 e  $n = 0,8$  mas, para valores maiores de  $Re_{MR}$ , a correlação de Clapp prediz valores menores para o coeficiente de atrito, assim como para valores de  $n$  distintos de 0,8<sup>(1)</sup>.

#### 1.2.4 - Correlação BNS

A correlação BNS, desenvolvida por Bobok, Navratil e Szilas<sup>(31)</sup>, foi a primeira correlação, deduzida analiticamente, para predição do coeficiente de atrito de fluidos não newtonianos, envolvendo também a rugosidade relativa do tubo.

Na dedução analítica da correlação BNS, os autores consideraram que, na subcamada laminar do escoamento turbulento, as flutuações turbulentas são desprezáveis em relação ao efeito da viscosidade. Como a subcamada laminar é muito fina, os autores admitiram que a tensão de cisalhamento pode ser considerada constante e igual ao valor da tensão de cisalhamento na parede do tubo. Utilizando essas hipóteses na equação de balanço do momentum, os autores deduziram uma expressão para a distribuição da velocidade linear na subcamada laminar.

Na região externa à subcamada laminar, Bobok, Navratil

e Szilas<sup>(31)</sup> admitiram que o efeito das flutuações turbulentas é preponderante em relação ao efeito da viscosidade. Com a aplicação desta hipótese à equação de balanço do momentum, os autores<sup>(31)</sup> obtiveram uma expressão para a distribuição de velocidade linear na região turbulenta do escoamento. Como o perfil de velocidades deve ser único para todas as regiões do escoamento, os autores admitiram que as expressões para distribuição de velocidades, obtidas para a subcamada laminar e para a região turbulenta do escoamento, eram iguais, de modo que, utilizando-se a generalização da hipótese de Prandtl e o número de Reynolds generalizado de Metzner e Reed, e, calculando as constantes resultantes para o caso de fluidos newtonianos, os autores propuseram a seguinte correlação para predição do coeficiente de atrito, no escoamento turbulento parcialmente influenciado pela rugosidade relativa :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \log \left[ \frac{10^{-\beta/2}}{Re_{MR} \lambda^{(2-n)/2n}} + \frac{\epsilon}{3,71D} \right] \quad (\text{III.73})$$

$$\text{onde : } \beta = 1,51^{1/n} \left( \frac{0,707}{n} + 2,12 \right) - \frac{4,015}{n} - 1,057 \quad (\text{III.74})$$

$\lambda$  - coeficiente de atrito de Darcy-Weisbach

$n$  - índice de comportamento do fluido

$\epsilon$  - rugosidade do tubo

Para o escoamento turbulento de fluidos não newtonianos em tubos hidraulicamente lisos os autores propuseram a seguinte correlação :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = \frac{2}{n} \log \left[ \text{Re}_{MR} \lambda^{1-(n/2)} \right] + \beta \quad (\text{III.75})$$

Com o objetivo de testar a precisão da correlação BNS, Bobok, Navratil e Szilas<sup>(31)</sup> utilizaram dados experimentais obtidos no escoamento de óleos pseudoplásticos em um oleoduto de 161,3 km de extensão, 305 mm. de diâmetro e rugosidade relativa igual a  $4 \times 10^{-4}$ . O oleoduto possuía também, medidores de vazão, queda de pressão e temperatura em sete pontos diferentes.

Os dados reológicos foram obtidos em um viscosímetro rotatório à temperatura do escoamento e, no escoamento turbulento os valores do número de Reynolds de Metzner e Reed situaram-se na faixa compreendida entre  $10^4$  e  $10^5$ .

Os valores do coeficiente de atrito preditos pela correlação BNS (equação (III.73) e (III.74)) quando comparados aos valores experimentais, apresentaram um desvio médio absoluto de 4,13% e um desvio padrão de 0,81%.

Bobok, Navratil e Szilas<sup>(31)</sup> compararam o desempenho da correlação BNS, ao desempenho das correlações de Shaver e Merrill, Dodge e Metzner, Tomita e Clapp em relação aos coeficientes de atrito experimentais, na faixa compreendida entre 0,0185 e 0,0247. Neste caso a correlação BNS mostrou-se muito superior às outras e, os autores verificaram que a correlação de Clapp era a que predizia os valores mais próximos dos preditos pela correlação BNS, que por sua vez eram os mais próximos dos experimentais. Na Tabela III.1 encontra-se o de

sempenho dessas correlações, apresentadas por Bobok, Navratil e Szilas<sup>(31)</sup>

	Desvio Padrão	Desvio Médio Absoluto
Shaver e Merrill	3,08%	15,14%
Dodge e Metzner	1,31%	6,39%
Tomita	4,14%	20,11%
Clapp	1,11%	4,70%
BNS	0,81%	4,13%

Tabela III.1 - Desempenho das várias correlações de Predição do Coeficiente de Atrito

## 2 - Redução do Arraste

Quando um fluido se movimenta em relação a uma superfície sólida, a força exercida sobre a superfície na direção do movimento é a força de arraste. Esse arraste causa uma dissipação de energia, que os cientistas e tecnólogos têm tentado minimizar.

Como as subcamadas turbulentas dissipam mais energia do que o escoamento laminar, uma das propostas para diminuir o arraste consiste em estabilizar a situação laminar.

Toms<sup>(32)</sup> observou o fenômeno, inicialmente denominado por fenômeno de Toms e posteriormente denominado redução do arraste por Savins<sup>(33)</sup>, que causava uma queda na dissipação de energia pelo arraste. Toms<sup>(32)</sup> verificou que alguns aditivos, sob certas condições de escoamento em tubos, podem redu

zir significativamente o arraste. Posteriormente outros autores<sup>(34)</sup> verificaram que esses aditivos podem ser macromoléculas poliméricas, partículas ou fibras insolúveis ou colóides aglomerados.

A redução do arraste é um fenômeno distinto do decréscimo do coeficiente de atrito que os fluidos pseudoplásticos apresentam no escoamento turbulento, sendo necessário definir a redução do arraste para uma mesma vazão com e sem aditivo. Portanto, a redução do arraste só ficará evidente quando o coeficiente de atrito for expresso em função das propriedades do solvente ou do número de Reynolds do solvente, que é o número de Reynolds calculado com as propriedades do solvente mas, à velocidade de escoamento da solução ou suspensão.

## 2.1 - Aditivos Eficientes na Redução do Arraste

Os polímeros de alto peso molecular são aditivos particularmente eficientes na redução do arraste mesmo a concentrações muito baixas. Essa é uma das motivações principais para o estudo das soluções de polímeros de alto peso molecular, tanto em solventes orgânicos como inorgânicos.

As propriedades mais importantes, que são comuns a esses aditivos eficientes são :

- a) estrutura de cadeia muito longa com pouca ou nenhuma ramificação
- b) alto peso molecular
- c) flexibilidade
- d) boa solubilidade

Como regra geral pode-se afirmar que qualquer substância macromolecular de boa solubilidade, alto peso molecular e estrutura molecular próxima da linear, é um provável aditivo eficiente na redução do arraste.

## 2.2 - Escoamento de Soluções Poliméricas Diluídas em Tubos

O fenômeno da redução do arraste só se torna evidente quando os valores do coeficiente de atrito são graficados em função do número de Reynolds do solvente. Nos casos em que a solução é fortemente pseudoplástica pode-se utilizar um número de Reynolds generalizado, o que irá permitir que os valores da região laminar sejam bem correlacionados por  $16/Re$  mas, não irá indicar diretamente a redução do arraste.

Quando se utiliza o número de Reynolds do solvente, observa-se que os valores de coeficiente de atrito na região de escoamento laminar afastam-se da reta  $16/Re_s$ , sendo maiores do que os valores preditos. Isto deve-se ao fato de que a viscosidade da solução é maior do que a viscosidade do solvente puro, que é utilizado no cálculo do número de Reynolds do solvente.

No escoamento turbulento, os efeitos dessa variação na viscosidade podem não ser tão evidentes, de tal forma que a curva para a solução pode ser coincidente com a do solvente puro, até um certo valor crítico de número de Reynolds. Quando se ultrapassa esse número de Reynolds crítico, verifica-se o fenômeno da redução do arraste.

### 2.2.1 - Efeito do Diâmetro

O número de Reynolds crítico, a partir do qual se verifica a redução do arraste, depende do diâmetro do tubo, sendo maior para diâmetros maiores, de forma as curvas típicas podem se apresentar como no esquema da Figura III.7.

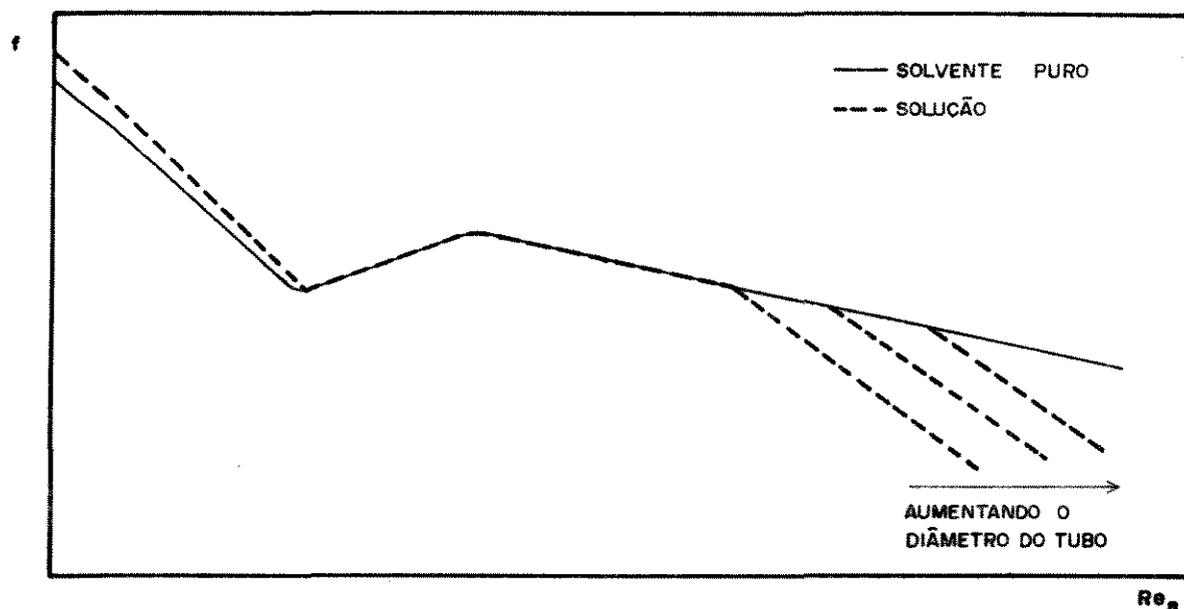


Figura III.7 - Esquema do efeito do diâmetro de tubo na redução do arraste<sup>(14)</sup>

### 2.2.2 - Efeito da Concentração

Para um mesmo diâmetro de tubo, o número de Reynolds crítico, do início da redução do arraste, depende também da concentração. Esse número de Reynolds diminui com o aumento da concentração, até uma concentração limite, acima da qual maiores aumentos na concentração não causam maior redução do arraste.

No gráfico do coeficiente de atrito, a redução do arraste tende a uma assíntota limite, que é a curva que repre

sentam os menores valores de coeficiente de atrito possíveis de se obter. Essa curva é chamada assíntota limite de redução do arraste e, ela representa 80% do coeficiente de atrito que seria obtido pela extrapolação da relação laminar ( $f = 16/Re$ ).

A assíntota limite é independente do tipo de aditivo utilizado e do diâmetro de tubo. Portanto, para qualquer diâmetro de tubo e qualquer aditivo, sempre haverá uma concentração que possibilite a máxima redução do arraste.

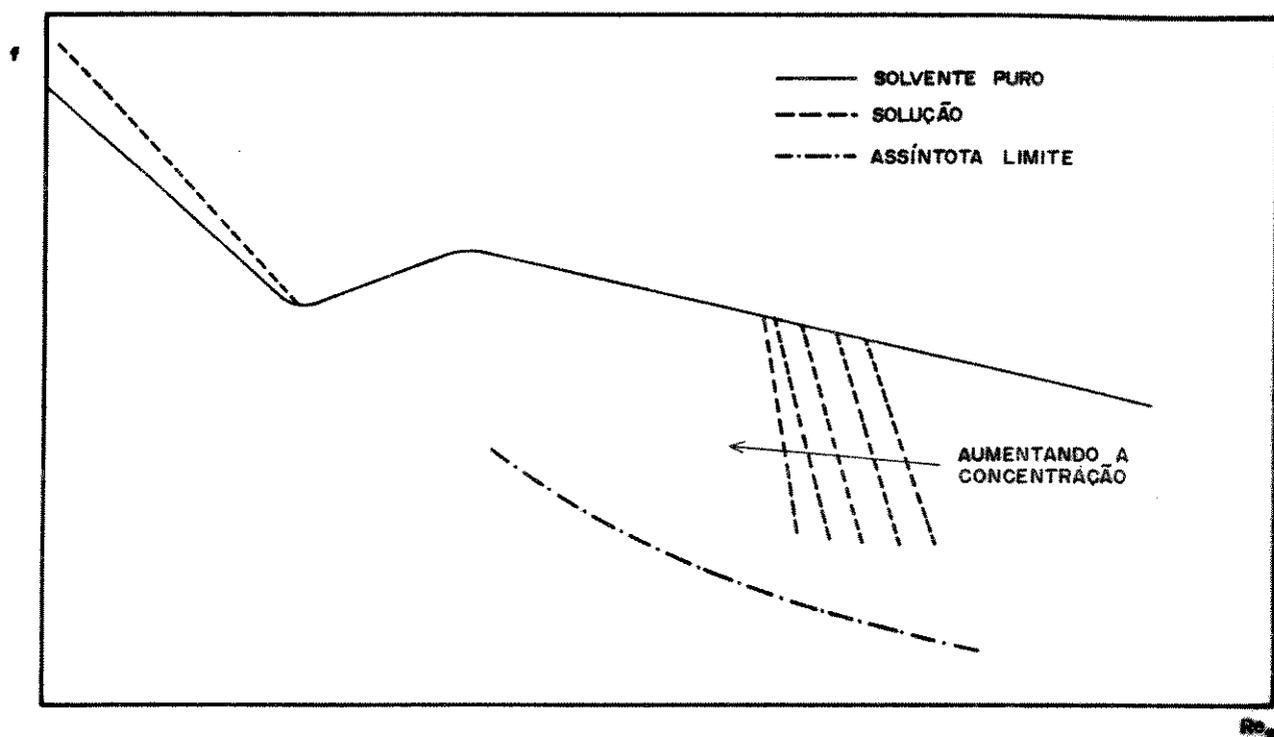


Figura III.8 - Esquema da influência da concentração na redução do arraste e a assíntota limite de máxima redução do arraste<sup>(14)</sup>

Na Figura III.8 encontra-se um esquema das curvas que podem ser verificadas para o coeficiente de atrito de uma

solução que cause redução do arraste.

### 2.2.3 - Atraso da Transição

O início da transição do escoamento laminar para o turbulento pode ser definido como o ponto onde a curva do coeficiente de atrito se desvia da reta para o escoamento laminar ( $16/Re$ ).

Para um polímero muito eficiente na redução do arraste, a concentração pode ser tão elevada e o diâmetro de tubo pode ser pequeno, de tal forma que o início da redução do arraste se situa na região do escoamento laminar. Nesse caso verifica-se que, a curva do coeficiente de atrito em função do número de Reynolds não apresenta nenhuma pequena falha que possa representar a transição. Este efeito pode ser definido como atraso da transição pois, somente para números de Reynolds muito elevados é que será verificado um pequeno desvio em relação à curva do escoamento laminar, como se vê no esquema da Figura III.9.

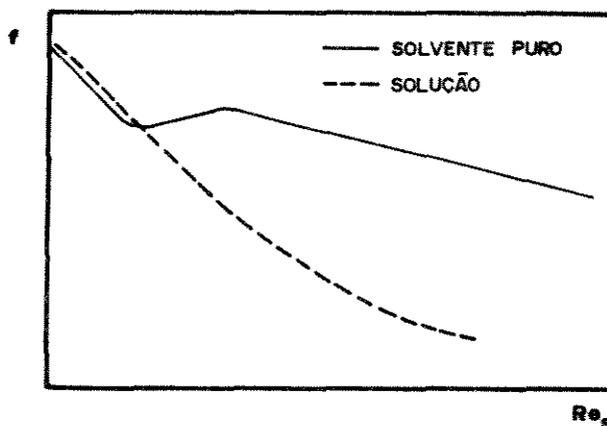


Figura III.9 - Esquema da curva do coeficiente de atrito em função do número de Reynolds do solvente para o escoamento de uma solução de um polímero eficiente em tubo pequeno<sup>(14)</sup>

A Figura III.9 mostra o esquema da curva do coeficiente de atrito para um caso extremo de atraso da transição. No entanto, o atraso da transição pode ocorrer de modo mais suave, ou seja, a transição pode ter início a um número de Reynolds maior do que o do solvente puro, tal como no esquema da Figura III.10.

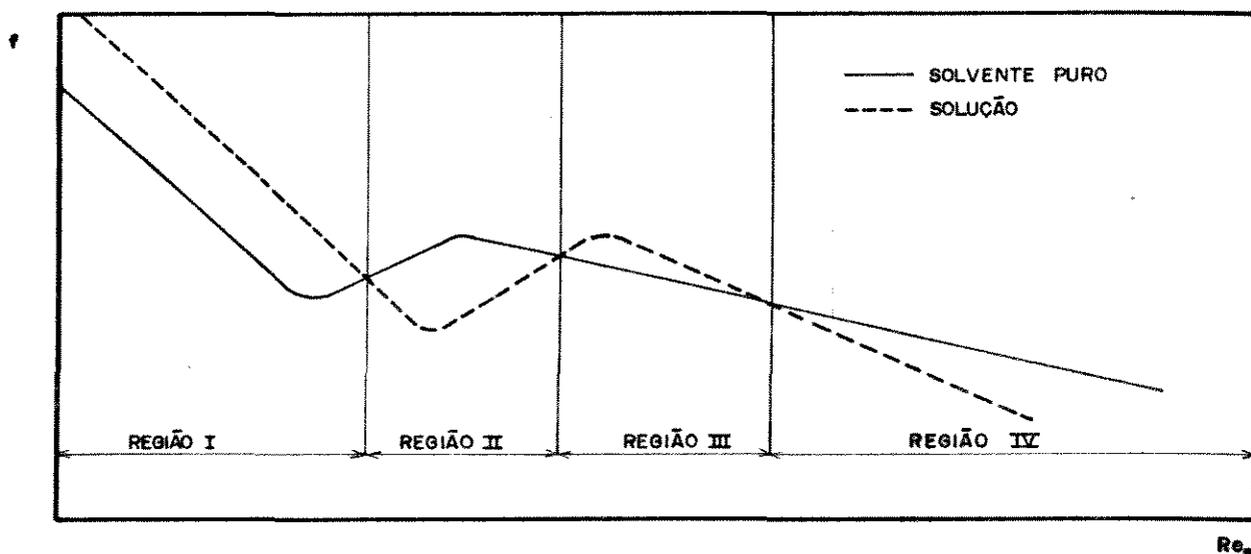


Figura III.10 - Esquema da curva do coeficiente de atrito para uma solução redutora do arraste, com atraso da transição<sup>(34)</sup>

No caso esquematizado na Figura III.10 ocorre um atraso da transição mas, a transição se verifica. Nessa situação é possível analisar quatro diferentes regiões de comportamento do coeficiente de atrito. Na região I, o escoamento é laminar e o arraste é maior por causa da viscosidade da solução, que é maior do que a do solvente puro. Na região II ocorre o final do regime laminar e o início da transição, que se inicia a um número de Reynolds maior do que o do solvente puro.

Na região III, a transição atrasada termina e inicia-se o escoamento turbulento, sendo que o coeficiente de atrito nessa região, é maior do que para o solvente puro. Ao atingir um certo número de Reynolds crítico começa a ocorrer a redução do arraste, quando então tem início a Região IV. Portanto, nas regiões II e IV do esquema da Figura III.10 verifica-se que o coeficiente de atrito da solução é menor do que o do solvente puro.

No entanto, os fluidos fortemente pseudoplásticos apresentam curvas do coeficiente de atrito semelhantes à do esquema da Figura III.10. Para esses casos verificam-se as três primeiras regiões mas, não se verifica a Região IV pois, o coeficiente de atrito sempre será maior para a solução, a não ser na Região II.

Portanto, a região II do esquema da Figura III.10 não caracteriza o fenômeno da redução do arraste mas, a verificação da Região IV permite concluir que a solução é redutora do arraste.

#### 2.2.4 - Início da Redução do Arraste

A determinação do número de Reynolds do solvente que caracteriza o início do fenômeno da redução do arraste, não é tão simples como podem levar a concluir as Figuras III.7 ou III.8 ou III.10. Os dados experimentais admitem alguma incerteza na definição do ponto de início da redução do arraste, sendo que a incerteza torna-se maior para as concentrações mais baixas de aditivos menos eficientes, quando então a curva do coeficiente de atrito para a solução diverge da do sol

vente somente por um pequeno angulo. Nessa situação, nem mesmo várias medidas restritas às vizinhanças desse ponto se mostram suficientes para determiná-lo. Seria necessário obter várias medidas experimentais para valores muito maiores de número de Reynolds e, a partir desses valores extrapolar a curva até o ponto onde ela intercepte a curva do solvente puro. Dessa forma a curva do coeficiente de atrito estaria bem definida na região de redução do arraste e, conseqüentemente sua extrapolação seria mais aceitável. É óbvio que se as curvas, tanto do solvente puro quanto da solução, puderem ser consideradas retas no gráfico logarítmico, o ponto de intersecção poderá ser razoavelmente bem definido. No entanto, para o escoamento de soluções muito diluídas de polímeros menos eficientes em tubos maiores, pode-se questionar esse procedimento pois, a curva da solução poderia ser tangente à do solvente puro, ao invés de interceptá-la com um ângulo não nulo<sup>(14)</sup>.

É claro que é interessante determinar, de algum modo o ponto de início da redução do arraste. No entanto, utilizar o número de Reynolds do solvente não parece ser o melhor critério, considerando que esse parâmetro depende do diâmetro do tubo e da concentração, como foi exposto nos itens 2.2.1 e 2.2.2, respectivamente.

Analisando os números de Reynolds do solvente nos quais tem início a redução do arraste -  $Re_s^*$ , descobriu-se que esses valores tinham em comum a mesma tensão de cisalhamento na parede, para uma solução de um dado polímero a uma certa concentração, independente do diâmetro do tubo. Considerando-se este fato, torna-se interessante utilizar os gráficos

de escoamento em tubos ( $\tau_w \times Q$ ) para determinar o ponto de início da redução do arraste, que passa a ser caracterizado por uma tensão de cisalhamento de início de redução do arraste -  $\tau_w^*$ , ao invés de se caracterizar por  $Re_s^*$ . No entanto, o gráfico de escoamento ( $\tau_w \times Q$ ) não resolve o problema da determinação do ponto de início da redução do arraste para o caso do escoamento de soluções diluídas de aditivos menos eficientes em tubos pequenos pois, as incertezas nas medidas experimentais continuam persistindo.

Um outro modo de apresentar os dados do escoamento, que também permite visualizar a redução do arraste, consiste em utilizar as coordenadas de Prandtl - Karman. Neste caso as coordenadas a serem utilizadas são:  $(1/\sqrt{f})$  em função de  $[\log (Re_s \sqrt{f})]$ . Virk<sup>(15)</sup> considera que esta é a forma mais natural para representação da redução do arraste em tubos, porque ela envolve a utilização de coordenadas que apresentam sentido físico. A ordenada envolve uma velocidade de atrito  $u_\tau = (\tau_w/\rho)^{1/2}$ , calculada através da tensão de cisalhamento na parede do tubo e, que pode ser considerada como uma medida de turbulência. Fisicamente a ordenada,  $(1/\sqrt{f} = V/u_\tau \sqrt{2})$  é uma razão entre as velocidades média e turbulenta, enquanto que a abscissa  $(Re_s \sqrt{f} = D u_\tau \sqrt{2}/\nu)$  é uma razão entre o comprimento característico do tubo e o comprimento característico da turbulência<sup>(15)</sup>. Entretanto, mesmo utilizando as coordenadas de Prandtl - Karman, o problema da determinação do início da redução do arraste no escoamento de soluções diluídas de aditivos menos eficientes em tubos pequenos, continua persistindo pelas mesmas razões já discutidas anteriormente.

### 2.2.5 - Degradação

A maior parte das soluções poliméricas eficientes na redução do arraste podem perder, total ou parcialmente, sua eficiência quando submetidas ao cisalhamento intenso e contínuo<sup>(20)</sup>. Esta queda na capacidade redutora do arraste é atribuída à degradação mecânica, que acredita-se seja consequência da ruptura permanente das longas cadeias macromoleculares, que se transformam em cadeias menores e menos eficientes na redução do arraste<sup>(20)</sup>.

A degradação mecânica pode não ser detectada em experimentos realizados em tubos de comprimento limitado, que se encontrem em sistemas onde não haja recirculação do fluido<sup>(14)</sup>.

Uma diminuição na viscosidade da solução acompanha a queda na eficiência de redução do arraste, causada pela degradação mecânica<sup>(14)</sup>. Gadd<sup>(14)</sup> afirma que essa diminuição na viscosidade sugere que há uma redução no peso molecular do soluto, o que poderia confirmar a hipótese da ruptura das cadeias poliméricas.

Gold, Amar e Swaidan<sup>(64)</sup> utilizaram soluções diluídas de poli-etileno-óxido, previamente submetidas à agitação contínua e intensa, e observaram que o início da degradação não dependia da concentração da solução. Além disso, eles verificaram também que o trabalho cisalhante previamente aplicado às soluções só causava um efeito significativo na redução do arraste, quando o cisalhamento aplicado era maior do que a tensão de cisalhamento necessária para iniciar a redução do arraste.

Virk, Merrill, Mickley e Smith<sup>(16)</sup> utilizaram soluções diluídas de poli-etileno-óxido em um sistema com recirculação e, verificaram que a degradação era pequena quando a vazão se situava próxima da vazão de início da redução do arraste mas, tornava-se mais severa à medida em que a vazão aumentava mais, o que parece estar de acordo com o fato observado por Gold, Amar e Swaidan<sup>(64)</sup>.

Wade e Kumar<sup>(65)</sup> utilizaram soluções aquosas diluídas de poliacrilamida, que fizeram escoar em regime turbulento através de um viscosímetro capilar, para estudar a degradação. As amostras degradadas eram coletadas após cada passagem através do viscosímetro e, eram então analisadas em microscópio eletrônico. As análises provaram que as moléculas poliméricas realmente eram rompidas pelo cisalhamento turbulento, causando uma diminuição no peso molecular do soluto, como pressupôs Gadd<sup>(14)</sup>.

Ellis, Ting e Nadolink<sup>(46)</sup> estudaram as propriedades da redução do arraste de soluções diluídas de poli-etileno-óxido e poliacrilamida, sob várias condições de envelhecimento e degradação mecânica. As soluções eram preparadas e armazenadas, e as amostras eram retiradas e testadas diariamente, de modo a se verificar se o tempo de armazenamento influenciava no desempenho redutor do arraste. Verificou-se que as soluções de 10, 25, 50 e 100 ppm apresentavam o mesmo pico de eficiência que o apresentado pelas soluções recém preparadas no entanto, a capacidade de resistir à degradação mecânica diminuiu com o envelhecimento da solução.

Gadd<sup>(14)</sup> e White<sup>(66)</sup> sugerem a hipótese de que a de-

gradação seja causada pela oxidação do soluto iniciada pela turbulência, ao invés da ruptura das cadeias poliméricas. Para sustentar esta hipótese, Gadd<sup>(14)</sup> cita o caso do poli-etileno-óxido de alto peso molecular, que sofre uma rápida degradação quando em solução preparada somente com água pura mas, ao se adicionar antioxidantes adequados a essas soluções, a degradação se reduz.

### 2.3 - Medidas da Redução do Arraste

No escoamento de uma solução redutora do arraste, a uma dada concentração em um dado tubo, quando se ultrapassa o ponto de início da redução do arraste, verifica-se que a redução do arraste aumenta com o aumento da vazão. Portanto, torna-se importante definir um parâmetro que expresse quantitativamente a redução do arraste.

Virk, Merrill, Mickley e Smith<sup>(16)</sup> utilizaram, em sua análise, os gráficos do escoamento em tubos ( $\tau_w \times Q$ ), o que os levou a definir o parâmetro - fração da redução do arraste, dada por :

$$R_F = \left[ 1 - (\tau_{wp} / \tau_{ws}) \right]_Q \quad (\text{III.76})$$

onde  $\tau_{wp}$  e  $\tau_{ws}$  são as tensões de cisalhamento na parede, no escoamento da solução polimérica e no escoamento do solvente puro, respectivamente, ambas tomadas à mesma vazão  $Q$ . Dividindo-se a equação (III.76) pela concentração, os autores definiram a fração específica da redução do arraste, dada então

por:

$$R_{F_{\text{esp}}} = R_F / c \quad (\text{III.77})$$

que à diluição infinita se torna a fração intrínseca de redução do arraste :

$$[R] = \lim_{c \rightarrow 0} (R_{F_{\text{esp}}}) \quad (\text{III.78})$$

que, por sua vez, representa uma medida da "eficiência" de redução do arraste na região de baixas concentrações. Analisando a forma das curvas de  $R_{F_{\text{esp}}}$  em função da concentração, em coordenadas log-log, verifica-se que elas apresentam duas retas assintóticas:

$$R_{F_{\text{esp}}} = [R] \quad (c \rightarrow 0) \quad (\text{III.79})$$

$$R_{F_{\text{esp}}} = R_{F_{\text{max}}} / c \quad (c \rightarrow \infty) \quad (\text{III.80})$$

e, a intersecção dessas retas define uma concentração, intrínseca, característica:

$$[C] = R_{F_{\text{max}}} / [R] \quad (\text{III.81})$$

Normalizando então as coordenadas das curvas R x C pelos parâmetros  $[R]$  e  $[C]$  respectivamente, os autores estabeleceram uma curva universal da redução do arraste, cujas coordenadas são:

$$\gamma = c / [C] \quad (\text{III.82})$$

$$\delta = R_{F_{\text{esp}}} [R] \quad (\text{III.83})$$

Utilizando os seus dados experimentais, os autores verificaram que o gráfico log-log de  $\delta$  em função de  $\gamma$  resulta em uma única curva, independente da concentração da solução, que pode ser razoavelmente expressa por :

$$\delta = 1/(1+\gamma) \quad (\text{III.84})$$

A redução do arraste também pode ser quantitativamente expressa através da queda de pressão apresentada pela solução e pelo solvente puro, ambas sob as mesmas condições de escoamento. Savins<sup>(17)</sup> definiu a porcentagem de redução do arraste utilizando a queda de pressão :

$$\% \text{ redução do arraste} = 100(1 - J_p/J_o) \quad (\text{III.85})$$

onde :  $J_p$  - queda de pressão apresentada pela solução.

$J_o$  - queda de pressão apresentada pelo solvente.

ambas medidas à mesma pseudo-taxa de deformação e, apresentou curvas da porcentagem de redução do arraste em função da tensão de cisalhamento.

Burger, Chorn e Perkins<sup>(18)</sup> também utilizaram queda de pressão para definir a porcentagem de redução do arraste:

$$\% \text{ redução do arraste} = \left[ (\Delta P_o - \Delta P_p) / \Delta P_p \right] \times 100 \quad (\text{III.86})$$

onde  $\Delta P_o$  e  $\Delta P_p$  são as quedas de pressão apresentadas pelo solvente puro e pela solução, respectivamente, sendo ambas medidas à mesma vazão volumétrica. No entanto, estes autores apresentam curvas da porcentagem de redução do arraste em função

da concentração da solução.

Para a utilização em projeto, parece ser mais interessante expressar a redução do arraste em função do coeficiente de atrito pois, dessa forma sua utilização torna-se mais prática. Virk<sup>(15)</sup> estudou o comportamento de soluções que se comportavam como fluido newtoniano na região inicial do escoamento turbulento, de modo que nessa região o coeficiente de atrito pode ser expresso pela equação de Prandtl:

$$f_N^{-1/2} = 4,0 \log_{10}(\text{Re } f^{1/2}) - 0,4 \quad (\text{III.41})$$

Utilizando o coeficiente de atrito calculado pela equação (III.41) e o coeficiente de atrito apresentado pela solução, ambos ao mesmo número de Reynolds, Virk<sup>(15)</sup> definiu a fração de redução do arraste através de :

$$R_{FV} = 1 - (f/f_N) \quad (\text{III.87})$$

Seyer e Metzner<sup>(19)</sup> definiram a fração de redução do arraste utilizando três diferentes coeficientes de atrito:

$$F_{RA} = \frac{f_1 - f}{f_t - f_1} \quad (\text{III.88})$$

onde:  $F_{RA}$  - fração de redução do arraste

$f_1$  - coeficiente de atrito laminar hipotético (calculado por  $16/\text{Re}$ )

$f_t$  - coeficiente de atrito predito para o escoamento turlento

$f$  - coeficiente de atrito real

sendo que todos os coeficientes de atrito se referem a um mesmo número de Reynolds. Seyer e Metzner<sup>(19)</sup> apresentaram seus resultados da fração de redução do arraste (equação (III.88)) em função do número de Reynolds de Metzner e Reed e do número de Deborah.

No presente trabalho, a redução do arraste será expressa em função da porcentagem de redução do arraste, calculada através dos coeficientes de atrito apresentados pela solução e pelo solvente puro ao mesmo número de Reynolds do solvente:

$$\%RA = \frac{f_{sv} - f_{sl}}{f_{sv}} \times 100 \quad (III.89)$$

onde : %RA - porcentagem de redução do arraste

$f_{sv}$  - coeficiente de atrito apresentado pelo solvente puro

$f_{sl}$  - coeficiente de atrito apresentado pela solução

ambos os coeficientes, ao mesmo número de Reynolds do solvente.

#### 2.4 - Características do fenômeno da redução do arraste

Considerando todas as observações até aqui expostas, surgem algumas características que definem o comportamento redutor do arraste de uma dada solução :

- i) A redução do arraste ocorre somente na região do escoamento turbulento.

- ii) A redução do arraste só se inicia quando se excede um certo valor de tensão de cisalhamento -  $\tau_w^*$ , que depende do tipo de polímero, do peso molecular e possivelmente da concentração da solução mas, independe do diâmetro do tubo<sup>(20)</sup>.
- iii) A redução do arraste diminui com o aumento do diâmetro do tubo, para uma dada solução a uma certa concentração.
- iv) Em geral, a redução do arraste aumenta com o aumento da concentração mas, esse acréscimo é limitado pela assíntota de máxima redução do arraste. Essa assíntota limite é independente das características da solução e do diâmetro do tubo. Ainda que seja necessário utilizar diferentes aditivos, sempre haverá uma concentração que permita atingir a máxima redução do arraste.
- v) Uma outra característica importante das soluções redutoras do arraste, que ainda não foi mencionada, é a degradação. A degradação só é notada em experimentos realizados em sistemas com recirculação e, se manifesta através da perda de eficiência na redução do arraste. Aparentemente, a degradação é causada por um processo mecânico e, são muitas as soluções redutoras do arraste que apresentam essa característica.

## 2.5 - Hipóteses do Mecanismo da Redução do Arraste

Um grande número de explicações teóricas tem sido sugerido para o mecanismo da redução do arraste, no entanto, nenhuma delas mostrou-se completamente satisfatória<sup>(35)</sup>. A

guir serão vistas algumas teorias que tentam explicar o mecanismo da redução do arraste.

### 2.5.1 - Modelo do Efeito de Parede - Diminuição do Cisalhamento

Toms<sup>(32)</sup>, em um dos primeiros artigos sobre polímeros redutores do arraste, sugeriu a possibilidade do escoamento da solução polimérica conter uma camada de parede "diminuidora do cisalhamento" que, devido à baixa viscosidade, levaria a menores coeficientes de atrito que os observados para o solvente puro. Portanto, segundo a explicação de Toms<sup>(32)</sup>, as soluções redutoras do arraste deveriam ser pseudoplásticas e deveriam ter baixa viscosidade. No entanto, o estudo reológico de soluções de poli-etileno-óxido, um aditivo muito eficiente na redução do arraste, mostrou que essas soluções são newtonianas, tornando-se pseudoplásticas a concentrações muito além da necessária para se obter a máxima redução do arraste e, além disso, quando pseudoplásticas, a viscosidade dessas soluções torna-se muito maior que a da água.

A teoria da "diminuição do cisalhamento" seria definitivamente descartada com o trabalho de Walsh<sup>(36)</sup>, que comprovou que as soluções de ácido polimetacrílico, de comportamento reológico dilatante, eram fortemente redutoras do arraste em meio alcalino, conforme citação de Hoyt<sup>(35)</sup>.

El'perin, Smol'skii e Leventhal<sup>(37)</sup> consideraram uma modificação da teoria do efeito de parede. Eles consideraram a hipótese de existir uma camada de moléculas poliméricas absorvidas na parede interna do tubo onde ocorre o escoamento,

moléculas essas provenientes da solução em escoamento. Esta camada absorvida deveria, de algum modo, diminuir a viscosidade de junto à parede do tubo, criar um efeito de escorregamento, amortecer as pulsações turbulentas e prevenir a iniciação de vortices nas paredes do tubo.

Davies e Ponter<sup>(38)</sup> descreveram testes em tubos de diâmetro pequeno, nos quais inicialmente escoava-se soluções poliméricas redutoras do arraste e, em seguida escoava-se o solvente puro. Os autores verificaram que o efeito da redução do arraste persistia por algum tempo, o que dava crédito à teoria da camada absorvida na parede, que com o escoamento do solvente puro era lentamente lavada e retirada. Entretanto, um trabalho posterior de Little<sup>(39)</sup>, realizado com tubos transparentes e solução polimérica tingida, mostrou que a "absorção" era na realidade um artifício experimental da solução polimérica, que ficava aprisionada na tomada de pressão e era lentamente difundida no escoamento do solvente puro.

Hoyt<sup>(35)</sup> referiu-se a um outro trabalho posterior de Little, Peyser e Singleterry<sup>(40)</sup>, através do qual concluiu-se que a absorção na superfície não estava relacionado ao efeito redutor do arraste.

Hoyt<sup>(35)</sup> conclui, então, que é impossível chegar a uma evidência conclusiva a respeito de camadas absorvidas ou ligadas à parede do tubo, ou a respeito da "diminuição do cisalhamento" na parede, ou a respeito de qualquer outra manifestação peculiar às macromoléculas, que possam contribuir para o fenômeno da redução do arraste.

#### 2.4.2 - Modelo de Tensões Normais

Hoyt<sup>(35)</sup> afirma que, intuitivamente, sente-se que uma certa variação nas propriedades da solução polimérica deve explicar o fenômeno da redução do arraste. Uma das possibilidades seria a existência de uma viscosidade anisotrópica, que seria baixa na direção do escoamento mas, em outras direções seria suficientemente elevada para amortecer uma porção substancial das oscilações que levam à turbulência. Esta hipótese é a base da teoria das diferenças das tensões normais, utilizada para estabelecer um mecanismo para a redução do arraste.

Elata e Poreh<sup>(41)</sup> derivaram as equações do movimento para o escoamento cisalhante turbulento bi-dimensional de um fluido que apresenta a viscosidade usual na direção do cisalhamento, além das viscosidades cruzadas. Nessas equações, além dos termos usuais para fluidos newtonianos, apareceram novos termos, que representam as tensões adicionais que reduzem a transferência de momentum na camada limite turbulenta e, que poderia ser um mecanismo da redução do arraste.

Gadd<sup>(42)</sup> tentou obter medidas das tensões normais em soluções de poli-etileno-óxido, poliacrilamida e, todas em concentrações que levavam à mesma capacidade redutora do arraste. Seus dados revelaram que havia uma substancial diferença nos componentes da tensão para a solução de poli-etileno-óxido mas, essa diferença não foi detectada nas outras soluções redutoras do arraste. Com isso Gadd<sup>(42)</sup> concluiu que não há qualquer correlação óbvia entre a eficiência na redu-

ção do arraste e as diferenças nas tensões normais.

Patterson e Zakin<sup>(43)</sup> obtiveram diferenças significativas nas tensões normais de soluções de poli-etileno-óxido. No entanto, suas soluções eram muito concentradas e portanto muito viscoelásticas, o que leva Hoyt<sup>(35)</sup> a afirmar que a aplicação dos cálculos de Patterson e Zakin<sup>(43)</sup> a soluções diluídas, como as utilizadas na redução do arraste, é questionável.

### 2.5.3 - Modelo da Agregação Molecular

Lumley<sup>(44)</sup> utilizou as expansões moleculares para explicar o crescimento da subcamada laminar mas, os cálculos indicaram que o estiramento das moléculas se constitui em um pequeno efeito. Por esse motivo Lumley<sup>(44)</sup> propôs o emaranhamento molecular como uma forma de aumentar e interferir na subcamada laminar.

Entretanto, a teoria do "emaranhado molecular" torna-se difícil de sustentar quando são examinadas as observações de Patterson<sup>(45)</sup>, que verificou o fenômeno da redução do arraste em uma solução de poli-etileno-óxido a 0,03 ppm. A essa concentração a distância de separação entre as moléculas é tão grande que parece improvável que pudesse ocorrer um emaranhamento molecular<sup>(35)</sup>.

Por outro lado, experiências como a de Ellis, Ting e Nadolink<sup>(46)</sup>, citada por Hoyt<sup>(35)</sup>, podem ser consideradas como argumento para o modelo da agregação molecular durante o fenômeno da redução do arraste. O experimento de Ellis, Ting e Nadolink<sup>(46)</sup> constituiu-se em mostrar que as soluções poli-

méricas armazenadas em vidros por várias semanas tinham menor capacidade redutora do arraste do que as soluções recém preparadas, o que levou a concluir que os "agregados moleculares" tornavam-se mais "desembaraçados" na solução armazenada.

Hoyt<sup>(35)</sup> ressalta que é necessário considerar que, nesse caso, as soluções poliméricas poderiam ter sido degradadas devido a várias causas no armazenamento e, talvez algum outro efeito, que não o de "desmanchar os aglomerados", tenha ocorrido e afetado a redução do arraste.

#### 2.5.4 - Modelo da Influência das Macromoléculas na Turbulência

Os primeiros trabalhos que tentaram estabelecer um mecanismo para o fenômeno da redução do arraste, supuseram que a supressão da turbulência<sup>(33)</sup>, causada por uma resistência a todas as instabilidades do escoamento, com o intuito de preservar o movimento laminar<sup>(14)</sup>, era a causa do fenômeno. Savins<sup>(33)</sup> foi o primeiro a expor um mecanismo deste tipo, onde ele supunha que a energia cinética dos movimentos turbulentos era armazenada pelas macromoléculas, suprimindo a turbulência e levando a coeficientes de atrito muito abaixo dos valores preditos.

No entanto, como afirma Gadd<sup>(14)</sup> não se pode admitir que as soluções poliméricas redutoras do arraste tenham a capacidade de opor resistência às instabilidades do escoamento pois, certas instabilidades são até incentivadas pelos aditivos eficientes na redução do arraste.

A hipótese colocada a seguir para explicar o mecanismo da redução do arraste, foi a de que haveria uma redução na

dissipação viscosa, e não uma supressão da turbulência. Portanto, segundo esta hipótese, os distúrbios que geram o movimento turbulento chegariam a ocorrer mas, a sua difusão no seio do fluido seria dificultada de algum modo de forma a evitar que todo o escoamento se tornasse turbulento. O modo pelo qual seria dificultada a difusão dos distúrbios que geram a turbulência, foi relacionado às propriedades e características das macromoléculas.

Gordon<sup>(52)</sup> foi um dos primeiros a expor este tipo de mecanismo mas, foi Peterlin<sup>(47)</sup> que tentou explicar o mecanismo pelo qual se dificultaria a difusão da turbulência. A teoria proposta por Peterlin<sup>(47)</sup> baseava-se na hipótese de que o início da transição, no caso de fluidos que não apresentam redução do arraste, é acompanhado pelo desenvolvimento e ruptura de certos vórtices resultantes dos distúrbios ou oscilações amplificadas da camada limite. Segundo Peterlin<sup>(47)</sup>, poder-se-ia considerar que as macromoléculas, por serem longas, poderiam atravessar o centro dos vórtices turbulentos, permanecendo com as pontas fora do vórtice enquanto que a seção intermediária seria tensionada, absorvendo energia cinética do vórtice e enfraquecendo-o, causando o espessamento da subcamada laminar e reduzindo o arraste.

Lacey<sup>(53)</sup> também propôs um mecanismo muito parecido com o de Peterlin<sup>(47)</sup>. Nesse mecanismo Lacey<sup>(53)</sup> considera que, em qualquer região turbulenta ou de turbulência incipiente, há uma grande quantidade de vórtices e, que existe um elevado gradiente de pressão entre o centro do vórtice e as outras partes externas ao vórtice. Se as partículas ou macromo

lêculas presentes no escoamento não forem muito grandes, elas escoarão segundo as linhas de corrente e não serão submetidas a esse gradiente de pressão. Por outro lado, se as partículas ou macromolêculas forem muito longas, elas poderão cruzar as linhas de corrente e serem então submetidas a essa diferença de pressão, que fará com que elas migrem em direção ao centro dos vórtices. Este mecanismo, segundo Lacey<sup>(53)</sup>, concentraria as macromolêculas poliméricas nos centros dos vórtices, elevando a viscosidade local e dissipando a energia dos vórtices, o que levaria a uma redução do arraste.

Gadd<sup>(48,49)</sup> pressupôs que o mecanismo envolvido na redução do arraste não se devia à dissipação de energia mas, à redução na geração de turbulência. Johson e Barchi<sup>(50)</sup> demonstraram essa hipótese experimentalmente, ao verificarem que a produção de pequenos eddies numa camada limite é reduzida na presença de polímeros que causam redução do arraste.

#### 2.5.5 - Modelo da Viscoelasticidade

Como muitas soluções poliméricas redutoras do arraste apresentam comportamento viscoelástico, principalmente se forem concentradas, muitos pesquisadores tentaram explicar o mecanismo da redução do arraste em função dos efeitos viscoelásticos<sup>(20)</sup>.

Patterson e Zakin<sup>(43)</sup> desenvolveram um modelo viscoelástico que demonstrava que a redução do arraste poderia ser predita sem a necessidade de se supor que ocorria uma redução na turbulência. Lockett<sup>(54)</sup> realizou pesquisas sobre a estabilidade dos escoamentos de fluidos viscoelásticos, que lhe

sugeriram que a viscoelasticidade pode reduzir o arraste turbulento. Lockett<sup>(54)</sup> não desenvolveu análises da turbulência mas, apresentou evidências experimentais que sustentam a sua proposta.

Ruckenstein<sup>(55)</sup> utilizou o modelo de Maxwell como uma equação constitutiva para um líquido viscoelástico, desenvolvendo um mecanismo para explicar a redução do arraste através da viscoelasticidade.

Vários trabalhos que utilizam o modelo da viscoelasticidade para estabelecer um mecanismo de redução do arraste, tentam correlacionar a redução do arraste às propriedades viscoelásticas das soluções poliméricas, como é o caso de Astarita<sup>(56)</sup> e Ruckenstein e Popadic<sup>(57)</sup>, que utilizaram o tempo de relaxação em suas correlações.

Fabula, Lumley e Taylor<sup>(58)</sup> sugeriram que a viscoelasticidade das soluções redutoras do arraste devia-se aos aglomerados de macromoléculas, que tanto poderiam estar presentes antes do escoamento, como poderiam ter sido formados pelo emaranhamento das macromoléculas durante o escoamento.

Savins<sup>(51)</sup> considera que a redução do arraste seja uma consequência direta da viscoelasticidade e, se refere às medidas de Metzner e Parck<sup>(59)</sup>, que sugerem que a redução do arraste seja uma função da relação entre as forças elásticas e viscosas, presentes no escoamento de fluidos viscoelásticos. Savins<sup>(51)</sup> considera que uma certa fração de um polímero de alto peso molecular, quando dissolvido a certas concentrações, possa formar redes tri-dimensionais livres mas, ele afirma que ainda não há evidências que esclareçam que a elasticidade se-

ja resultante dessas redes, ou das macromoléculas individuais, ou ambas as estruturas.

Apesar de todos os pesquisadores citados neste item atribuírem a redução do arraste à viscoelasticidade, alguns trabalhos mostram que não são somente os fluidos viscoelásticos que apresentam redução do arraste.

Um dos trabalhos pioneiros na redução do arraste, realizado por Hoyt e Fabula<sup>(60)</sup>, mostrava que o fenômeno se verificava mesmo com fluidos de comportamento newtoniano. Hoyt e Fabula<sup>(60)</sup> pesquisaram uma grande variedade de polímeros solúveis em água e, mostraram que o mais eficiente poderia causar 30% de redução do arraste à concentração de 3 ppm. em peso. A concentrações tão baixas quanto essa, as soluções poliméricas possuem uma viscosidade independente da taxa de deformação e, o seu valor situa-se extremamente próximo do da água.

Gadd<sup>(14)</sup> afirma que as propriedades viscoelásticas das soluções redutoras do arraste diminuem muito com a degradação induzida pelo tempo ou pelo bombeamento suave, sem que isso aparentemente reduza a capacidade redutora do arraste dessas soluções, se o escoamento ocorrer a tensões de cisalhamento muito maiores do que a de início do fenômeno. No entanto, se o escoamento se realizar a tensões de cisalhamento próximas da de início da redução do arraste, verificar-se-á uma grande diminuição na redução do arraste.

Patterson, Zakin e Rodriguez<sup>(61)</sup> mencionam o fato de já ter sido verificado o fenômeno da redução do arraste em soluções newtonianas ou pseudoplásticas, em gels e em suspensões.

Matras<sup>(62)</sup> sugeriu considerar que a solução polimérica redutora do arraste seja constituída de duas fases, onde uma delas seria a solução das macromoléculas dissolvidas no solvente, que teria um comportamento puramente viscoso e, a outra fase seria constituída de uma suspensão de macromoléculas não dissolvidas, deformáveis e elásticas que se comportariam como partículas sólidas na solução puramente viscosa. No escoamento laminar dessa solução entre duas placas planas paralelas, toda a suspensão iria ocupar a região central entre as placas, tendo portanto, em cada um de seus dois lados, uma camada da solução puramente viscosa. Essa camada central, constituída pela suspensão, comportar-se-ia como um sólido e, estaria submetida à deformação da mesma forma que as camadas viscosas. Considerando que o comportamento dessas camadas possa ser descrito pelo modelo de Ostwald-de-Waele, o autor chega à conclusão de que existiria uma tensão tangencial negativa, que explicaria então o fenômeno da redução do arraste.

Pelo exposto neste item sobre as hipóteses a respeito do mecanismo da redução do arraste, pode-se concluir que ainda não há um mecanismo universal que possa explicar o fenômeno<sup>(62)</sup>, de modo que as discussões, em sua grande maioria, envolvem somente especulações<sup>(63)</sup>.

## 2.6 - Aplicações da Redução do Arraste

Ainda que não se conheça completamente o mecanismo do fenômeno da redução do arraste, desde que ele foi verificado já foram propostas muitas aplicações práticas. Infelizmente,

a maior parte das tentativas iniciais de exploração prática do fenômeno não foram bem sucedidas, e os insucessos se devem, em grande parte, à rápida degradação mecânica e/ou química e às considerações econômicas<sup>(20,18)</sup>. No entanto, à medida em que forem desenvolvidos novos aditivos poliméricos resistentes à degradação, com certeza, aumentar-se-á o número de aplicações práticas da redução do arraste e, se os novos processos de fabricação desses aditivos permitirem que seus custos sejam menores, o campo de aplicações comerciais será ainda mais ampliado.

Algumas das aplicações possíveis da redução do arraste e, alguns casos já existentes de aplicações comerciais se encontram nos itens subsequentes.

#### 2.6.1 - Oleodutos

Os aditivos poliméricos eficientes na redução do arraste são de custo muito elevado, de modo que a utilização do fenômeno com o objetivo de diminuir os custos de bombeamento não se apresenta economicamente viável, a não ser nas situações em que o transporte do líquido é realizado através de distâncias muito longas, como é o caso do transporte de petróleo em oleodutos<sup>(14)</sup>.

No entanto, a utilização de aditivos redutores do arraste em oleodutos, em aplicações comerciais rotineiras, ainda se encontra limitada pela degradação. Ram, Finkelstein e Elata<sup>(67)</sup> chegaram a essa conclusão ao testar a adição de poli-isobutileno e querosene ao petróleo, com o objetivo de estudar o aumento da capacidade dos oleodutos através da adição

de agentes redutores do arraste.

Lescarbourná, Culter e Wahl<sup>(68)</sup> utilizaram poli-isobutileno em dois oleodutos: um de 8 in de diâmetro e 28 milhas de comprimento e outro de 12 in de diâmetro e 32 milhas de extensão, para estudar a redução do arraste. No oleoduto menor os autores utilizaram concentrações de 300,600 e 1000 ppm. em volume e observaram reduções do arraste de 16,21 e 25% respectivamente. E, apesar da degradação ter sido verificada por muitos pesquisadores, neste caso os autores não encontraram evidências da degradação em nenhum dos testes realizados.

Na partida do oleoduto Trans-Alaska (TAPS), de 1287 Km. de extensão, a vazão de petróleo era restrita a  $7420\text{m}^3/\text{h}$ . devido às restrições na capacidade de bombeamento e devido às limitações de queda de pressão ao longo do oleoduto. Com melhorias na operação de bombeamento a Alyeska Pipeline Service Company tornou capaz de aumentar a vazão em cerca de 10%, o que iria requerer a construção de estações de bombeamento intermediárias, de alto custo. Com a situação neste quadro, tornou-se interessante pesquisar a possibilidade de se utilizar agentes redutores do arraste. Burger, Chorn e Perkins<sup>(18)</sup> testaram, sob todos os aspectos, vários aditivos que poderiam ser usados como agente redutor do arraste.

O trabalho de Burger, Chorn e Perkins<sup>(18)</sup> foi bastante completo pois, eles iniciaram as pesquisas em laboratório selecionando os aditivos que causavam redução do arraste, mas que não causavam alterações na operação de refino. Os aditivos que foram selecionados nesse primeiro teste foram então avaliados quanto à eficiência de redução do arraste, no petró

leo à temperatura de escoamento no oleoduto TAPS. Nesta fase da pesquisa também foram realizados ensaios para estabelecer as concentrações economicamente viáveis na aplicação industrial. Após esta fase, realizada em circuitos de laboratório de 1 in e 2 in de diâmetro, restaram somente dois aditivos, que foram testados então em um oleoduto de 14 in. de diâmetro e, o petróleo tratado com o aditivo foi refinado sem que se verificasse qualquer efeito anômalo. Ao final destes testes, restou somente o polímero CDR da Conoco Chemical Company, que foi então adicionado ao oleoduto TAPS, de 48 in. de diâmetro. Nesta etapa foram estudados os problemas de injeção da solução polimérica concentrada a baixas temperaturas, do controle do oleoduto sob condições de redução do arraste e, da degradação do polímero. Os resultados obtidos foram animadores pois, com 10 ppm. de CDR, à vazão de  $8015 \text{ m}^3/\text{hr.}$ , verificou-se 19% de redução do arraste e, com 20 ppm. chegou-se a verificar até 28% de redução do arraste.

Este trabalho de Burger, Chorn e Perkins<sup>(18)</sup> demonstrou que a utilização de polímeros agentes redutores do arraste, é uma aplicação tecnologicamente possível para o oleoduto de Trans-Alaska pois, em meados de 1980 essa técnica estava sendo implementada nesse oleoduto.

No entanto, a utilização de soluções poliméricas redutoras do arraste em oleodutos ainda só é viável para casos como o de Trans-Alaska, onde a construção de novas estações de bombeamento é de custo muito elevado, ou quando elas são necessárias por um tempo limitado, quando há um aumento temporário na produção do petróleo<sup>(18)</sup>. É claro que à medida em,

que surgirem novos aditivos redutores do arraste mais resistentes à degradação e/ou de custo menor, o uso desses agentes irá se difundir muito mais nos oleodutos<sup>(35)</sup>.

### 2.6.2 - Prospecção de Petróleo

A primeira aplicação industrial do fenômeno da redução do arraste foi na prospecção de petróleo<sup>(35)</sup>. Durante a prospecção de petróleo, após a perfuração do poço injeta-se, sob elevadas pressões, uma suspensão de água e areia para realizar a fratura da formação rochosa que contem o petróleo<sup>(35)</sup>. O maior problema da injeção da suspensão é a alta queda de pressão que se verifica, principalmente nos casos de poços muito profundos<sup>(14)</sup>. A utilização de aditivos redutores do arraste permite que a suspensão atinja a formação rochosa com maior impacto, aumentando a eficiência da operação de fratura<sup>(69)</sup>.

O uso mais intenso da redução do arraste tem sido realmente nas operações de fratura de formações rochosas<sup>(61)</sup>, tendo inclusive sido realizados estudos economicos da adição de agentes redutores do arraste, em função da profundidade do poço, da vazão de bombeamento e do volume total de fluido a ser injetado<sup>(35)</sup>.

### 2.6.3 - Transferência de Calor

A utilização de aditivos redutores do arraste em trocadores de calor já foi considerada mas, como a principal resistência ao fluxo de calor situa-se no lado do líquido e,

qualquer redução do atrito provavelmente seria acompanhada por uma inaceitável redução da taxa de transferência de calor, esta aplicação tornou-se inviável<sup>(14)</sup>.

No entanto, em sistemas de aquecimento central a redução do coeficiente de troca térmica, que acompanha a redução do arraste, é aceitável pois, quaisquer que sejam as condições de escoamento nos tubos, nos radiadores o escoamento será laminar, de modo que a transferência de calor permanecerá praticamente a mesma<sup>(70)</sup>.

A utilização de agentes redutores do arraste em sistemas de aquecimento central apresenta muitas vantagens : bombas menores, tubos menores, menores níveis de ruído, economia de energia e maiores velocidades de escoamento. Por outro lado, para que essas vantagens possam se manifestar é necessário que o aditivo possua algumas características importantes: estabilidade a altas temperaturas, resistência à degradação mecânica, não cause a formação de incrustações e, que não cause corrosão aos tubos<sup>(70)</sup>. Na realidade, um aditivo ideal só deveria ser adicionado uma única vez ao sistema de aquecimento central, de modo que seu custo seria irrelevante<sup>(14)</sup>. Provavelmente ainda não há um polímero com todas essas características, que possibilitaria obter o máximo das vantagens da utilização da redução do arraste nos sistemas de aquecimento central<sup>(14)</sup>.

Um estudo detalhado da utilização de aditivos redutores do arraste em sistemas de aquecimento central foi realizado por Fitzgerald<sup>(70)</sup>, que concluiu que nenhum dos aditivos testados seria útil em tais sistemas.

Portanto, a utilização da redução do arraste em sis-

temas de aquecimento central depende do desenvolvimento de polímeros eficientes na redução do arraste, que sejam também termica e mecanicamente estáveis.

#### 2.6.4 - Outras Aplicações

A utilização de polímeros redutores do arraste já foi testada também no combate a incêndios, onde são muitas as vantagens consequentes da aplicação do fenômeno: pode-se obter vazões maiores ou menores quedas de pressão em uma dada mangueira, de forma que o jato de água possa atingir uma distância maior<sup>(35)</sup>, ou pode-se utilizar mangueiras menores, que facilitam o manuseio<sup>(14)</sup> é, já foi verificado que a utilização do poli-etileno-óxido causa a formação de jatos mais coesos e mais resistentes à ruptura pelo vento e concentra o jato em uma área menor<sup>(35)</sup>.

A redução do arraste também pode ser utilizada no transporte hidráulico pois, a adição de pequenas quantidades de polímeros redutores do arraste levam à redução da potência de bombeamento a uma dada velocidade ou, para a mesma potência de bombeamento pode-se obter velocidades muito maiores<sup>(20)</sup>.

Os sistemas de captação de águas pluviais podem ter seus custos de instalação reduzidos com a utilização de aditivos redutores do arraste pois, o tamanho dos tubos nesses sistemas é determinado pela capacidade de captar as vazões de águas pluviais. No entanto, as condições de altas vazões de água pluviais só são atingidas durante poucas horas por ano e, se nesses períodos de temporais forem injetados os aditivos

redutores do arraste, os tubos poderão ser menores e serão capazes de captar essas vazões<sup>(14)</sup>.

Muitos trabalhos já foram realizados com o objetivo de se utilizar a redução do arraste em navios, onde o polímero poderia ser lançado através de uma parede porosa ou a partir de um revestimento que iria sendo removido<sup>(35)</sup>. No entanto, a aplicação de aditivos redutores do arraste neste caso mostrou-se anti-econômica pois, ao contrário do escoamento em tubos, no caso dos navios necessita-se de quantidades muito grandes de aditivos, de modo que somente quando os custos dos aditivos diminuírem é que esta técnica poderá ser largamente utilizada<sup>(35)</sup>. Entretanto, em situações de emergência a possibilidade de se recorrer a esta técnica pode ser considerada<sup>(20)</sup>.

Na área biomédica já foram realizados estudos sobre a utilização de agentes redutores do arraste para se obter melhorias do escoamento do sangue em certas situações<sup>(20)</sup>. Também já se testaram agentes redutores do arraste em sistemas de irrigação<sup>(35)</sup>.

Em resumo, os avanços tecnológicos e científicos que resultaram e que ainda resultarão do estudo de polímeros redutores do arraste, torna esta área de pesquisa extremamente interessante, tanto no que diz respeito ao desenvolvimento de novos polímeros mais adequados para as aplicações, quanto no desenvolvimento de novas aplicações.

CAPÍTULO IV

MONTAGEM EXPERIMENTAL, EQUIPAMENTOS E MATERIAIS

Os dados experimentais do escoamento em tubos foram obtidos em um sistema com recirculação, que será descrito no item 2 e, os dados experimentais necessários para o estudo do comportamento reológico foram obtidos através do viscosímetro capilar de tubos descartáveis, proposto por Massarani<sup>(26)</sup>, que será descrito a seguir.

### 1 - Viscosímetro Capilar de Tubos Descartáveis

O viscosímetro capilar de tubos descartáveis proposto por Massarani<sup>(26)</sup>, é constituído de uma combinação do frasco de Mariotte e de tubos de PVC flexível, que resulta em um equipamento de baixo custo e operação simples.

O equipamento é constituído de um recipiente de vidro com uma tampa de aço inoxidável. Para se obter uma perfeita vedação, necessária para garantir a precisão nas medidas experimentais, utiliza-se uma gaxeta de borracha entre o vidro e a tampa de aço. Esta tampa de aço inoxidável contém um termometro; uma serpentina utilizada para manter constante a temperatura do fluido; os tubos de entrada e saída da serpentina ligados a um banho termostático; um tubo de alimentação de ar e ; um selo de graxa que veda a entrada do tubo capilar.

Os tubos capilares de PVC flexível, fabricados e vendidos comercialmente em vários diâmetros, apresentam uma boa regularidade de área de seção transversal interna e uma excelente flexibilidade que permite-lhe ser enovelado sem sofrer deformações. Estas características dos tubos capilares permitem obter dados experimentais precisos para o estudo do com

portamento reológico do fluido. Além disso, seu baixo custo torna possível descartá-los depois de usados uma vez, garantindo dessa forma a uniformidade do diâmetro pois, se o mesmo tubo fosse utilizado várias vezes, seria grande a possibilidade de se verificar a presença de uma camada da solução polimérica aderida às paredes do tubo em alguns pontos, o que alteraria a área da seção transversal e conseqüentemente os resultados obtidos.

Os tubos capilares de PVC flexível utilizados neste trabalho tinham 2 mm. de diâmetro nominal e, foram utilizados comprimentos de 100 cm., 120 cm., 150 cm., 200 cm. e 250 cm..

O circuito de termorregulação utilizado consiste de uma serpentina interna ao frasco de Mariotte, acoplada, através de mangueiras termicamente isoladas, a um banho termostático munido de uma bomba de demanda do tipo HAAKE C e, um controlador de temperatura do tipo HAAKE F3.

Os dados experimentais do viscosímetro capilar foram obtidos às temperaturas verificadas nos escoamentos nos tubos do sistema com recirculação e, o fluido térmico utilizado no sistema de termorregulação foi a água.

Para obtenção dos dados experimentais necessários ao estudo do comportamento reológico do fluido, o frasco do viscosímetro é inicialmente preenchido com o fluido a ser estudado e, em seguida colocam-se a gaxeta de borracha e a tampa de aço, veda-se a seguir o selo de graxa e, então a serpentina é conectada ao banho termostático, que é acionado. Quando o fluido a ser estudado atinge a temperatura desejada, inicia-se a obtenção dos dados experimentais. Para tanto, fixa-se a ex

tremidade livre do tubo capilar a uma certa altura conhecida, causando dessa forma uma diferença de cota e, conseqüentemente o escoamento por gravidade. Após certificar-se que todo o tubo capilar contém somente o fluido a ser estudado, procede-se à medida da vazão mássica. Este procedimento é então repetido várias vezes a diferentes alturas, de modo que se possa obter, posteriormente, uma curva reológica.

Os detalhes do viscosímetro capilar de tubos descartáveis utilizado neste trabalho encontram-se na Figura IV.1 e, a sua disposição para obtenção dos dados experimentais encontra-se na Figura IV.2.

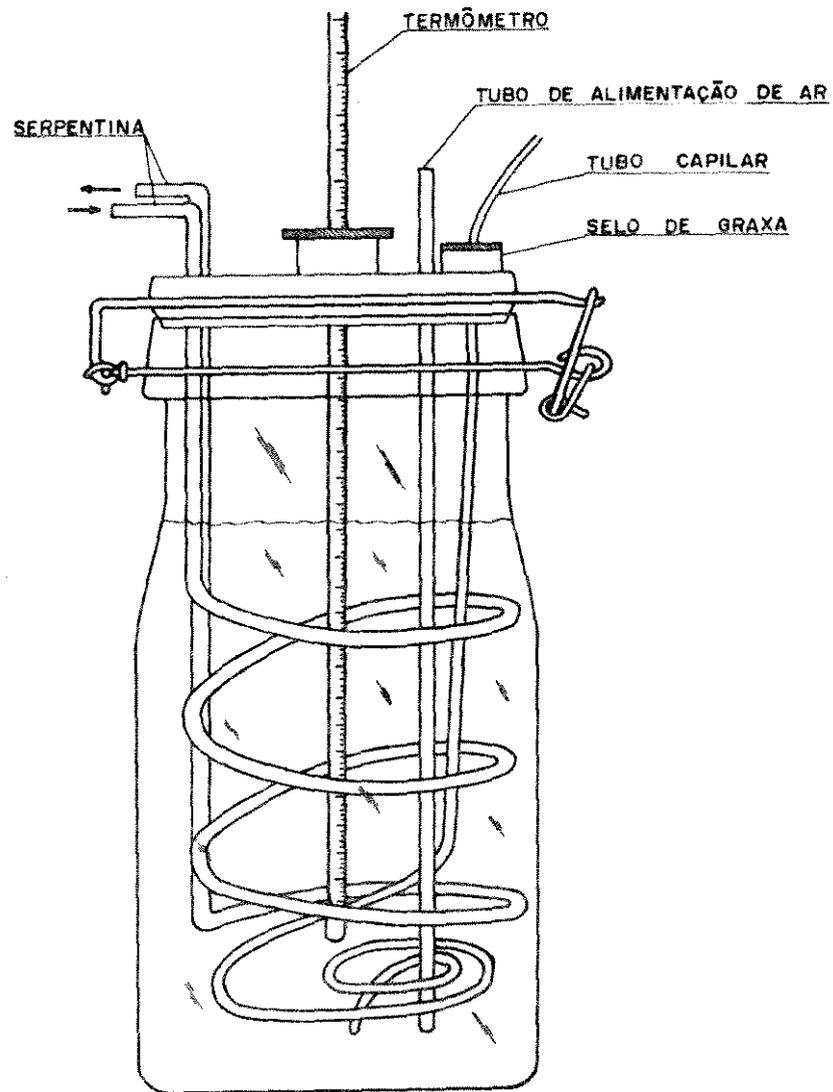


Figura IV.1 - Viscosímetro capilar de tubos descartáveis

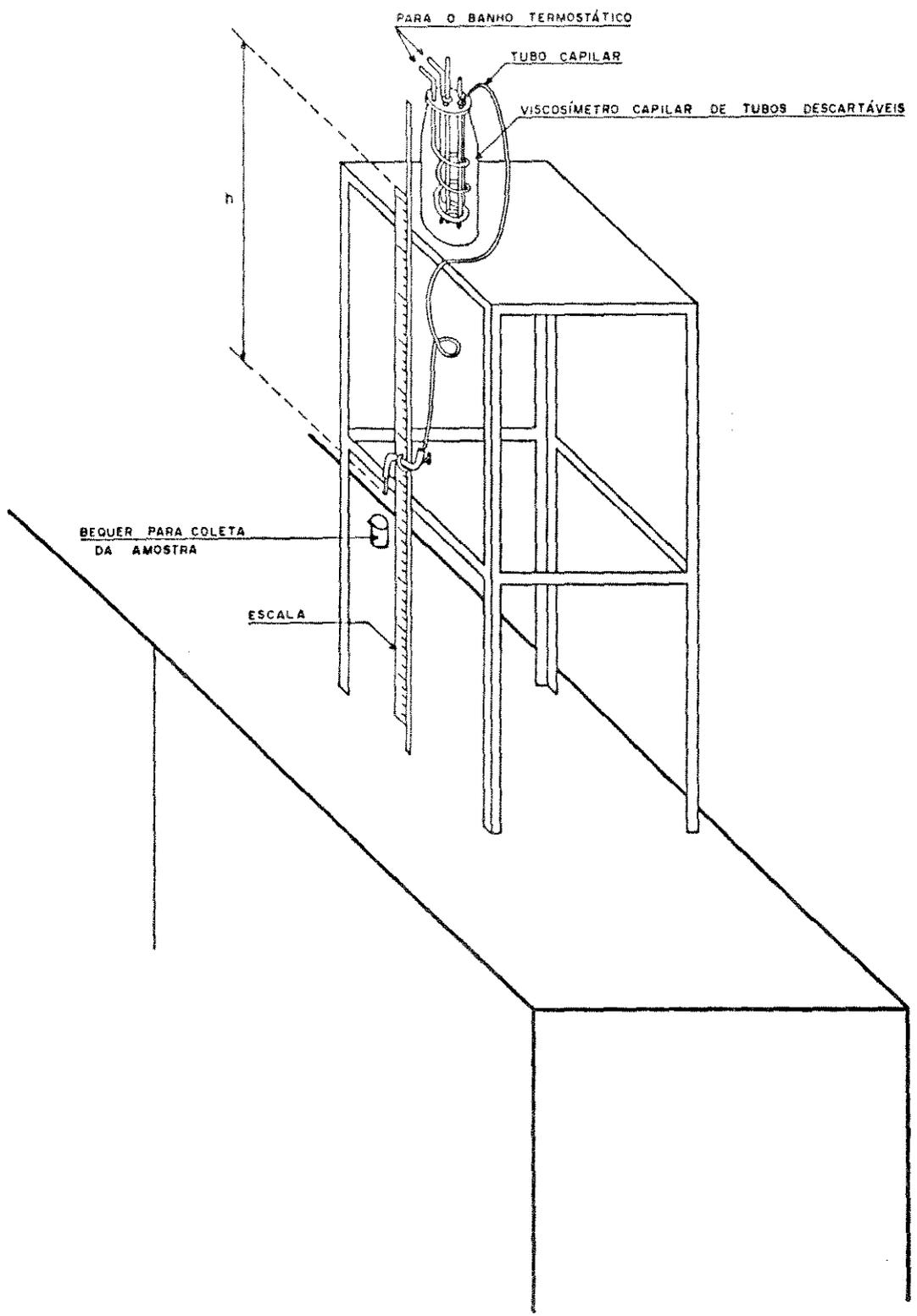


Figura IV.2 - Disposição do viscosímetro capilar de tubos descartáveis para obtenção de dados experimentais

## 2 - Instalação Piloto

O sistema utilizado constitui-se de três tubos de ferro galvanizado de 1,59 cm., 2,16 cm. e 2,64 cm. de diâmetro interno, todos com 480 cm. de tubo reto, munido de uma bomba centrífuga; um reservatório com capacidade de 100 l; um tanque calibrado para medida da vazão e manômetros de mercúrio e tetracloreto de carbono. Este sistema opera em circuito fechado, sendo que o retorno ao reservatório ocorre através do tubo de 2,64 cm. de diâmetro interno.

As tomadas de pressão nos tubos foram situadas de modo a se localizarem na região do escoamento plenamente estabelecido, de maneira que as medidas não foram influenciadas pelos acidentes. Nos tubos de 1,59 cm. e 2,16 cm. a distância entre as tomadas de pressão é de 209 cm. e, no tubo de 2,64 cm. essa distância é de 100 cm..

A dissolução do material utilizado neste trabalho exige a presença da agitação, o que tornou necessário acoplar um agitador ao reservatório do sistema.

A medida da vazão foi feita através do desvio do fluxo ao tanque de medida, utilizando-se para isso duas válvulas esfera acopladas entre si, colocadas na linha de retorno ao reservatório.

Na Figura IV.3 encontram-se alguns detalhes da instalação piloto utilizada neste trabalho.

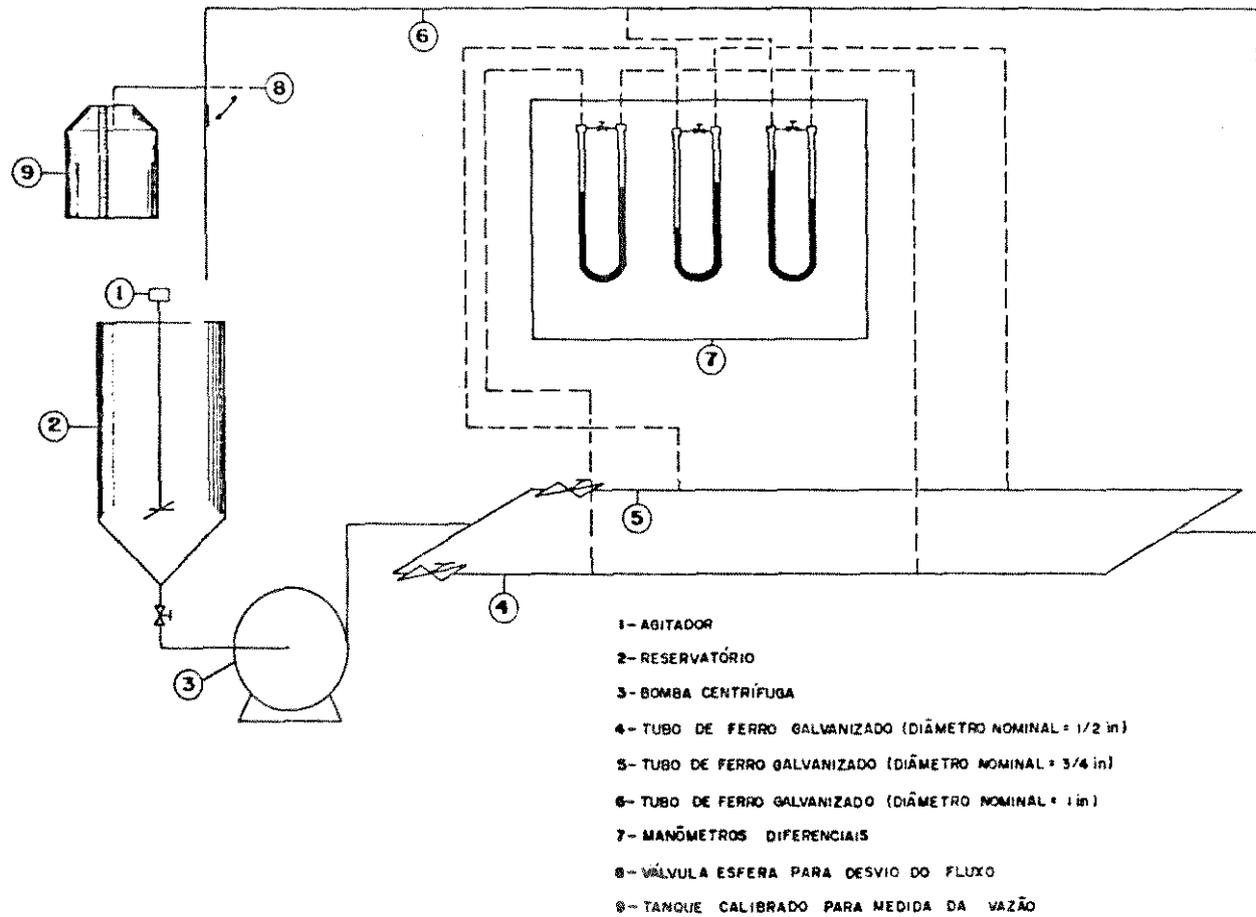


Figura IV.3 - Esquema da instalação piloto

### 3 - Material Utilizado

Os fluidos utilizados neste trabalho foram soluções aquosas de Cellosize Hidroxietyl Celulose, gentilmente cedido pela Union Carbide do Brasil.

Cellosize Hidroxietyl Celulose é um polímero não iônico, solúvel em água, que possui a capacidade de espessar, suspender, ligar, emulsionar, formar películas, estabilizar, dispersar, reter água ou atuar como colóide protetor<sup>(71)</sup>.

#### 3.1 - Aplicações<sup>(71)</sup>

Devido às várias propriedades apresentadas pelo Cellosize Hidroxietyl Celulose, suas aplicações são as mais variadas. Na agricultura o Cellosize Hidroxietyl Celulose é utilizado na formulação de defensivos agrícolas aplicados em spray, devido à sua capacidade de suspender os agentes ativos sólidos e, esta propriedade aliada à capacidade de espessar, permite que o defensivo formulado com o Cellosize Hidroxietyl Celulose possa ser aplicado diretamente sobre as folhas da plantação. Ainda na agricultura, a propriedade de formar películas que o produto possui, pode ser útil no revestimento de sementes que serão armazenadas.

Em cosméticos o Cellosize Hidroxietyl Celulose pode atuar eficientemente como espessante, dispersante, formador de película, ligante e estabilizante em shampoos, laquês para cabelos, neutralizantes, cremes e loções. Além disso, devido à sua estabilidade em soluções com altas concentrações de sais,

o Cellosize Hidroxietil Celulose pode ser usado para espessar bastões desodorantes.

Devido à fácil dissolução à propriedade de espessamento eficaz e à contribuição para o desenvolvimento e estabilização da cor, o Cellosize Hidroxietil Celulose é recomendado na formulação de tintas. Além disso, o seu caráter não iônico permite que ele seja utilizado sob uma vasta gama de pH, o que possibilita uma grande variedade na formulação de tintas.

O Cellosize Hidroxietil Celulose também é utilizado na fabricação de papel, com a finalidade de dar brilho e reter a tinta no papel e papelão, devido à sua propriedade de formar películas claras, que são impermeáveis a graxas, óleos e solventes, sem alterar a capacidade do papel reter a tinta durante a coloração.

Em produtos têxteis o Cellosize Hidroxietil Celulose é empregado como acessório de urdimento para proteger as fibras do desgaste mecânico; na estamperia é utilizado por permitir a aplicação de camadas temporárias que, quando não são mais necessárias, podem ser facilmente removidas pela água; e em acabamento têxteis, o produto pode ser usado em combinação com resinas; no tingimento de tapetes o Cellosize Hidroxietil Celulose é utilizado como espessante devido às outras propriedades, tais como facilidade de dissolução, baixos níveis de impurezas, o que permite que o produto não interfira na cor e, devido a ausência de géis insolúveis, possibilita um tingimento isento de manchas.

Na prospecção de petróleo, o Cellosize Hidroxietil

Celulose pode ser utilizado em fluidos de ruptura, na lama de perfuração e nas operações de cimentação de poços.

Em materiais de construção o Cellosize Hidroxietil Celulose pode ser usado em gesso, cimento, cal, massa corrida, adesivos, cerâmicas e fabricação de chapas de madeira aglomerada, atuando como retentor de umidade, aglutinante, espessante ou com a finalidade de melhorar a aceitação de tintas ou revestimentos de superfície.

Existem ainda outras aplicações do Cellosize Hidroxietil Celulose, tais como em combate a incêndios, quando o produto é adicionado à espuma contra incêndio para melhorar o poder de cobertura ou, na preparação de água espessada; na fundição, onde colabora para o aumento da tenacidade em sistema de cimento-areia; na microscopia, como formador de película e agente dispersante na preparação de lâminas; na litografia, durante a preparação de chapas off-set; na fotografia, como agente espessante em soluções com alto teor de sais; no revestimento de lâmpadas fluorescentes, como ligante do fósforo; na eletrodeposição, onde permite a obtenção de camadas mais uniformes e brilhantes, graças à sua estabilidade em soluções contendo elevadas concentrações de sais.

### 3.2 - Propriedades<sup>(71)</sup>

Na fabricação de Cellosize Hidroxietil Celulose, uma forma purificada de celulose reage com hidróxido de sódio, resultando em uma massa densa de alcalicelulose, que é químicamente mais ativa do que a celulose. Pela reação de alcalice-

lulose com óxido de etileno, produz-se uma série de éteres ce-  
lulósicos, quando então os átomos de hidrogênio dos grupos hi-  
droxilas da celulose são substituídos por grupos de hidroxie-  
til, que conferem ao produto a solubilidade em água. Um mode-  
lo da estrutura da molécula de Cellosize Hidroxietil Celulose  
encontra-se na Figura IV.4.

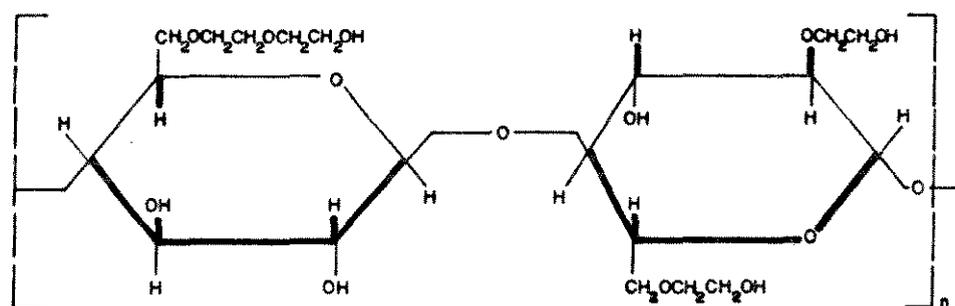


Figura IV.4 - Estrutura da molécula de Cellosize Hidroxietil  
Celulose da Union Carbide<sup>(71)</sup>

Os estudos toxicológicos mostram que o Cellosize Hi-  
droxietil Celulose é um produto de baixa toxicidade oral, não  
irrita a pele humana e, em contato com o olho humano deve cau-  
sar no máximo uma inflamação moderada. Algumas evidências in-  
diretas indicam que o produto não é absorvido e nem hidroliza-  
do no trato gastrointestinal.

Como muitos pós de compostos orgânicos, o Cellosize

Hidroxietyl Celulose é explosivo quando misturado com o ar em proporções críticas e na presença de um foco de ignição.

Quanto à solubilidade em solventes orgânicos, o Cellosize Hidroxietyl Celulose é insolúvel na grande maioria e, em solventes pouco polares se incha ou se dissolve parcialmente.

O Cellosize Hidroxietyl Celulose na forma sólida seca está isento de microorganismos destrutivos no entanto, em soluções aquosas pode haver contaminação na preparação ou no armazenamento.

As soluções de Cellosize Hidroxietyl Celulose têm com portamento pseudoplástico, como será visto adiante, e segundo as informações fornecidas pela Union Carbide Corporation<sup>(71)</sup>, elas não são degradadas e nem perdem viscosidade pelo fracionamento causado por ação mecânica.

As concentrações das soluções aquosas de Cellosize Hidroxietyl Celulose utilizadas neste trabalho foram de 1000 ppm., 1500 ppm., 2000 ppm. e 2500 ppm. em peso.

CAPÍTULO V

RESULTADOS EXPERIMENTAIS E ANÁLISE DOS RESULTADOS

Todas as correlações do coeficiente de atrito em função de um número de Reynolds generalizado, para o escoamento de fluidos não newtonianos requerem o conhecimento dos valores dos parâmetros que caracterizam reologicamente o fluido. Portanto, antes de se proceder à análise do coeficiente de atrito é necessário fazer um estudo do comportamento reológico do fluido. No presente trabalho foi utilizado um viscosímetro capilar de tubos descartáveis, descrito no item 1.1 do capítulo IV, para a determinação do comportamento reológico das soluções de hidroxietil celulose.

## 1. - Viscosímetro Capilar de Tubos Descartáveis

### 1.1 - Calibração do Tubo Capilar

Para a utilização do viscosímetro capilar de tubos descartáveis, é necessário, inicialmente, calibrar o tubo capilar. Para realizar esta calibração utilizou-se água destilada e, sendo o fluido newtoniano, é válida a equação (II.21):

$$Q = \frac{\pi R^4 \Delta P}{8 \mu L} \quad (\text{II.21})$$

Como a viscosidade da água encontra-se tabelada na literatura, em função da temperatura, rearranjando-se a equação (II.21):

$$D = \left( \frac{128 \mu L Q}{\pi \Delta P} \right)^{1/4} \quad (\text{V,1})$$

é possível calcular o diâmetro interno do tubo capilar através de medidas da vazão e queda de pressão.

Teoricamente uma única medida de vazão e a correspondente queda de pressão seria suficiente para determinar o diâmetro interno do tubo capilar, através da equação (V.1). No entanto, devido aos erros experimentais envolvidos nas medidas realizadas, torna-se recomendável obter vários dados experimentais para determinar o diâmetro do tubo capilar.

Neste trabalho foram utilizados trinta dados experimentais e, através do método dos mínimos quadrados obteve-se o valor de 0,198 cm. para o diâmetro do tubo capilar, com um desvio médio absoluto de 4,74% e desvio padrão de 5,80%.

## 1.2 - Tratamento dos Dados Experimentais

Os dados experimentais de queda de pressão e vazão, necessários para o estudo do comportamento reológico do fluido, foram obtidos segundo o procedimento descrito no item 1.1 do capítulo IV. A tensão de cisalhamento na parede do tubo foi então calculada pela equação (II.13):

$$\tau_w = \frac{R\Delta P}{2L} \quad (\text{II.13})$$

através da queda de pressão; a vazão foi então utilizada para calcular a velocidade, que é necessária para o cálculo da pseudo-taxa de deformação. A seguir, os valores de tensão de cisalhamento e pseudo-taxa de deformação foram ajustados pelo método dos mínimos quadrados segundo a equação (II.26):

$$\tau_w = K' \left( \frac{8V}{D} \right)^{n'} \quad (\text{II.26})$$

Tendo-se verificado que  $n'$  permanecia constante sobre toda a faixa de tensão de cisalhamento em estudo, a igualdade (II.35) pode ser utilizada para determinar o índice de comportamento do fluido.

$$n = n' \quad (\text{II.35})$$

Para a determinação do índice de consistência do fluido foi utilizada a equação (II.38):

$$K' = K \left( \frac{3n'+1}{4n'} \right)^{n'} \quad (\text{II.38})$$

A equação (II.20) foi aplicada para calcular os valores da taxa de deformação :

$$\dot{\gamma} = \frac{8V}{D} \frac{3n'+1}{4n'} \quad (\text{II.20})$$

Com esses dados calculados, a curva reológica fica então determinada pela equação constitutiva do modelo de Ostwald-de-Waele:

$$\tau = K\dot{\gamma}^n \quad (\text{II.23})$$

Utilizando-se então os valores experimentais de vazão, para calcular a velocidade de escoamento do fluido e, em seguida os valores da taxa de deformação (equação (II.20)). Os valores da tensão de cisalhamento foram calculados pela equação (II.25), e foram então comparados com os valores experimentais, através de uma análise estatística feita através de :

$$DMA = \frac{100}{N} \left[ \sum_{i=1}^N \left| \frac{\tau_{w_{exp}} - \tau_{w_{cal.}}}{\tau_{w_{exp}}} \right| \right] \quad (V.2)$$

$$\bar{\Delta} = \left[ \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2 \right]^{1/2} \times 100 \quad (V.3)$$

onde : DMA - desvio médio absoluto

$$\bar{\Delta} \quad - \text{desvio padrão}$$

$$y_i = \frac{(\tau_{w_{exp}})_i}{(\tau_{w_{cal}})_i} \quad (V.4)$$

$$\bar{y} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i \quad (V.5)$$

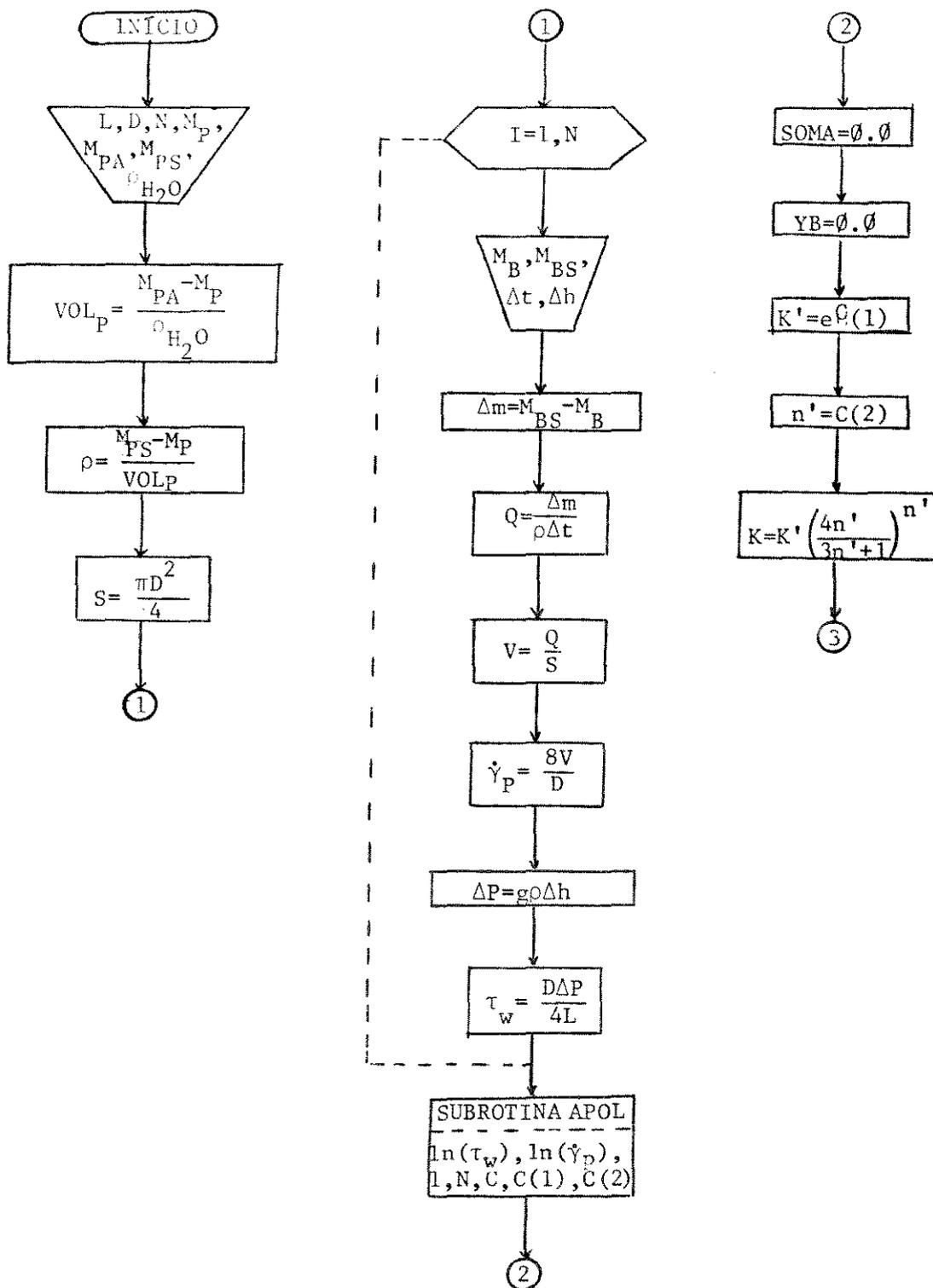
N - Número de pontos experimentais.

Utilizando-se a definição da viscosidade aparente da da pela equação (II.5), aplicada ao modelo de comportamento reológico de Ostwald-de-Waele, obtem-se a expressão que consta na Tabela II.3:

$$\nu_{ap} = K \dot{\gamma}^{n-1} \quad (V.6)$$

que foi utilizada para o cálculo da viscosidade aparente.

Toda a análise descrita até aqui foi efetuada através de um programa na linguagem Fortran IV, cujo diagrama de blocos encontra-se na Figura V.1.



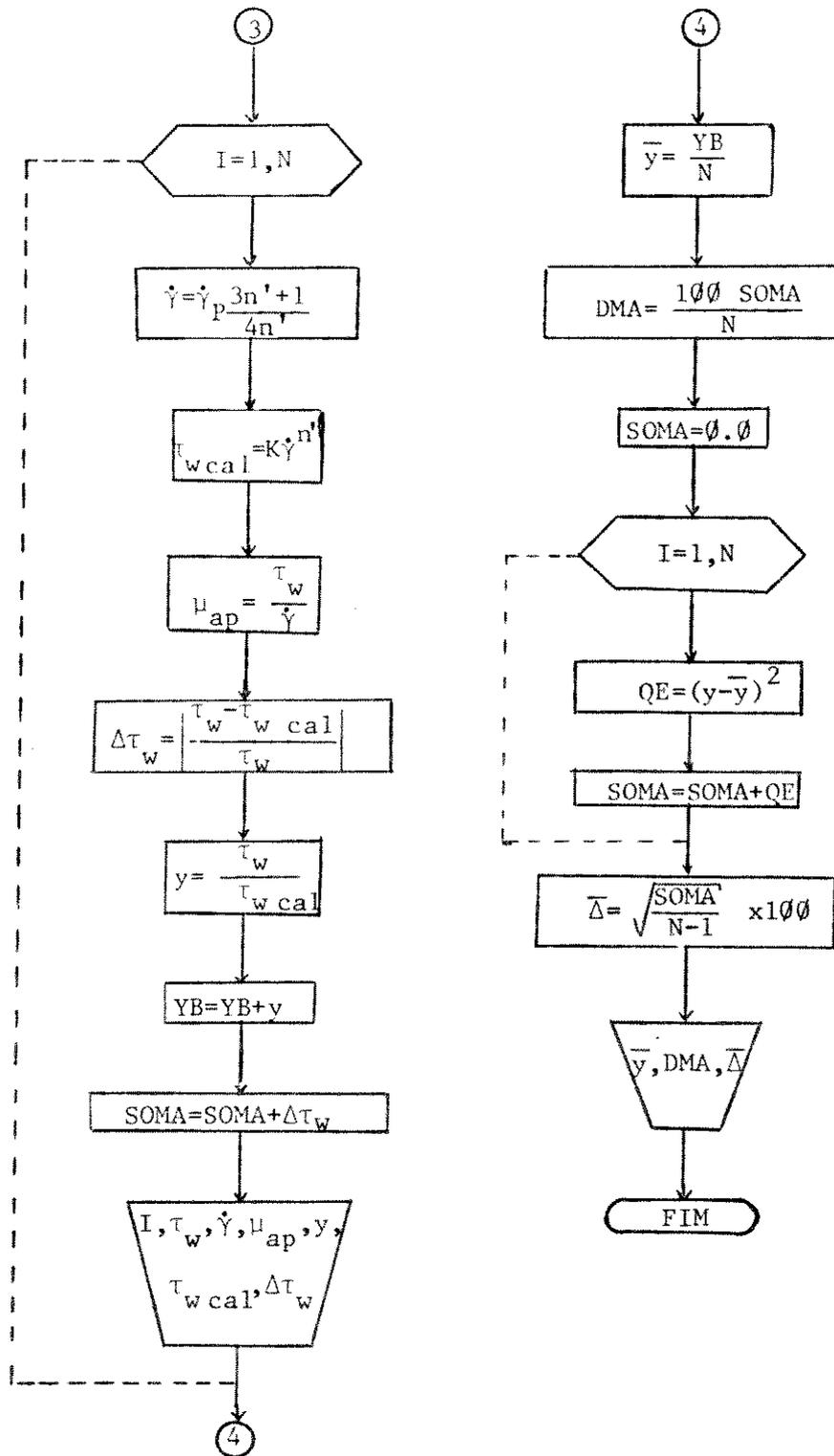


Figura V.1 - Diagrama de blocos do programa para o cálculo dos parâmetros reológicos do fluido

### 1.3 - Influência da Temperatura

A instalação piloto utilizada neste trabalho opera com recirculação e, não possui um sistema de termorregulação, de modo que se observa um aumento na temperatura do fluido à medida em que se procede a obtenção dos dados experimentais. Esta variação na temperatura do fluido causa alterações nos valores dos parâmetros reológicos, de modo que tornou-se necessário determinar os valores desses parâmetros às correspondentes temperaturas observadas na instalação piloto.

Nas Figuras V.2, V.3, V.4 e V.5 vê-se a influência da temperatura na curva reológica, para as concentrações de 1000 ppm., 1500 ppm., 2000 ppm. e 2500 ppm. de hidroxietil celulose, respectivamente.

### 1.4 - Influência do Tempo

Durante o estudo do comportamento reológico de um fluido, uma vez constatado que o comportamento não é newtoniano, é recomendável verificar se os parâmetros reológicos que caracterizam esse fluido são ou não dependentes do tempo.

Para tanto, é suficiente variar o diâmetro ou o comprimento do tubo capilar e, se as curvas reológicas obtidas forem coincidentes, o comportamento do fluido independe do tempo e, no caso de se obter curvas distintas, o fluido poderá ser tixotrópico ou reopético, conforme o item 2.1.3 do capítulo II deste trabalho.

Uma outra alternativa para se determinar a influência do tempo sobre o comportamento reológico do fluido consis

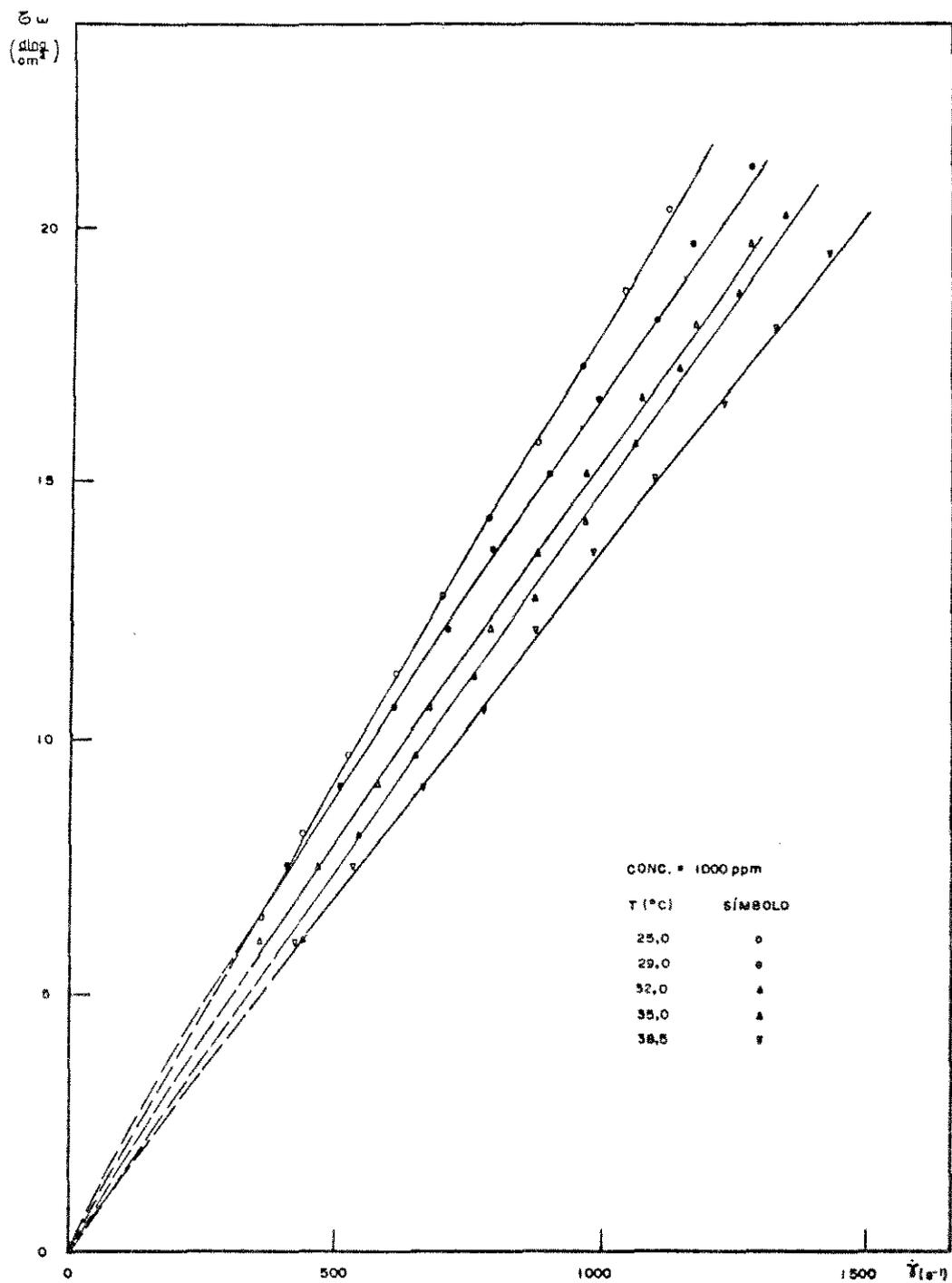


Figura V.2 - Influência da temperatura sobre a curva reológica da solução 1000 ppm. de hidroxietil celulose

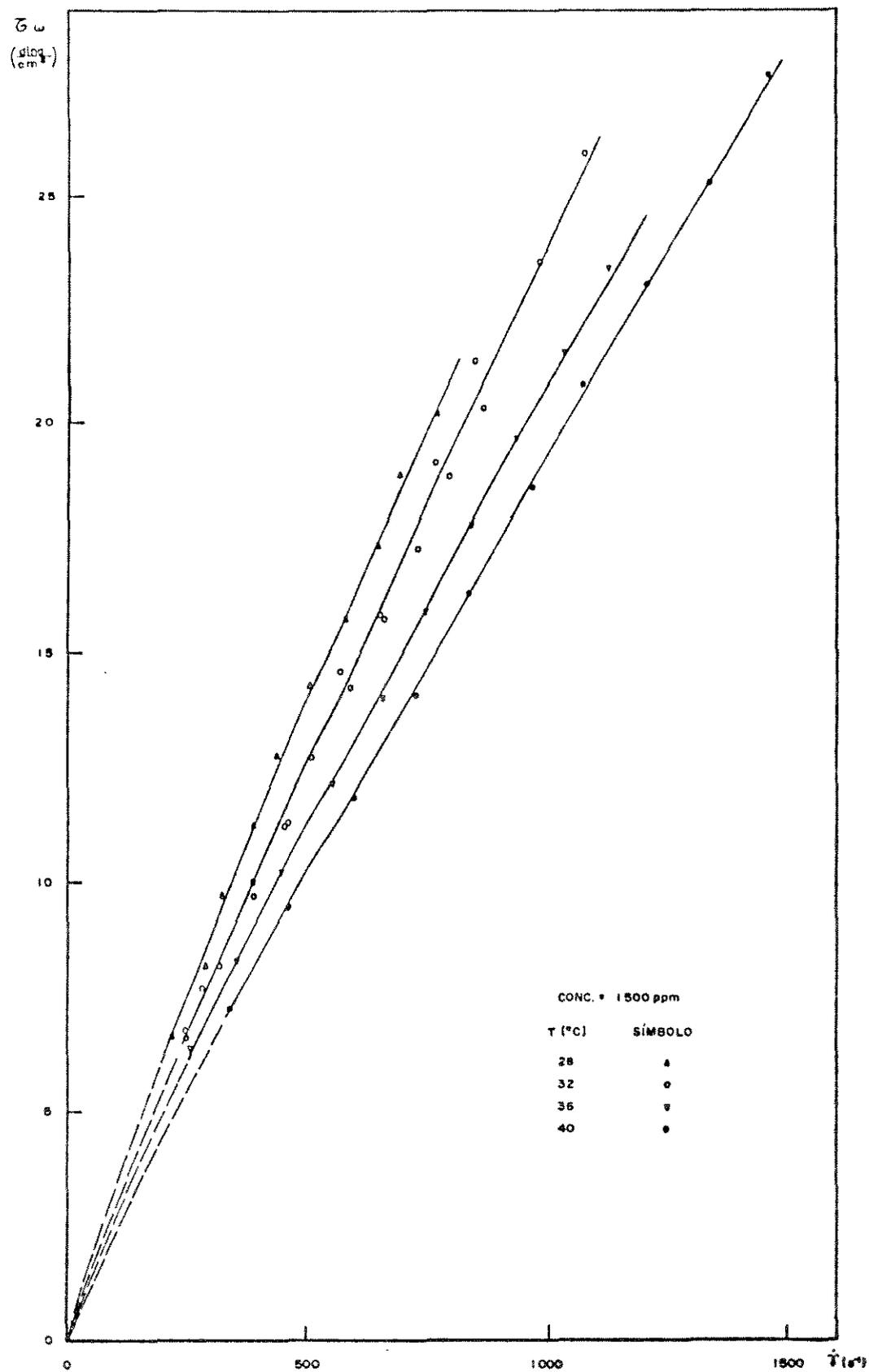


Figura V.3 - Influência da temperatura sobre a curva reológica da solução 1500 ppm. de hidroxietil celulose

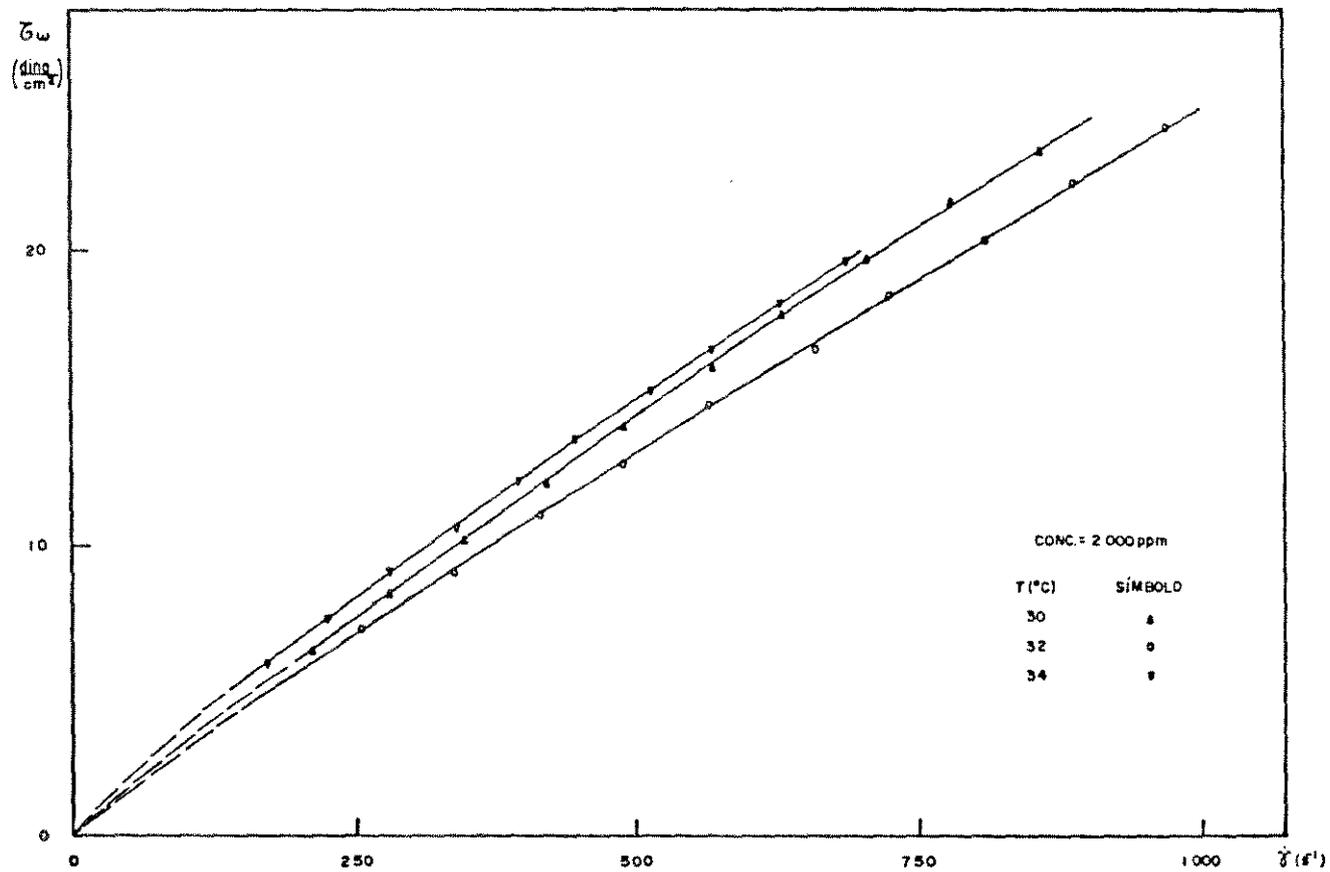


Figura V.4 - Influência da temperatura sobre a curva reológica da solução 2000 ppm. de hidroxietil celulose

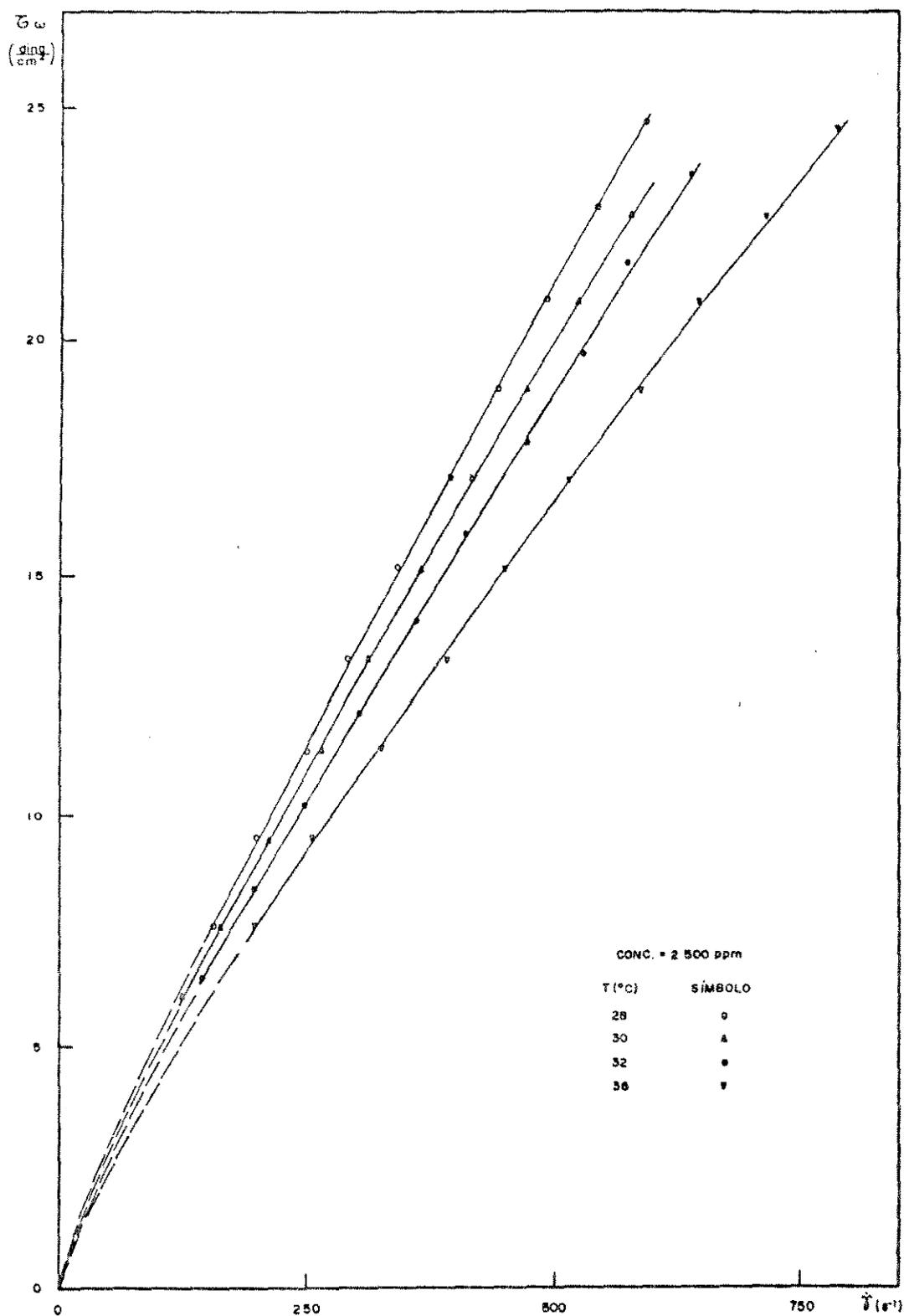


Figura V.5 - Influência da temperatura sobre a curva reológica da solução 2500 ppm. de hidroxietil celulose

te em obter os dados experimentais de modo que a taxa de deformação cresça monotonicamente até um certo valor e, a partir dele decresça também monotonicamente. Se esses dados experimentais assim obtidos resultarem em uma única curva reológica, os parâmetros reológicos desse fluido serão independentes do tempo e, caso contrário serão dependentes do tempo.

No presente trabalho foram utilizados os dois métodos acima descritos e, em ambos os casos verificou-se que o comportamento reológico do fluido é independente do tempo, em todas as temperaturas estudadas. A título de exemplo, a Figura V.6 contem as curvas reológicas das soluções de hidroxietil celulose, a  $32^{\circ}\text{C}$ , obtidas através de capilares de 150 cm. e 120 cm. de comprimento. Nessa figura verifica-se que as curvas reológicas obtidas com capilares de diferentes comprimentos são coincidentes, o que permite que o comportamento reológico do fluido é independente do tempo.

### 1.5 - Parâmetros Reológicos das Soluções

Tendo sido verificado que o fluido é não newtoniano e independente do tempo, faz-se necessário adotar um modelo de comportamento reológico para o fluido.

No presente trabalho o modelo de Ostwald-de-Waele apresentou o melhor ajuste dos dados experimentais obtidos com as soluções de hidroxietil celulose, a todas as concentrações e temperaturas estudadas. Na Tabela V.1 encontram-se os valores obtidos para os índices de comportamento e de consistência, em função da concentração e temperatura, para as solu

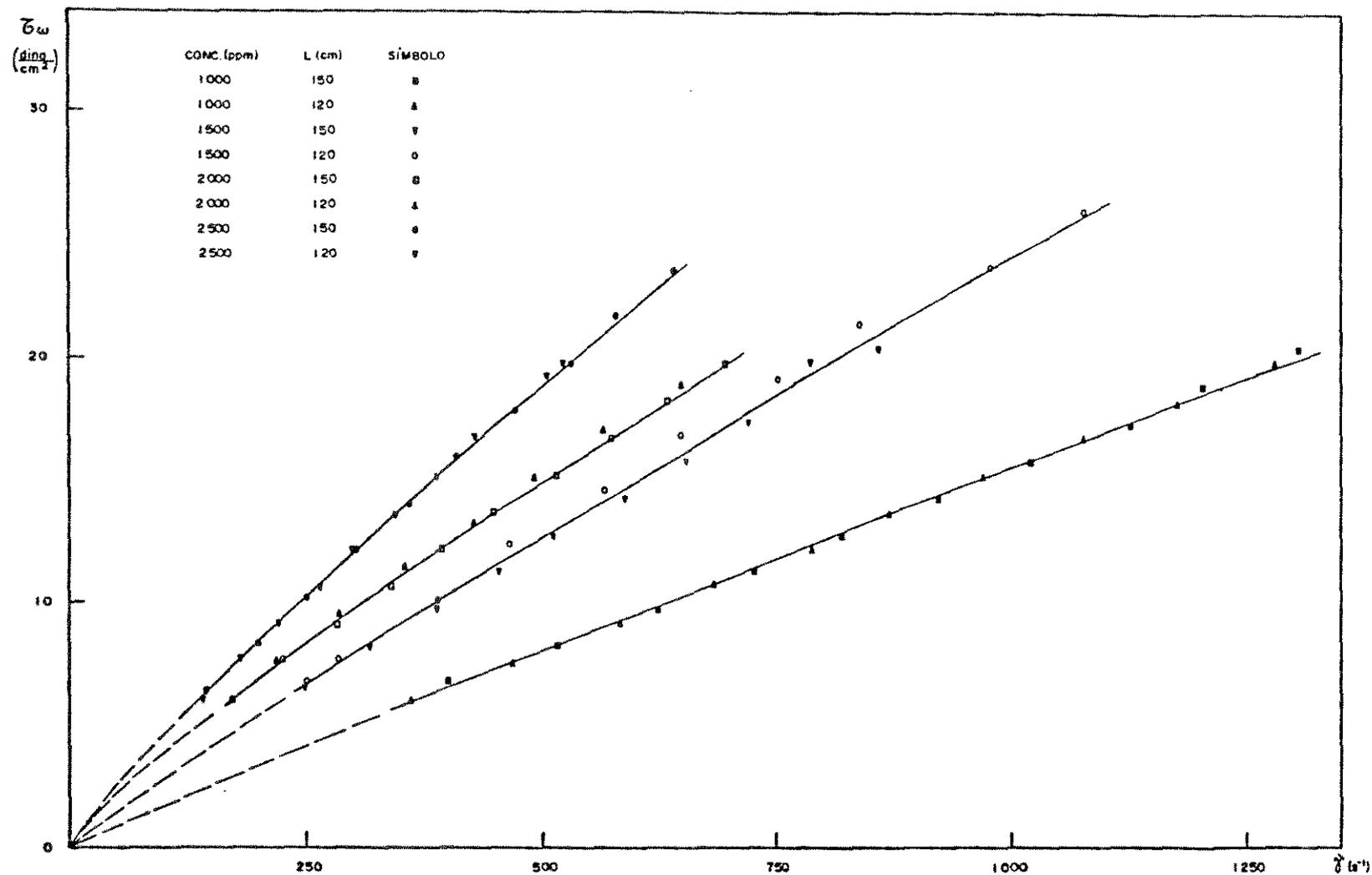


Figura V.6 - Influência do tempo sobre o comportamento reológico das soluções de hidroxietil celulose a 32°C

ções estudadas.

Concentração	T(°C)	n'	K(dina s <sup>n</sup> /cm <sup>2</sup> )
1000 ppm.	25	0,979131	0,0209
	29	0,911688	0,0309
	32	0,946789	0,0224
	35	0,998023	0,0151
	38,5	0,976542	0,0161
1500 ppm.	28	0,902252	0,0513
	32	0,926956	0,0398
	36	0,885388	0,0460
	40	0,925389	0,0324
2000 ppm.	30	0,921314	0,0466
	32	0,915844	0,0443
	34	0,851519	0,0749
2500 ppm.	28	0,884288	0,0868
	30	0,868516	0,0902
	32	0,878956	0,0800
	34	0,874824	0,0824
	36	0,854146	0,0819

Tabela V.1 - Parâmetros reológicos das soluções de hidroxietil celulose

Todos os dados reológicos utilizados foram submetidos a um tratamento estatístico constituído pelas equações (V.2), (V.3), (V.4) e (V.5) e, os resultados dessa análise encontram-se na Tabela V.2.

Concentração	T(°C)	DMA(%)	$\bar{\Delta}$ (%)	$\bar{y}$
1000 ppm.	25	0,61	0,80	1,00003
	29	0,81	1,07	1,00005
	32	1,08	1,39	1,00009
	35	0,97	1,21	1,00007
	38,5	0,84	1,05	1,00005
1500 ppm.	28	1,33	1,76	1,00014
	32	2,52	2,93	1,00041
	36	0,96	1,20	1,00007
	40	0,68	0,86	1,00003
2000 ppm.	30	0,48	0,65	1,00002
	32	0,73	0,94	1,00004
	34	0,60	0,67	1,00002
2500 ppm.	28	0,33	0,46	1,00001
	30	0,39	0,54	1,00001
	32	0,55	0,69	1,00002
	34	0,47	0,58	1,00002
	36	0,72	0,86	1,00003

Tabela V.2 - Resultados da análise estatística dos dados reológicos das soluções de hidroxietil celulose

Considerando-se os resultados que constam na Tabela V.2, pode-se concluir que é válido adotar o modelo de Ostwald-de-Waele para o comportamento reológico das soluções de hidroxietyl celuloze estudadas pois, o maior desvio médio encontrado foi de 2,52% e, o maior desvio padrão foi de 2,93%.

Portanto, as soluções de hidroxietil celuloze de concentração entre 1000 ppm. e 2500 ppm., na faixa de temperatura entre 25°C e 40°C, e taxa de deformação entre 140 s<sup>-1</sup> e 1300 s<sup>-1</sup> comportam-se como fluidos pseudoplásticos, com índices de comportamento situados entre 0,851519 e 0,998023 e, com índices de consistência entre 0,0151 dina s<sup>n</sup>/cm<sup>2</sup> e 0,0902 dina s<sup>n</sup>/cm<sup>2</sup>.

As Figuras V.7,V.8, V.9 e V.10, que se constituem em gráficos de viscosidade aparente em função da taxa de deformação e da temperatura, para as concentrações de 1000 ppm, 1500 ppm., 2000 ppm. e 2500 ppm. , respectivamente, também confirmam a validade de se admitir o comportamento pseudoplástico para os fluidos estudados.

O efeito da concentração sobre o comportamento reolôgico das soluções de hidroxietil celuloze pode ser verificado através das Figuras V.11 e V.12, ambas a 32°C. Na Figura V.11 encontram-se as curvas reológicas, enquanto que na Figura V.12 estão as curvas da viscosidade aparente. Nessas figuras nota-se que, a 32°C, há grandes variações entre o comportamento reológico das soluções de 1000 ppm e 2500 ppm, enquanto que quase não se verifica diferenças no comportamento reológico das soluções de 1500 ppm. e 2000 ppm., apesar do comportamento dessas últimas serem distintos das duas primeiras.

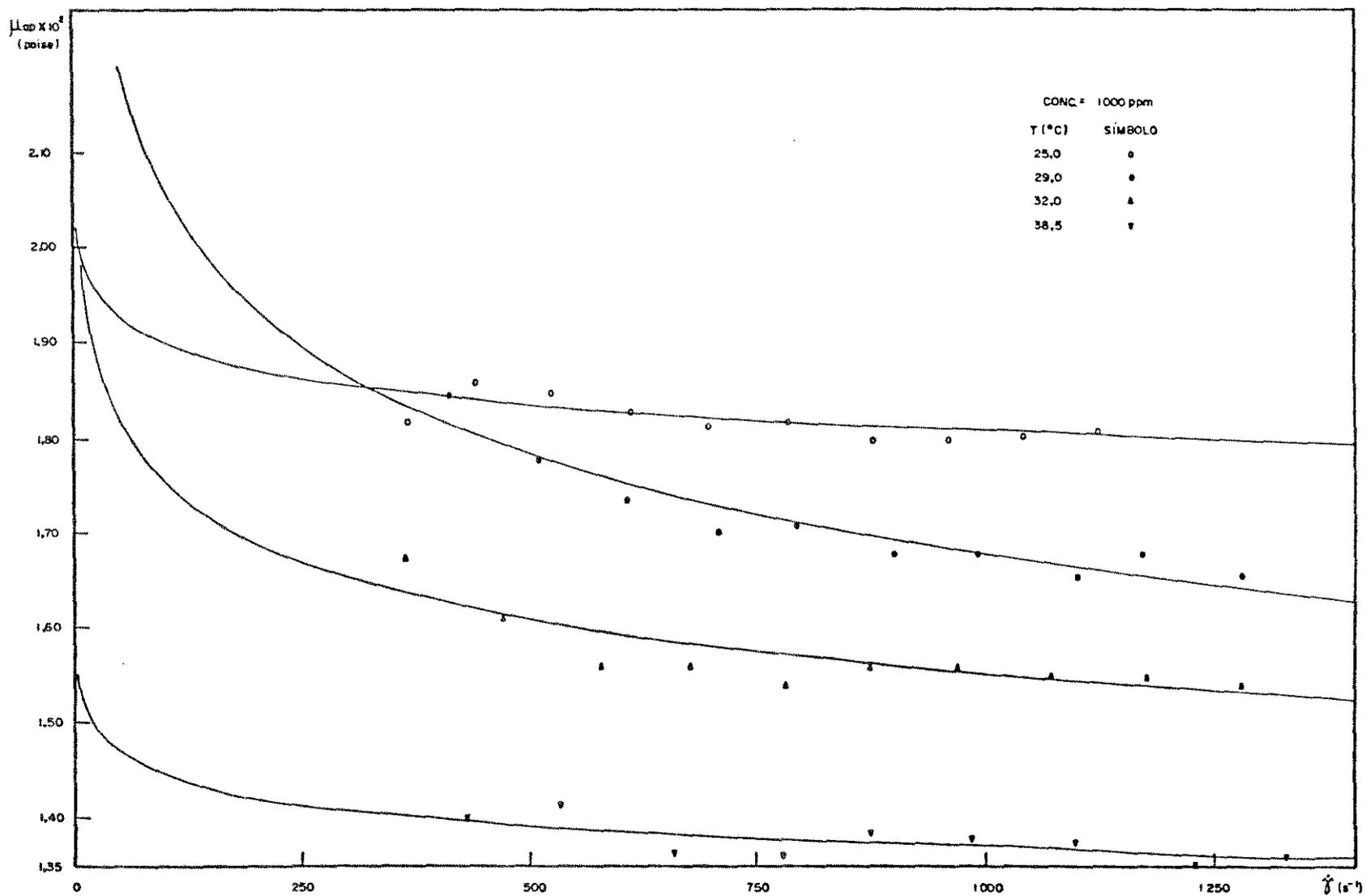


Figura V.7 - Efeito da temperatura sobre o comportamento da viscosidade aparente da solução  
 1000 ppm. de hidroxietil celulose

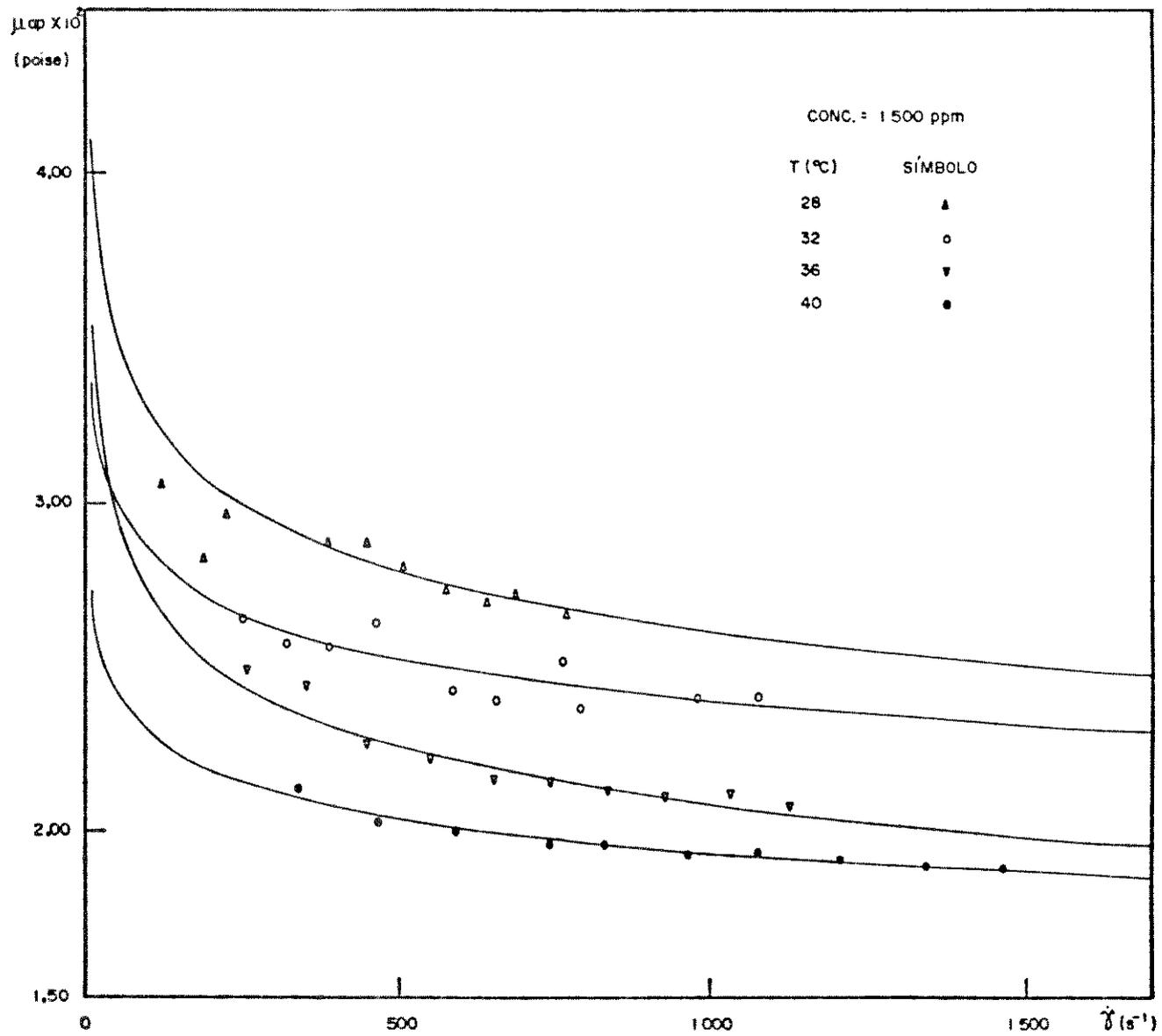


Figura V.8 - Efeito da temperatura sobre a viscosidade aparente da solução 1500 ppm. de hidroxietil celulose

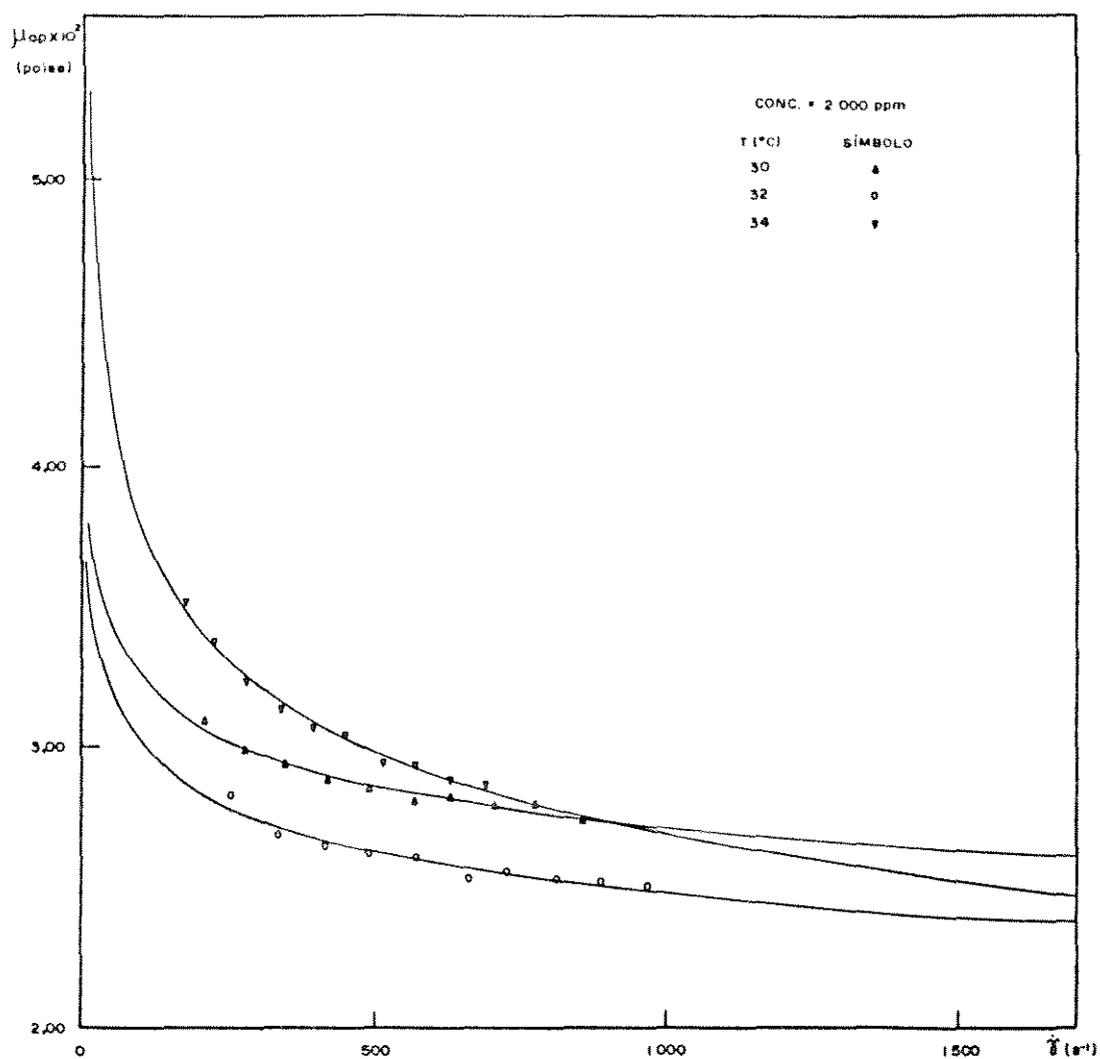


Figura V.9 - Efeito da temperatura sobre a viscosidade aparente da solução 2000 ppm. de hidroxietil celulose

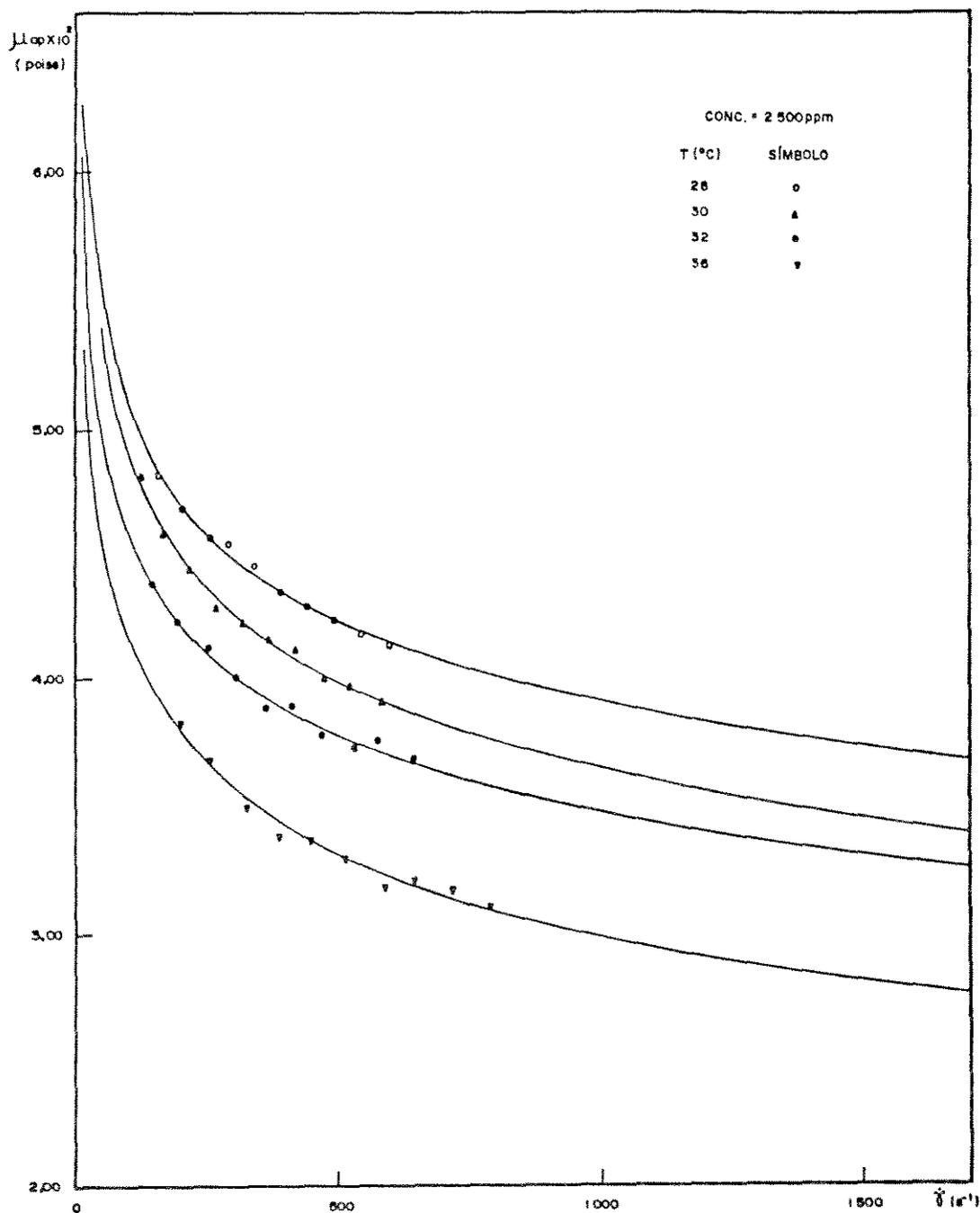


Figura V.10 - Efeito da temperatura sobre a viscosidade aparente da solução 2500 ppm. de hidroxi-etil celulose

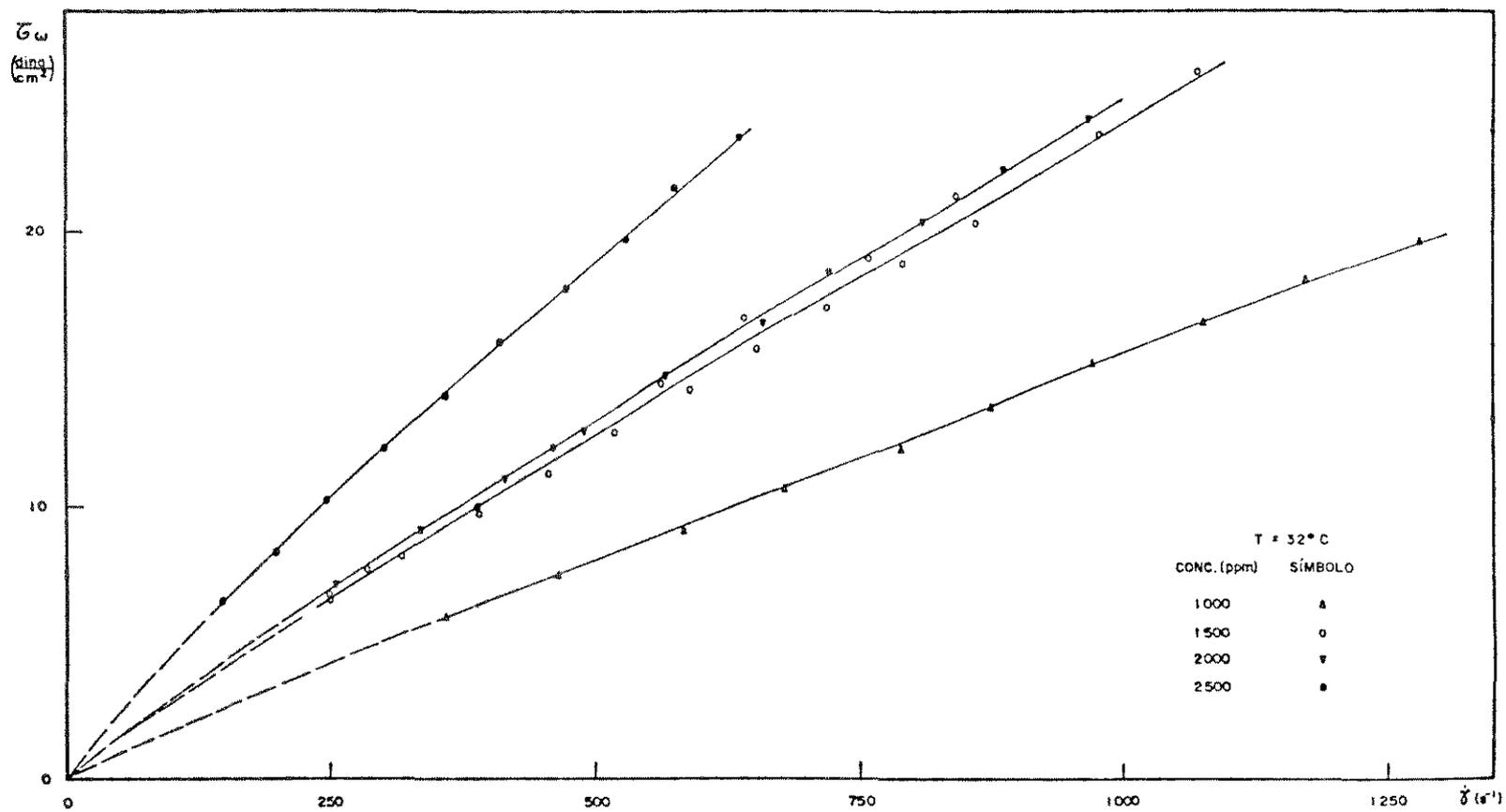


Figura V.11 - Efeito da concentração sobre o comportamento reológico das soluções de hidroxietil celulose a 32°C

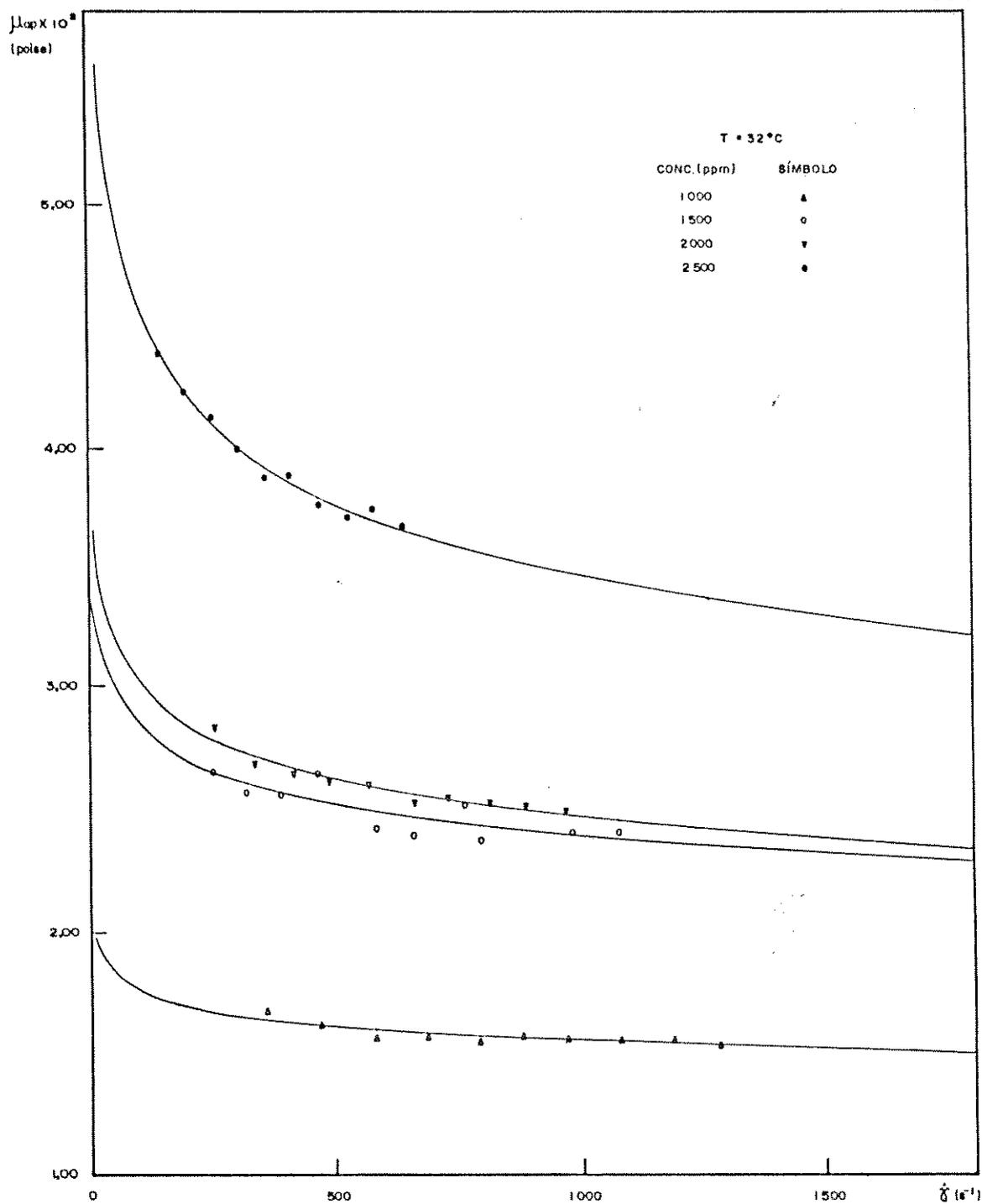


Figura V.12 - Efeito da concentração sobre a viscosidade aparente das soluções de hidroxietil celulose a 32°C

## 2 - Instalação Piloto

Os dados experimentais obtidos na instalação piloto foram realizados segundo o procedimento descrito no item 1.2 do capítulo IV.

Os parâmetros reológicos utilizados no tratamento dos dados obtidos através da instalação piloto, foram os determinados através do viscosímetro capilar de tubos descartáveis, ou seja, utilizou-se a extrapolação da curva reológica ao correspondente valor de tensão de cisalhamento na parede verificado na instalação piloto.

### 2.1 - Tratamento dos Dados Experimentais

Para cada um dos tubos, a cada vazão, foram obtidos os valores da deflexão do manometro e da vazão. Com esses valores foram calculados a tensão de cisalhamento na parede do tubo e o coeficiente de atrito de Fanning, pelas equações (II.13) e (II.68):

$$\tau_w = \frac{R\Delta P}{2L} \quad (\text{II.13})$$

$$f = \frac{2\tau_w}{\rho V^2} \quad (\text{II.68})$$

A taxa de deformação e a viscosidade aparente foram calculadas por extrapolação da curva reológica, através do valor da tensão de cisalhamento na parede, ou seja, através da equação (II.23) rearranjada e, pela equação (V.6), respectiva

mente:

$$\dot{\gamma} = \left( \frac{\tau}{K} \right)^{1/n} \quad (\text{II.23})$$

$$\mu_{ap} = K \dot{\gamma}^{n-1} \quad (\text{V.6})$$

Com isto, o número de Reynolds aparente foi calculado através da equação (II.60):

$$\text{Re}_{ap} = \frac{\rho V D}{\mu_{ap}} \quad (\text{II.60})$$

A viscosidade limite foi determinada através da curva reológica, adotando-se o valor obtido quando a diferença entre as viscosidades aparentes era menor do que 1%, para um incremento de  $100 \text{ s}^{-1}$  na taxa de deformação. Desta forma, o número de Reynolds limite foi então calculado através da equação (II.61):

$$\text{Re}_l = \frac{\rho V D}{\mu_{\infty}} \quad (\text{II.61})$$

Na região de escoamento laminar a viscosidade efetiva foi calculada como no ponto A da Figura II.18 mas, na região de escoamento turbulento essa viscosidade foi determinada como a do ponto D, ou seja, foram utilizadas a tensão de cisalhamento na parede e a pseudo-taxa de deformação verificadas experimentalmente, como é o caso da equação (II.66) relacionada à Figura II.18. O número de Reynolds efetivo foi

então determinado pela equação (II.62):

$$Re_{ef} = \frac{\rho V D}{\mu_{ef}} \quad (II.62)$$

O número de Reynolds generalizado de Metzner e Reed foi calculado através da equação (II.71):

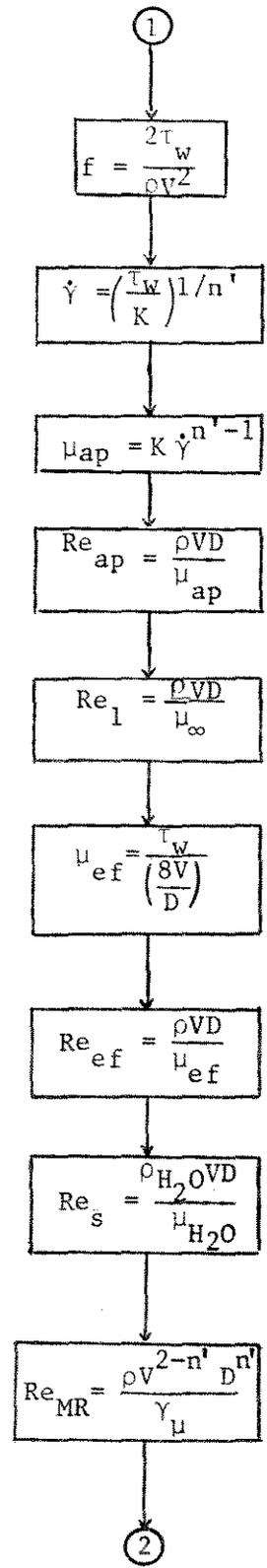
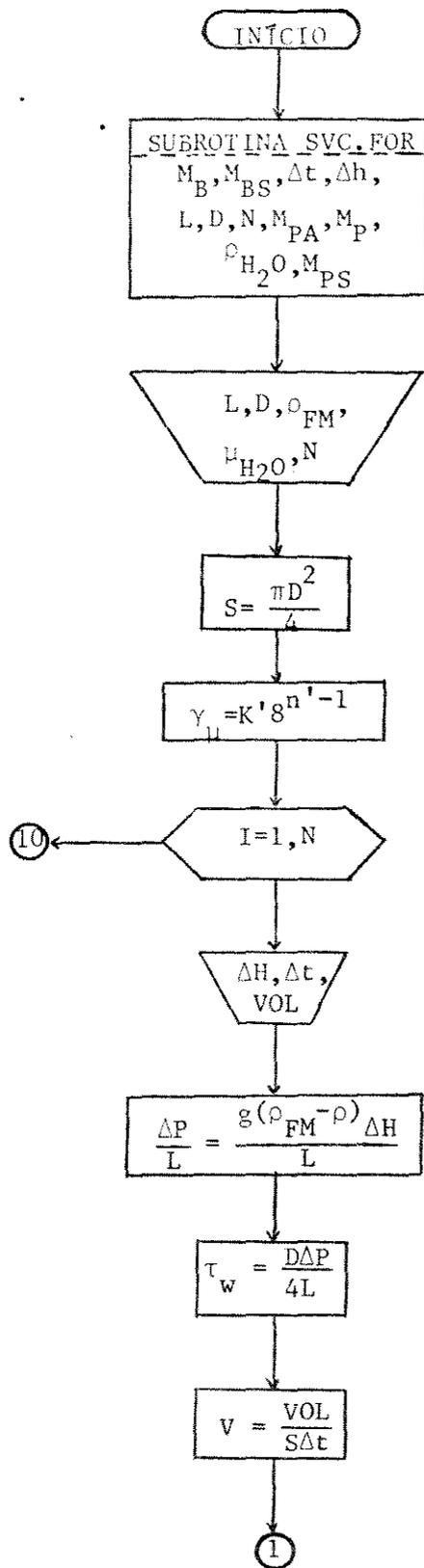
$$Re_{MR} = \frac{\rho V^{2-n'} D^{n'}}{K' 8^{n'-1}} \quad (II.71)$$

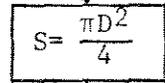
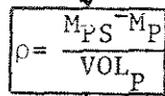
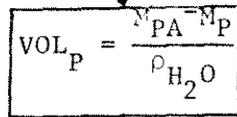
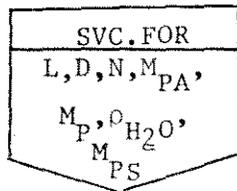
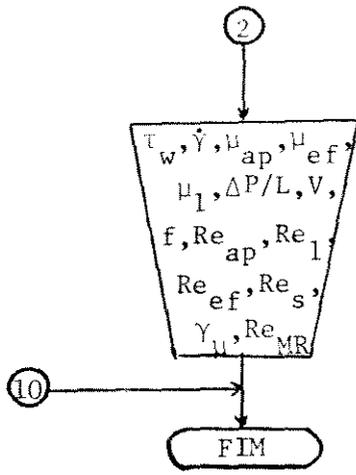
Com o objetivo de verificar a presença do fenômeno da redução do arraste, também foram calculados os correspondentes números de Reynolds do solvente :

$$Re_s = \frac{\rho_{H_2O} V D}{\mu_{H_2O}} \quad (V.7)$$

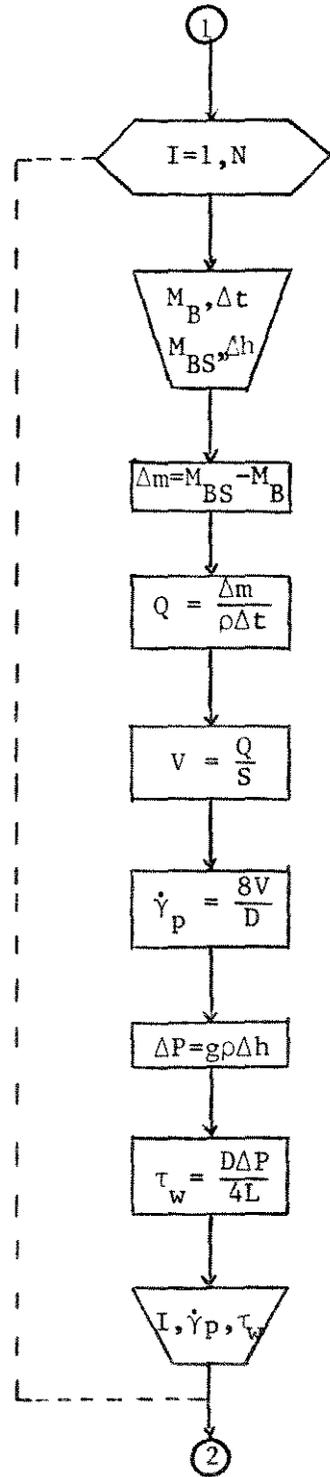
onde a velocidade de escoamento é a verificada no escoamento da solução mas, as propriedades físicas - massa específica e viscosidade - são as do solvente, à temperatura verificada no escoamento da solução.

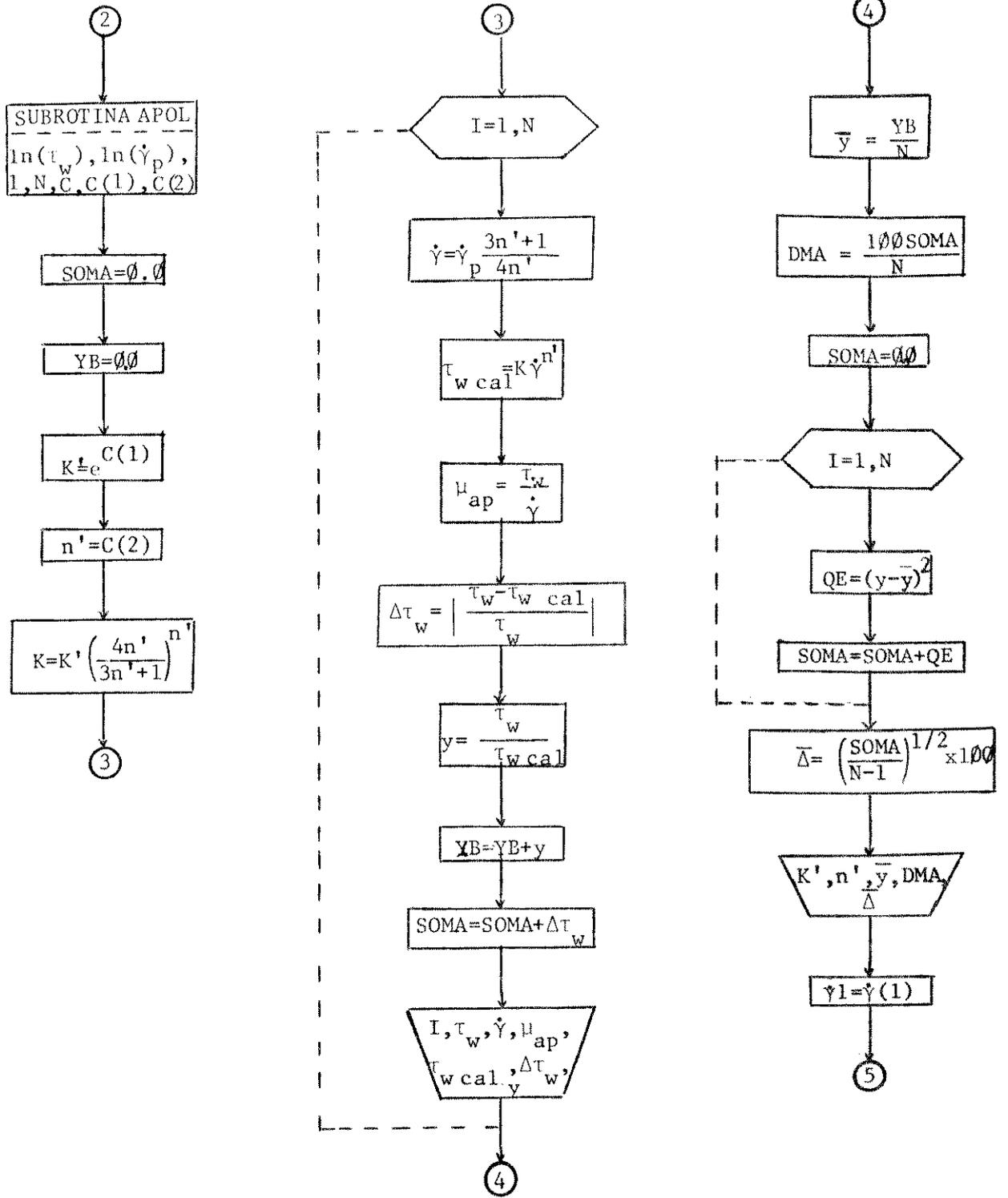
Esta sequência de cálculos foi realizada através de um programa, cujo diagrama de blocos encontra-se na Figura V.13.





①





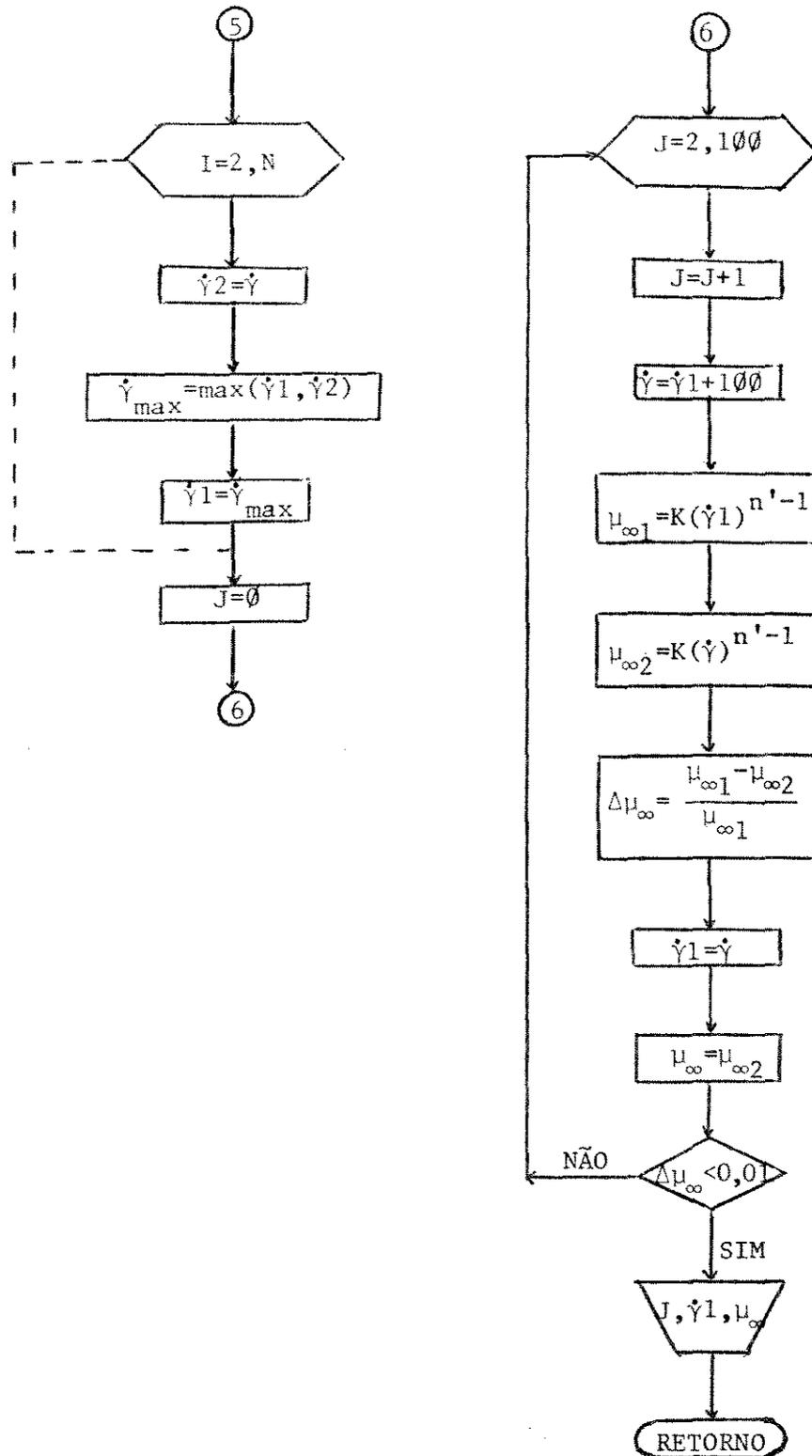


Figura V.13 - Diagrama de blocos de programa para o cálculo do coeficiente de atrito e dos números de Reynolds generalizados

## 2.2 - Resultados Experimentais

Na instalação piloto foram obtidos 380 pontos experimentais. O coeficiente de atrito de Fanning situou-se entre 0,00335 e 0,150431, para as regiões de números de Reynolds generalizados indicados na Tabela V.3.

Número de Reynolds generalizado	Região observada
$Re_{ap}$	168 - 54320
$Re_{MR}$	156 - 45571
$Re_1$	258 - 45068
$Re_{ef}$	106 - 8233

Tabela V.3 - Regiões de números de Reynolds generalizados observadas

As Figuras V.14, V.15, V.16 e V.17 contêm os coeficientes de atrito de Fanning em função de  $Re_{ap}$ ,  $Re_{MR}$ ,  $Re_1$ ,  $Re_{ef}$ , respectivamente.

## 2.3 - Análise dos Resultados

A distribuição dos 380 pontos experimentais segundo as regiões de escoamento laminar, turbulento e de redução do arraste, em função da concentração encontra-se na Tabela V.4, para o número de Reynolds aparente.

Considerando-se o número de Reynolds generalizado de Metzner e Reed, a distribuição dos pontos experimentais segun

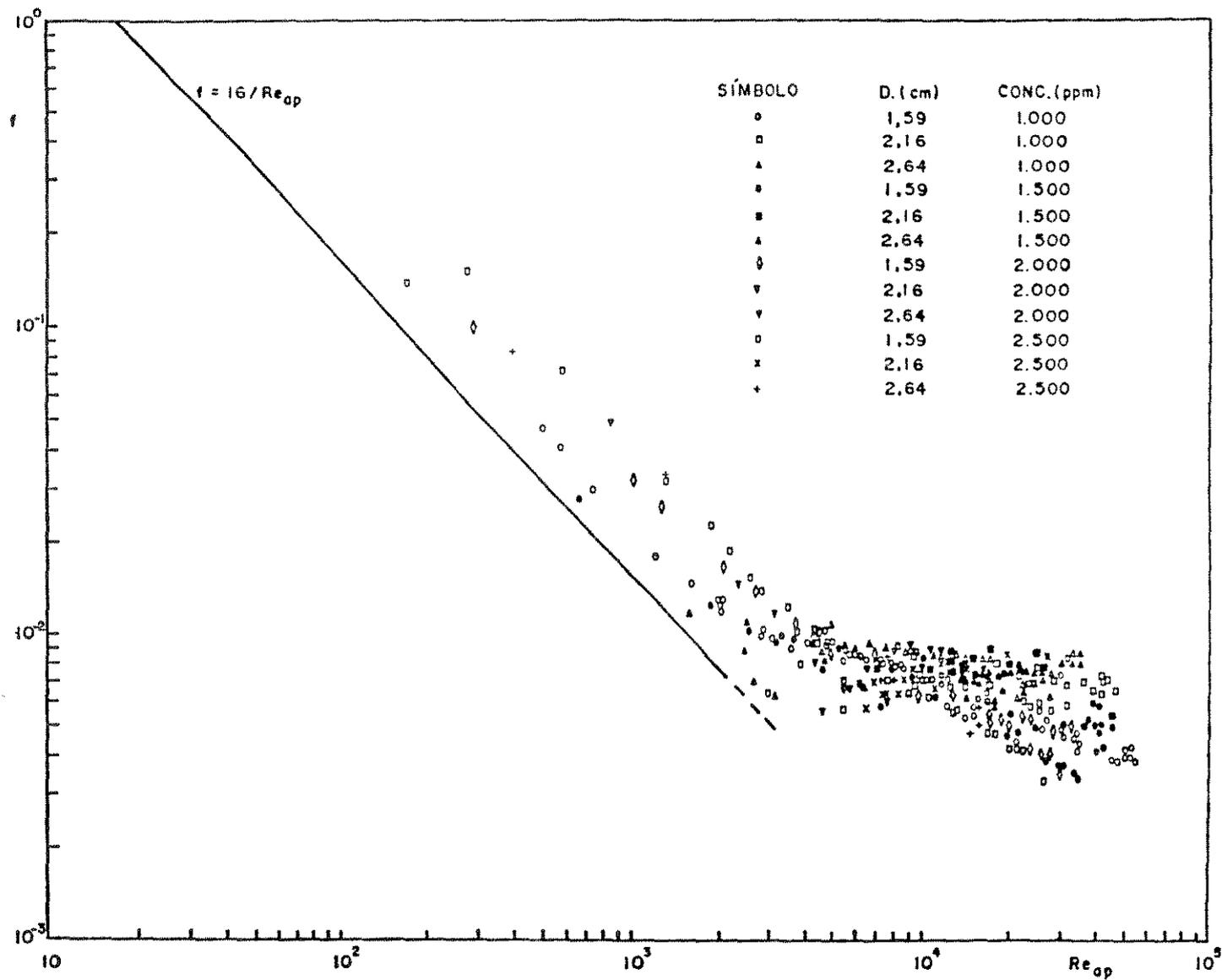


Figura V.14 - Coeficiente de atrito de Fanning em função de  $Re_{ap}$

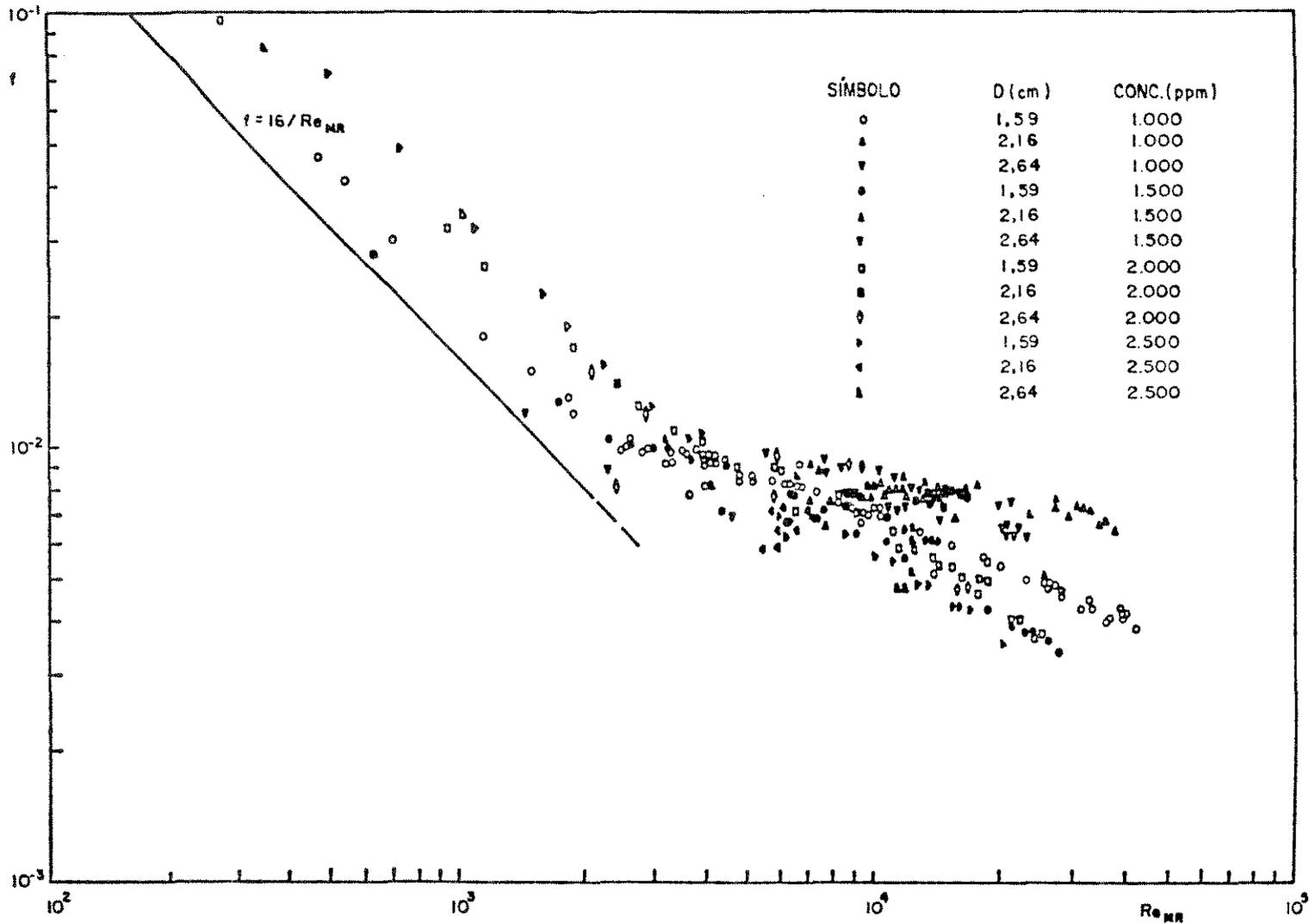


Figura V.15 - Coeficiente de atrito de Fanning em função de  $Re_{MR}$

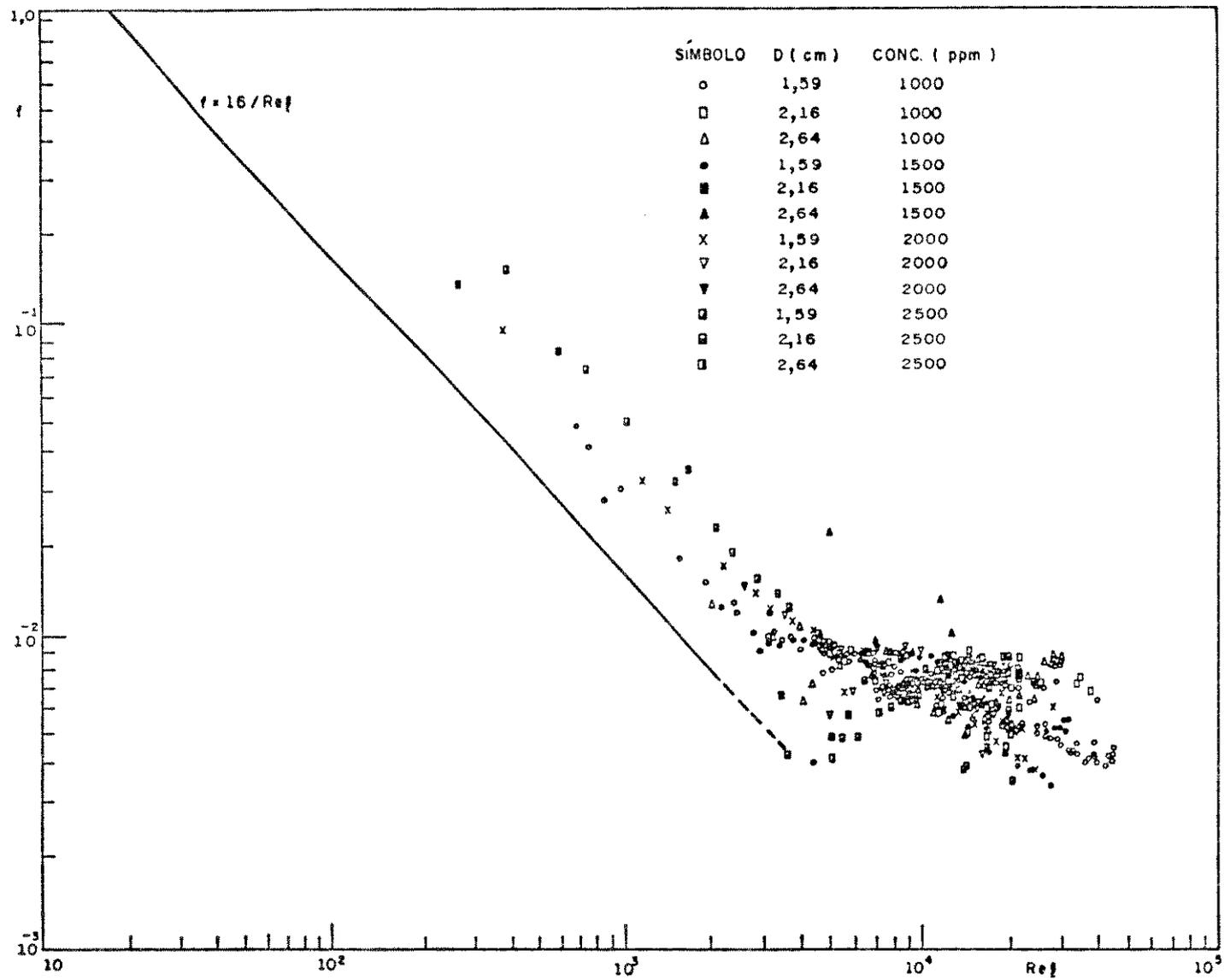


Figura V.16 - Coeficiente de atrito de Fanning em função de  $Re_1$

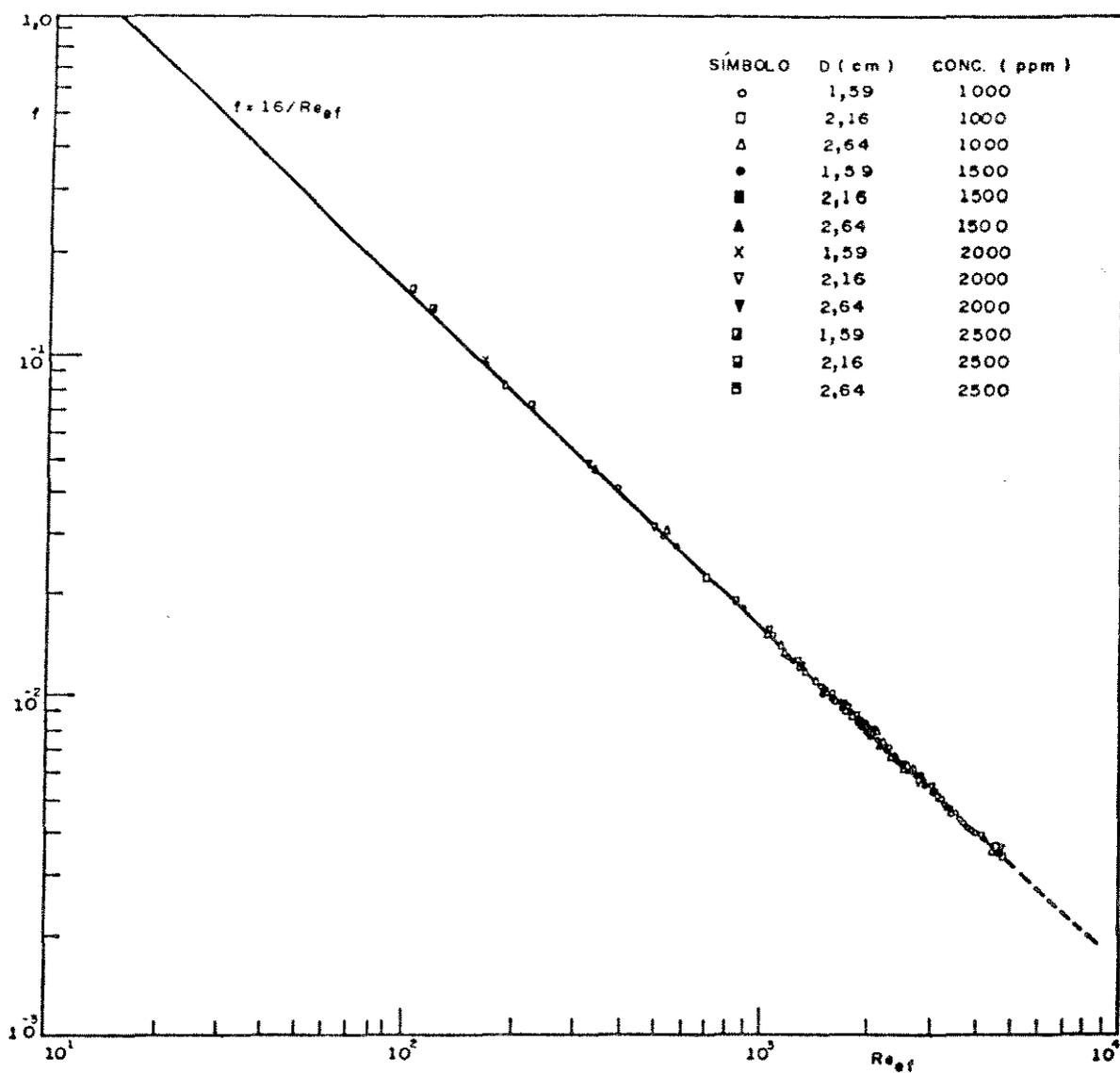


Figura V.17 - Coeficiente de atrito de Fanning em função de  $Re_{ef}$

do as regiões de escoamento, em função do índice de comportamento do fluido encontra-se na Tabela V.5.

Concentração = 1000 ppm.			
Diâmetro	Laminar $Re_{ap} \leq 1600$	Turbulento $Re_{ap} \geq 3000$	Redução do Arraste
1,59 cm.	5	47	23 - $Re_{ap} > 18000$
2,16 cm.	0	4	12 - $Re_{ap} > 21000$
2,64 cm.	0	19	0
Concentração = 1500 ppm.			
Diâmetro	Laminar $Re_{ap} \leq 2000$	Turbulento $Re_{ap} \geq 3500$	Redução do Arraste
1,59 cm.	2	15	26 - $Re_{ap} > 12500$
2,16 cm.	1	17	8 - $Re_{ap} > 16500$
2,64 cm.	1	24	0
Concentração = 2000 ppm.			
Diâmetro	Laminar $Re_{ap} \leq 4000$	Turbulento $Re_{ap} \geq 4350$	Redução do Arraste
1,59 cm.	6	12	23 - $Re_{ap} > 12000$
2,16 cm.	0	7	0
2,64 cm.	2	20	0
Concentração = 2500 ppm.			
Diâmetro	Laminar $Re_{ap} \leq 6400$	Turbulento $Re_{ap} \geq 7000$	Redução do Arraste
1,59 cm.	15	7	21 - $Re_{ap} > 12000$
2,16 cm.	5	28	0
2,64 cm.	6	8	0

Tabela V.4 - Distribuição do número de pontos experimentais obtidos, segundo a região de escoamento, em função da concentração da solução e do número de Reynolds aparente

n'	Diâmetro	Laminar	Turbulento	Redução do Arraste
0,998		$Re_{MR} \leq 3100$	$Re_{MR} \geq 3900$	
	2,16 cm.		1	3 - $Re_{MR} \geq 21000$
0,98		$Re_{MR} \leq 3100$	$Re_{MR} \geq 3900$	
	1,59 cm.			4 - $Re_{MR} \geq 15000$
	2,16 cm.		1	5 - $Re_{MR} \geq 21000$
	2,64 cm.		6	
0,95		$Re_{MR} \leq 3100$	$Re_{MR} \geq 3900$	
	1,59 cm.			4 - $Re_{MR} \geq 15000$
0,93		$Re_{MR} \leq 2300$	$Re_{MR} \geq 3000$	
	1,59 cm.		1	5 - $Re_{MR} \geq 10500$
	2,16 cm.		6	1 - $Re_{MR} \geq 13000$
	2,64 cm.		3	
0,92		$Re_{MR} \leq 5000$	$Re_{MR} \geq 7000$	
	1,59 cm.	13	12	19 - $Re_{MR} \geq 11000$
	2,16 cm.		4	
	2,64 cm.	4	17	
0,91		$Re_{MR} \leq 3100$	$Re_{MR} \geq 3900$	
	1,59 cm.	12	40	15 - $Re_{MR} \geq 15000$
	2,16 cm.		2	4 - $Re_{MR} \geq 21000$
	2,64 cm.	1	13	
0,90		$Re_{MR} \leq 2300$	$Re_{MR} \geq 3000$	
	1,59 cm.	4	12	11 - $Re_{MR} \geq 10500$
	2,16 cm.		2	1 - $Re_{MR} \geq 13000$
	2,64 cm.		22	
0,89		$Re_{MR} \leq 2300$	$Re_{MR} \geq 3000$	
	1,59 cm.			10 - $Re_{MR} \geq 10500$
	2,16 cm.		8	6 - $Re_{MR} \geq 13000$

n'	Diâmetro	Laminar	Turbulento	Redução do Arraste
0,88		$Re_{MR} \leq 6000$	$Re_{MR} \geq 7000$	
	1,59 cm.	13		14 - $Re_{MR} \geq 9600$
	2,16 cm.	2	7	
	2,64 cm.	6	2	
0,87		$Re_{MR} \leq 6000$	$Re_{MR} \geq 7000$	
	1,59 cm.	2	1	6 - $Re_{MR} \geq 9600$
	2,16 cm.	4	9	
	2,64 cm.		1	
0,85		$Re_{MR} \leq 5000$	$Re_{MR} \geq 7000$	
	1,59 cm.			5 - $Re_{MR} \geq 11000$
	2,16 cm.	3	10	

Tabela V.5 - Distribuição do número de pontos experimentais obtidos, segundo a região de escoamento, em função do índice de comportamento da solução e do número de Reynolds generalizado de Metzner e Reed

### 2.3.1 - Região de Escoamento Laminar

#### a - Número de Reynolds Aparente

Para a região de escoamento laminar a relação entre o coeficiente de atrito de Fanning e o número de Reynolds aparente é dada pela equação (III.11):

$$f = \frac{16}{Re_{ap}} \frac{3n'+1}{4n'} \quad (III.11)$$

A equação (III.11) foi utilizada para os 43 pontos

experimentais que constam da Tabela V.5, apresentando os resultados parciais que se encontram na Tabela V.6. Considerando-se todos os 43 pontos experimentais, verificou-se um desvio médio absoluto de 47,50% e desvio padrão de 56,73%. A Figura V.18 apresenta os valores experimentais e os valores calculados pela equação (III.11).

n'	Re <sub>ap_max</sub>	$\bar{y}$	DMA (%)	$\bar{\Delta}$ (%)
0,92	4000	2,20849	54,51	16,15
0,91	1600	1,39614	28,30	4,96
0,90	2400	1,24858	18,91	16,26
0,88	6400	2,33500	54,22	49,42
0,87	6400	1,48294	44,76	104,59
0,85	6400	2,26200	55,79	-

Tabela V.6 - Resultados da análise estatística dos pontos experimentais da região de escoamento laminar

b - Número de Reynolds Generalizado de Metzner e Reed

Utilizando-se o número de Reynolds de Metzner e Reed, o coeficiente de atrito de Fanning na região de escoamento laminar é calculado através da equação (III.9):

$$f = \frac{16}{Re_{MR}} \quad (III.9)$$

Os 64 dados experimentais da região de escoamento laminar, que constam da Tabela V.5, foram comparados à equação

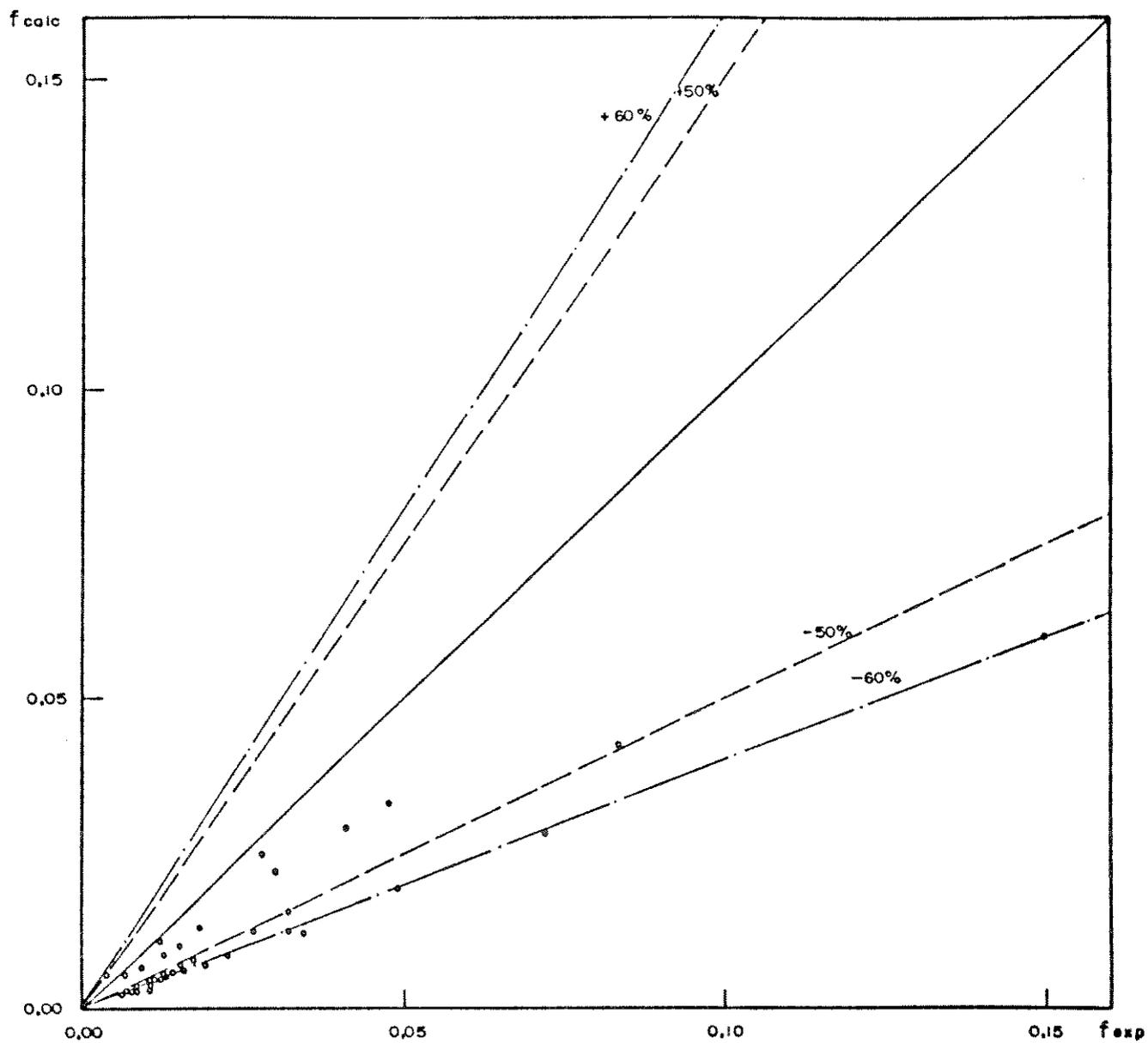


Figura V.18 - Desvios do coeficiente de atrito na região de escoamento laminar, utilizando-se  $Re_{ap}$  e a equação (II.11)

(III.9), encontrando-se um desvio médio absoluto de 46,40% e desvio padrão de 95,65%. A Figura V.19 mostra os desvios do coeficiente de atrito na região laminar, utilizando-se a equação (III.9).

#### c - Conclusões

Na região do escoamento laminar, somente a utilização do número de Reynolds generalizado de Metzner e Reed resulta em uma única curva pois, utilizando-se o número de Reynolds aparente, o comportamento do coeficiente de atrito de Fanning é descrito por uma família de curvas, que dependem do índice de comportamento do fluido.

Para os dados experimentais obtidos neste trabalho os desvios verificados, utilizando-se as equações (II.9) e (II.11) não são muito diferentes mas, as curvas descritas pela equação (II.11) parecem representar melhor os dados experimentais, se for considerada a dispersão em torno das curvas.

Os desvios verificados, tanto em relação à equação (II.9) quanto em relação à equação (II.11) não são pequenos, o que torna necessário considerar que os dados experimentais na região de escoamento laminar em tubos, além de serem de difícil obtenção, possuem também maiores incertezas. No entanto, como os desvios médios absolutos, utilizando-se ambas as equações (II.9) e (II.11), são muito próximos, é possível concluir que essas equações são equivalentes, como já havia sido demonstrado no capítulo II.

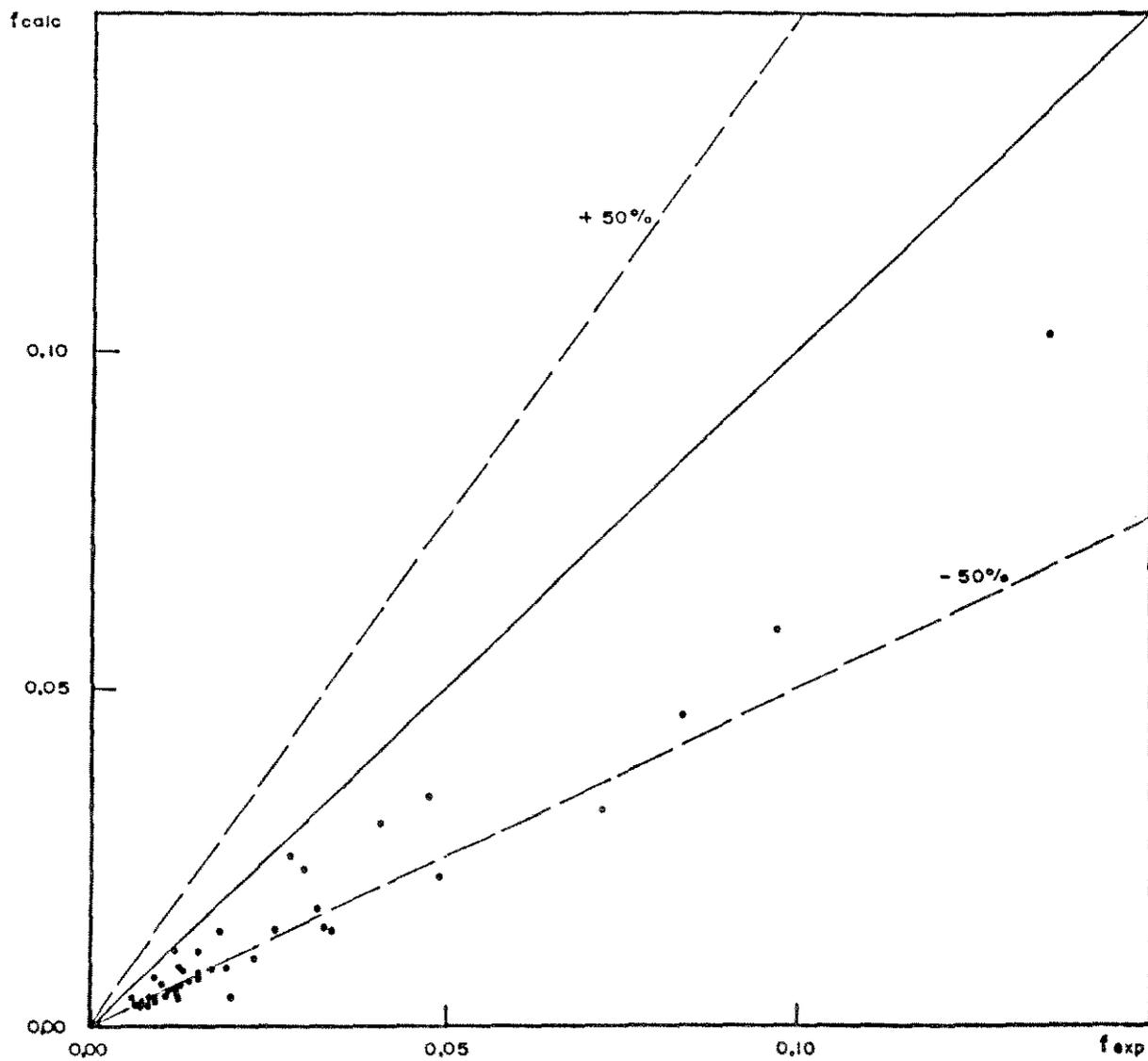


Figura V.19 - Desvios do coeficiente de atrito de Fanning no regime laminar, utilizando  $Re_{MR}$

### 2.3.2 - Região de Escoamento Turbulento

Os dados experimentais obtidos na região de escoamento turbulento sem redução do arraste, foram utilizados para determinar os parâmetros de correlação do tipo Blasius (equação (III.13)) e do tipo Prandtl (equação (III.40)), usando-se o número de Reynolds aparente.

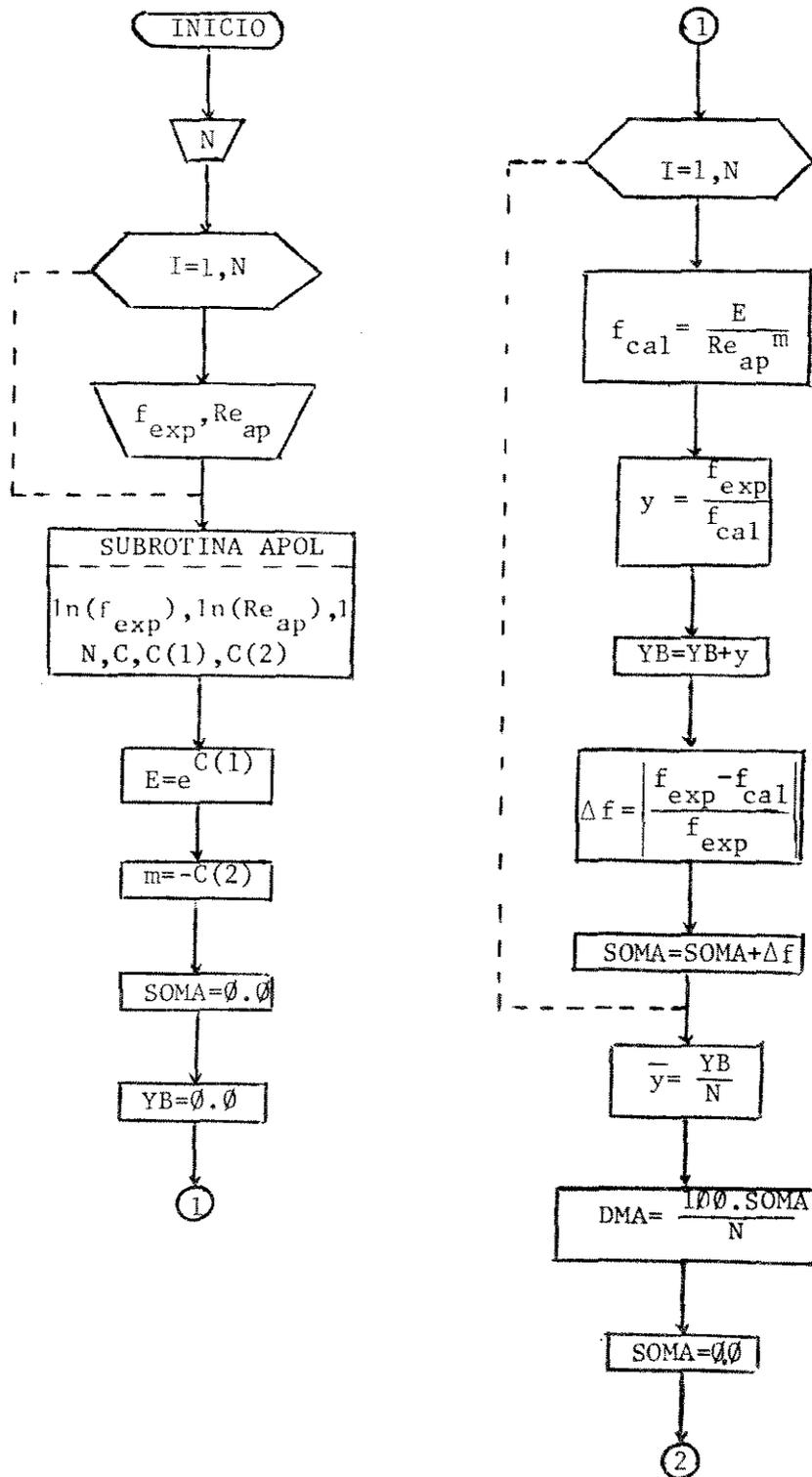
O número de Reynolds generalizado de Metzner e Reed também foi calculado a partir de dados experimentais, para cada condição de escoamento e, foi utilizado nas correlações de Shaver e Merrill (equações (III.13), (III.16) e (III.17)) e de Dodge e Metzner (equação (III.57)), cujos resultados foram comparados aos observados experimentalmente.

#### a - Correlação do Tipo Blasius

As correlações do tipo Blasius têm a forma da equação (III.13) :

$$f = E Re^{-m} \quad (III.13)$$

Neste trabalho foi utilizado o número de Reynolds aparente para determinação dos parâmetros E e m, que foi realizada através do programa cujo diagrama de blocos encontram-se na Figura V.20.



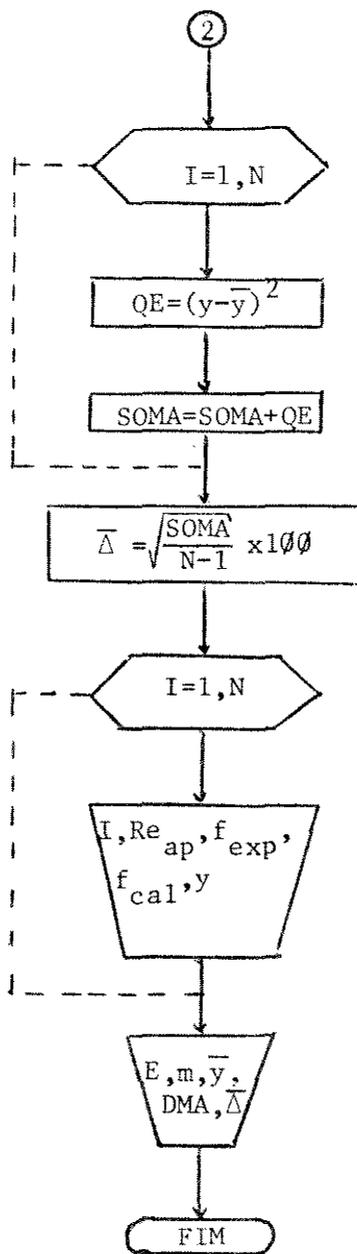


Figura V.20 - Diagrama de blocos do programa para o cálculo dos parâmetros E e m da correlação do tipo Blasius

Os dados experimentais foram analisados em função da concentração, e os resultados obtidos encontram-se na Tabela V.7 e as curvas encontram-se traçadas nas Figuras V.21 a V.24.

Concentração	E	m	$\bar{y}$	DMA(%)	$\bar{\Delta}$ (%)
1000 ppm.	0,0351	0,16	1,00279	6,35	7,56
1500 ppm.	0,0529	0,20	1,00258	5,92	7,16
2000 ppm.	0,0342	0,15	1,00298	5,98	7,63
2500 ppm.	0,0162	0,08	1,00376	6,50	8,50

Tabela V.7 - Valores dos parâmetros da correlação do tipo Blasius e os resultados da análise estatística

Os quatro diferentes valores obtidos para cada um dos parâmetros E e m, e o fato desses parâmetros não mostrarem uma tendência de comportamento bem definida, em função da concentração, como é possível verificar na Tabela V.7, foram considerados insuficientes para obter correlações de E e m em função da concentração.

A análise estatística envolvendo todos os dados experimentais simultaneamente, também foi realizada, obtendo-se um desvio médio de 6,16% e 7,50% de desvio padrão.

b - Correlação de Shaver e Merrill

A correlação proposta por Shaver e Merrill<sup>(22)</sup> tem a for

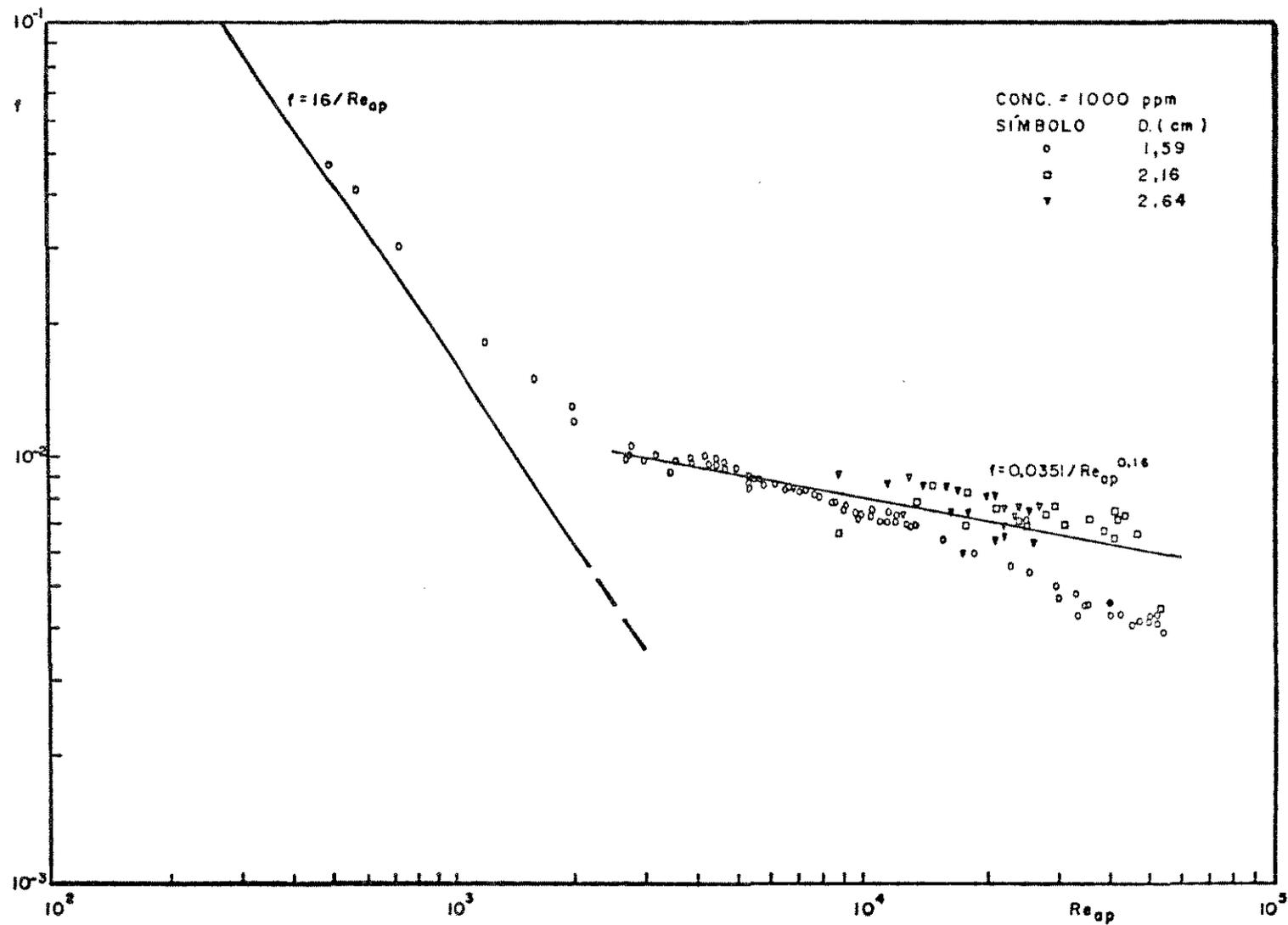


Figura V.21 - Coeficiente de atrito em função do número de Reynolds aparente para a solução a 1000 ppm.

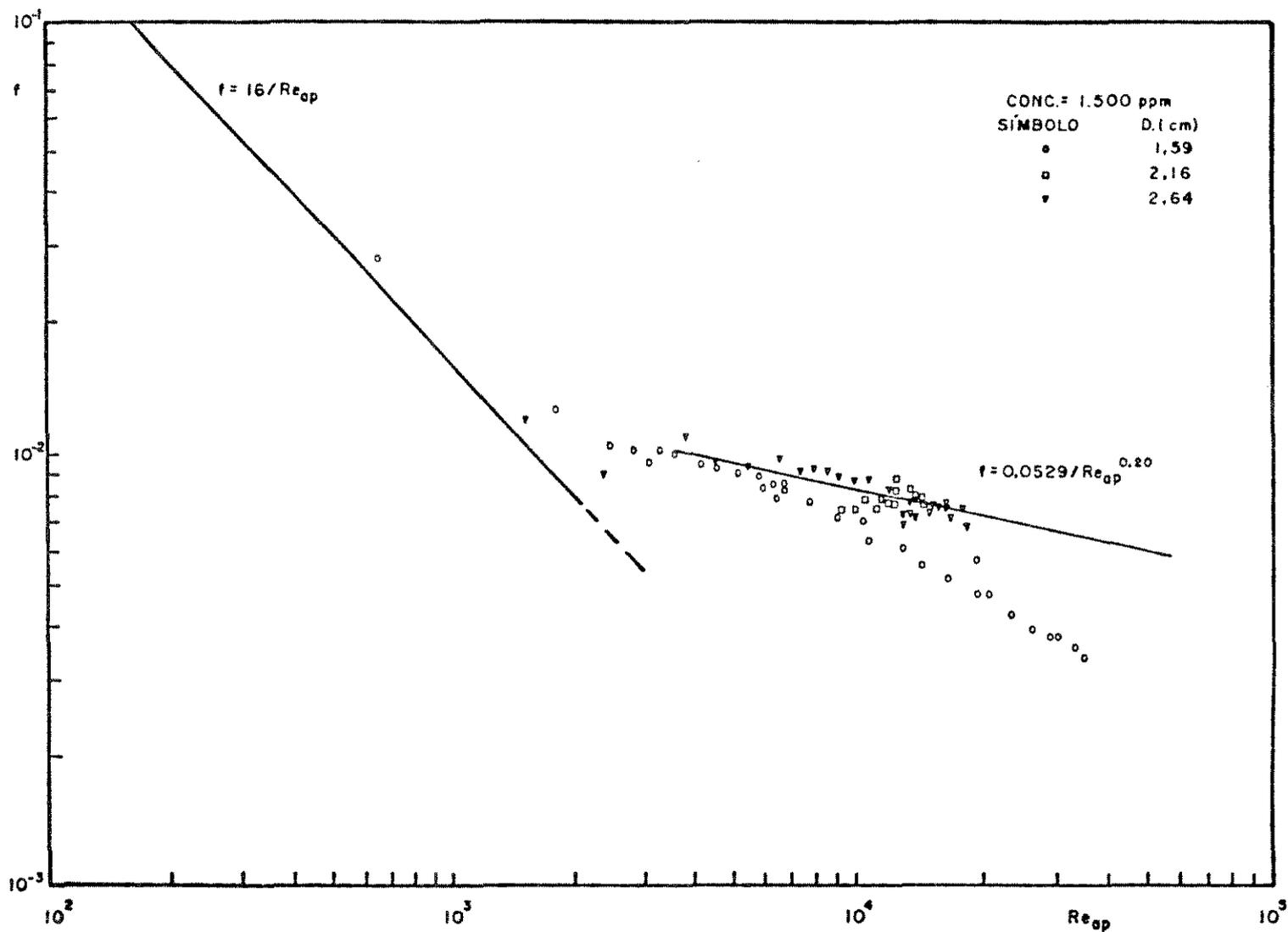


Figura V.22 - Coeficiente de atrito em função do número de Reynolds aparente para a solução a 1500 ppm.

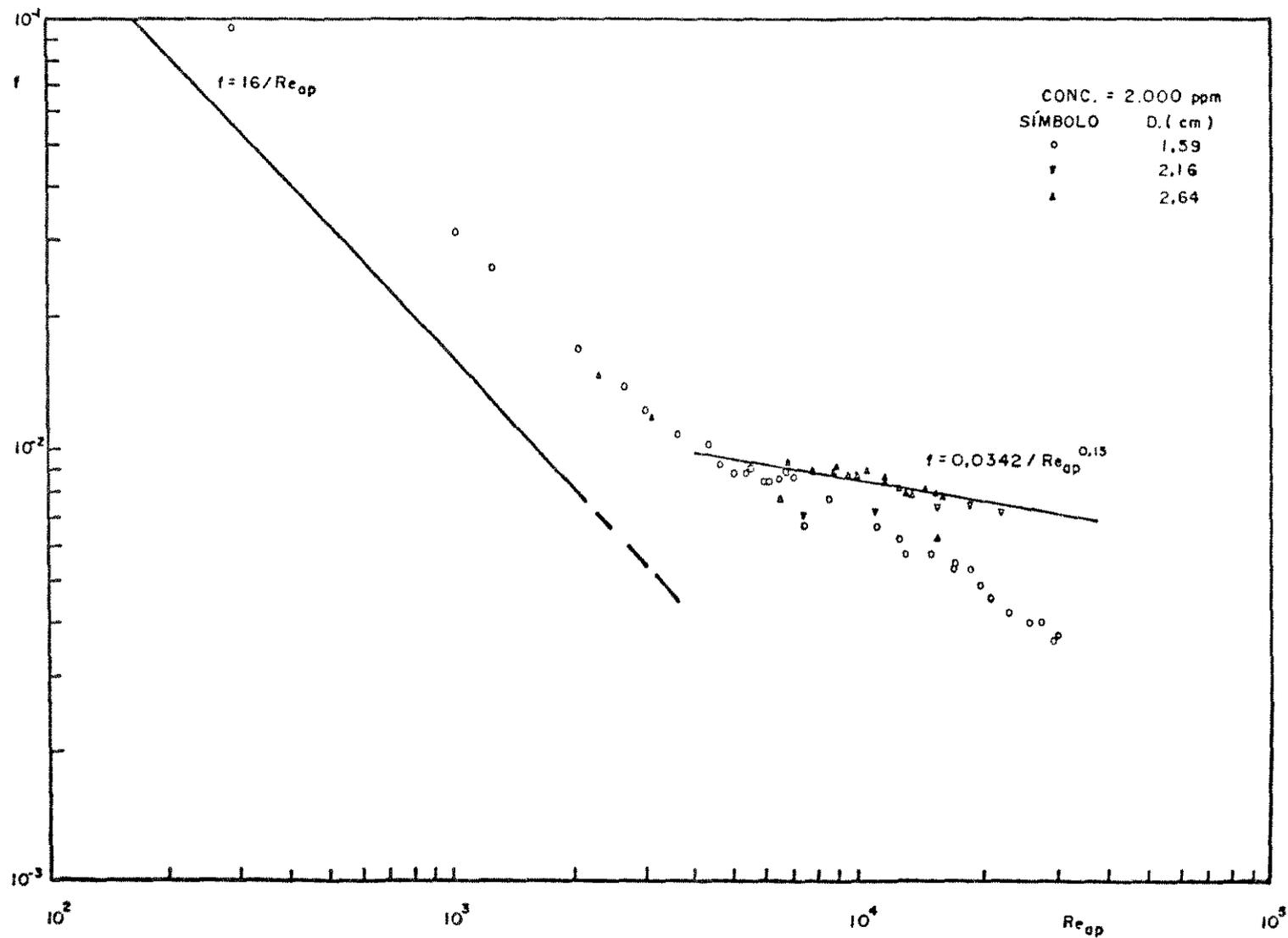


Figura V.23 - Coeficiente de atrito em função do número de Reynolds aparente para a solução a 2000 ppm.

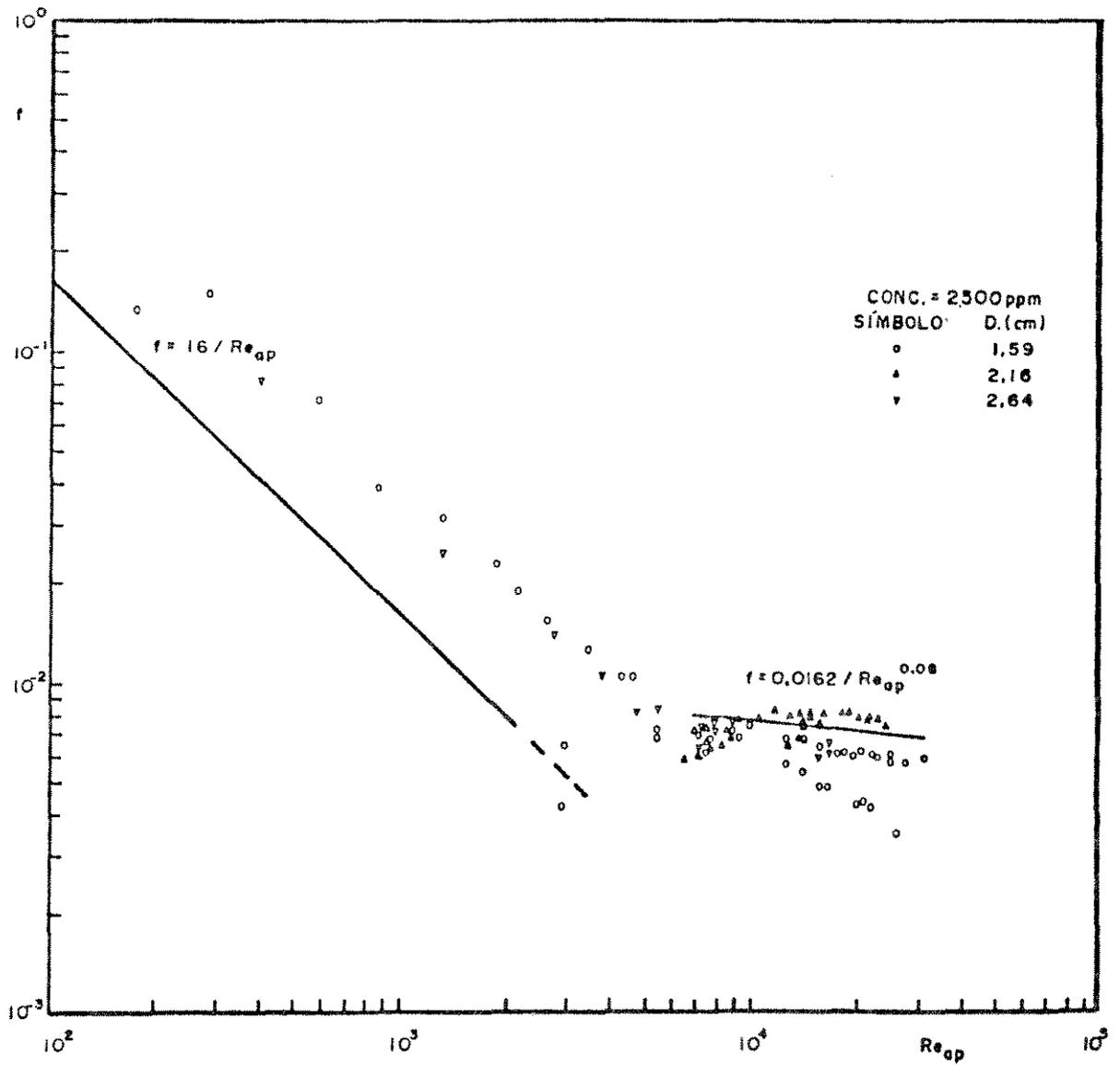


Figura V.24 - Coeficiente de atrito em função do número de Reynolds aparente para a solução a 2500 ppm.

ma da equação (III.13), onde se utiliza o número de Reynolds generalizado de Metzner e Reed (equação (II.71)), e os parâmetros E e m são calculados pelas equações (III.16) e (III.17):

$$f = E \text{Re}^{-m} \quad (\text{III.13})$$

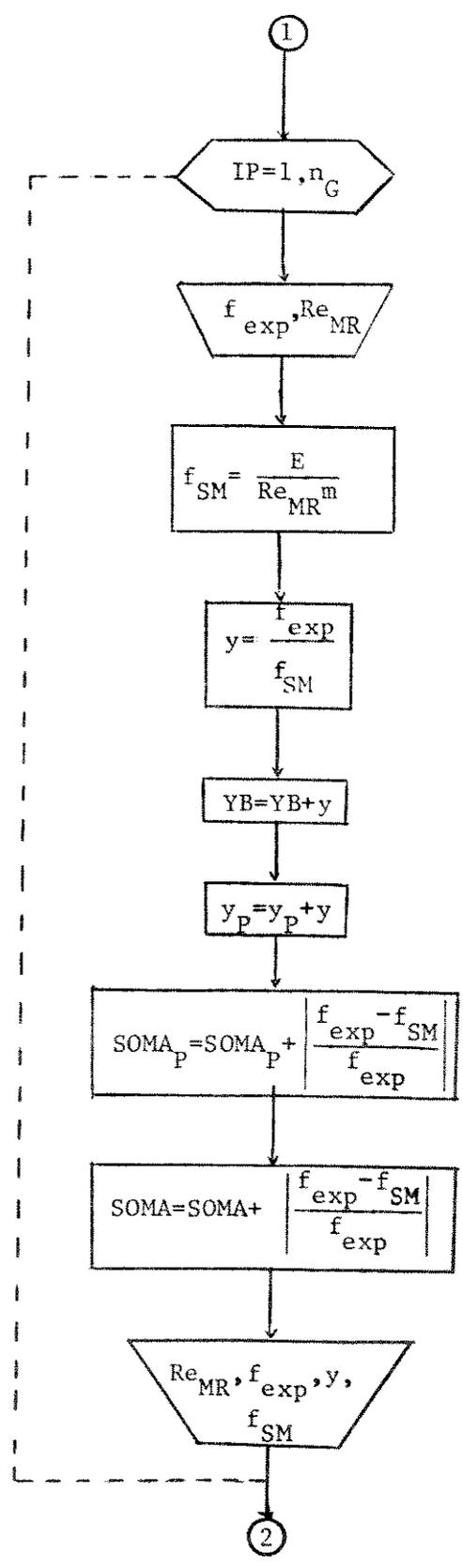
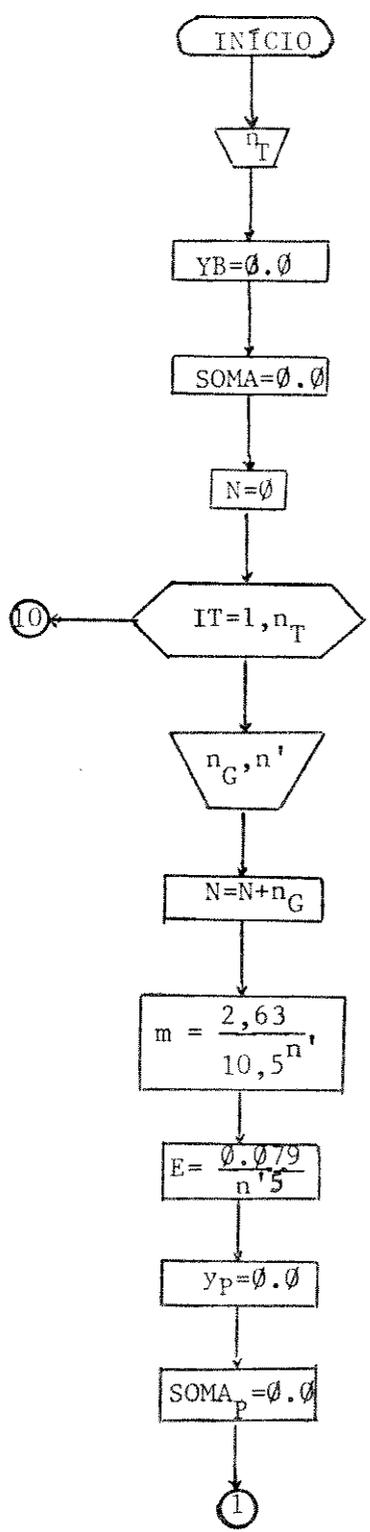
$$\text{Re}_{\text{MR}} = \frac{\rho V^{2-n'} D^{n'}}{K' 8^{n'-1}} \quad (\text{II.71})$$

$$E = \frac{0,079}{n^5} \quad (\text{III.16})$$

$$m = \frac{2,63}{10,5^n} \quad (\text{III.17})$$

Shaver e Merrill<sup>(22)</sup> observaram que a correlação por eles proposta não pode ser usado para fluidos cujo índice de comportamento seja inferior a 0,4. Como o índice de comportamento dos fluidos utilizados neste trabalho situa-se entre 0,851519 e 0,998023, a correlação de Shaver e Merrill pode ser utilizada para predição do coeficiente de atrito, cujos valores foram comparados aos obtidos experimentalmente.

A predição do coeficiente de atrito pela correlação de Shaver e Merrill, para as condições de escoamento observadas, e a análise estatística desses valores comparados aos obtidos experimentalmente, foi realizada através do programa cujo diagrama de blocos encontra-se na Figura V.25.



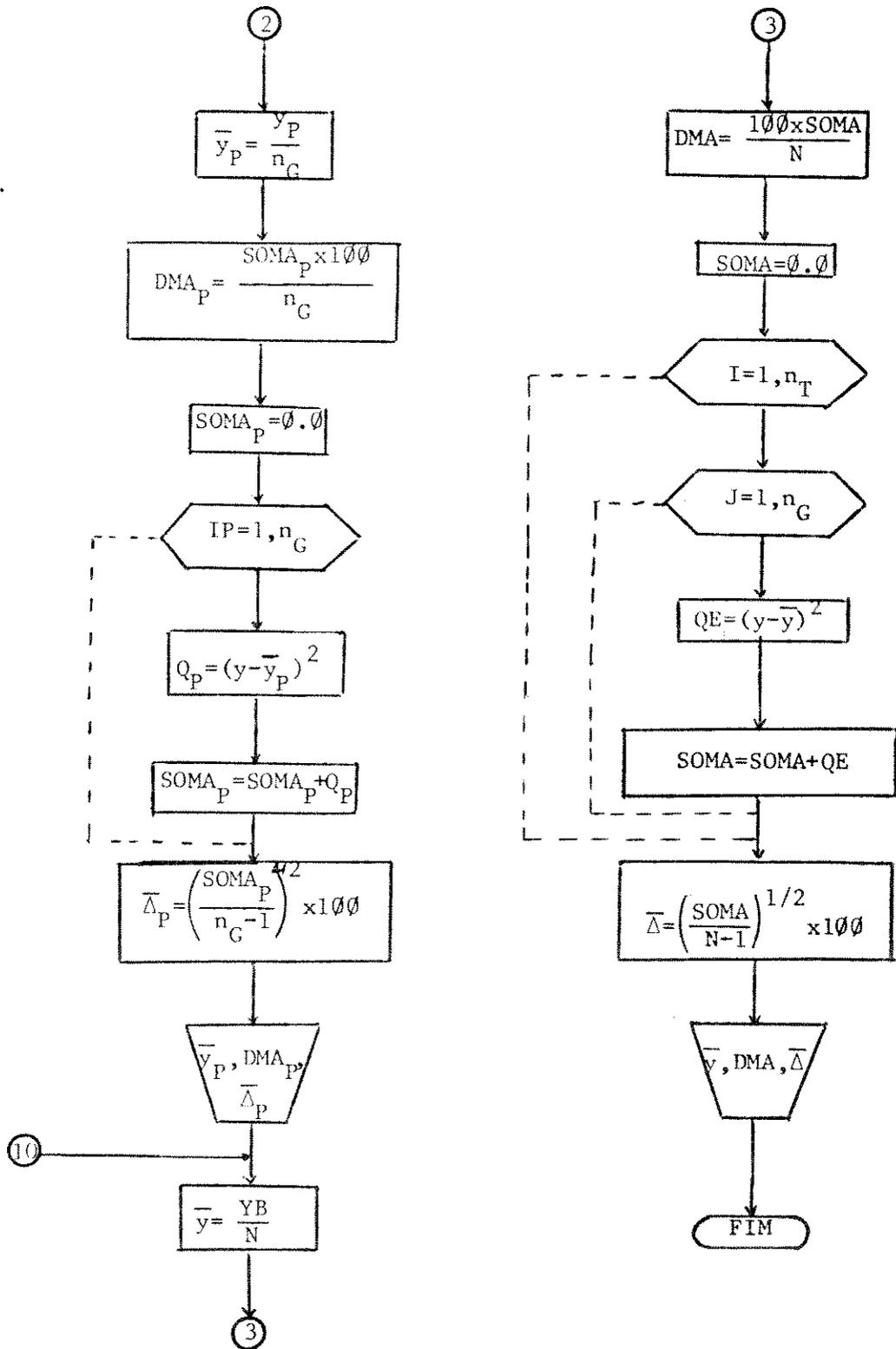


Figura V.25 - Diagrama de blocos do programa para predição do coeficiente de atrito pela correlação de Shaver e Merrill

A análise estatística dos valores do coeficiente de atrito preditos pela correlação de Shaver e Merrill foi feita em função do índice de comportamento do fluido pois, essa correlação é função desse índice. Os resultados dessa análise estatística encontram-se na Tabela V.8.

n'	$\bar{y}$	DMA(%)	$\bar{\Delta}$ (%)
0,98	1,12007	10,32	7,96
0,93	1,08099	8,71	7,90
0,92	1,07463	9,30	9,81
0,91	1,03792	6,10	11,15
0,90	1,05955	7,70	8,18
0,88	1,11942	11,28	10,27
0,87	1,23467	19,02	14,26
0,85	1,25420	19,40	13,99

Tabela V.8 - Resultados da análise estatística dos valores do coeficiente de atrito preditos pela correlação de Shaver e Merrill

Uma análise estatística envolvendo todos os valores do coeficiente de atrito preditos pela correlação de Shaver e Merrill, também foi realizada e, obteve-se 9,40% de desvio médio absoluto e desvio padrão de 12,01%.

Os valores dos índices de comportamento do fluido utilizados na correlação de Shaver e Merrill, neste trabalho, são valores aproximados, como se conclui comparando-se as Tabelas

V.1 e V.8. Os desvios observados, entre os valores preditos e os observados experimentalmente, podem ter sido causados por essa aproximação.

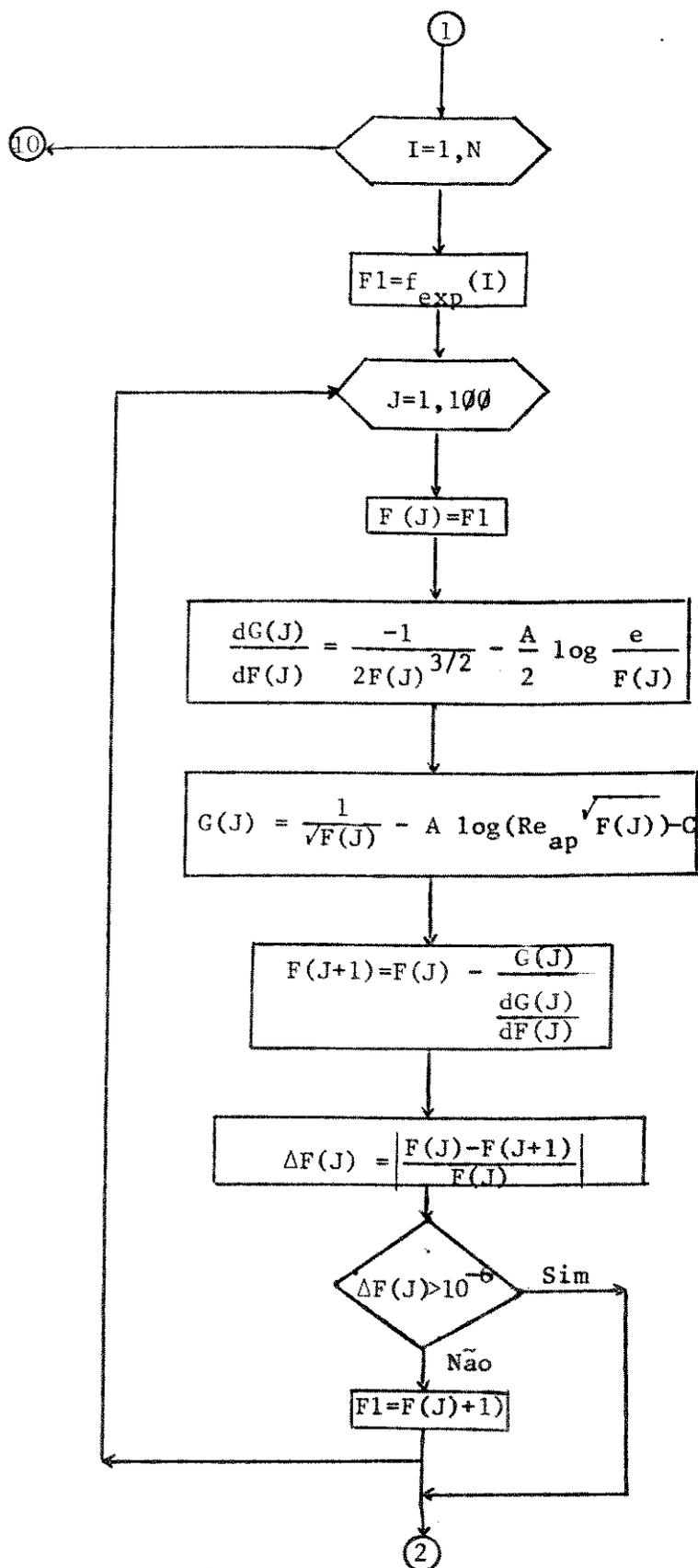
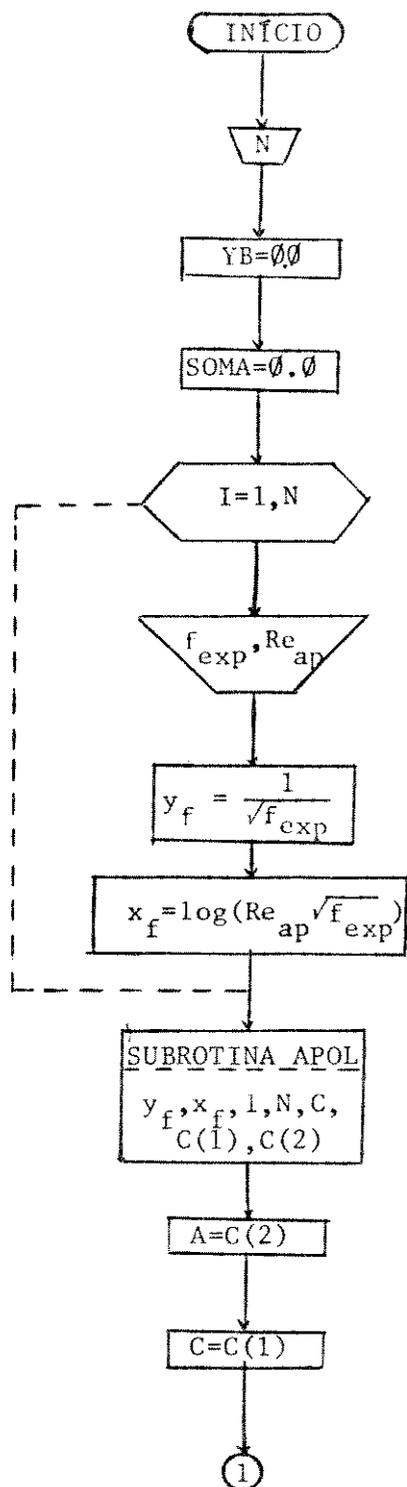
A faixa de número de Reynolds generalizado de Metzner e Reed, que no caso deste trabalho situa-se entre  $3,4 \times 10^3$  e  $2,38 \times 10^4$ , também pode ter contribuído para se obter os desvios verificados pois, a correlação de Shaver e Merrill<sup>(22)</sup> foi obtida através de dados experimentais na faixa de  $Re_{MR}$  entre  $7,54 \times 10^3$  e  $1,7 \times 10^4$ .

c - Correlação do Tipo Prandtl

Os parâmetros de uma correlação do tipo Prandtl (equação (III.40)) também foram calculados a partir dos dados experimentais obtidos neste trabalho. O parâmetro B foi considerado constante e igual a 0,5, e o número de Reynolds utilizado foi o número de Reynolds aparente, de modo que a correlação proposta tem a seguinte forma:

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = A \log(Re_{ap} \sqrt{f}) + C \quad (V.8)$$

Os parâmetros A e C da equação (V.8) foram ajustados em função da concentração, através do programa cujo diagrama de blocos encontra-se na Figura V.26. O método numérico utilizado para o cálculo do coeficiente de atrito foi o de Newton-Raphson, com critério de convergência de 0,0001%.



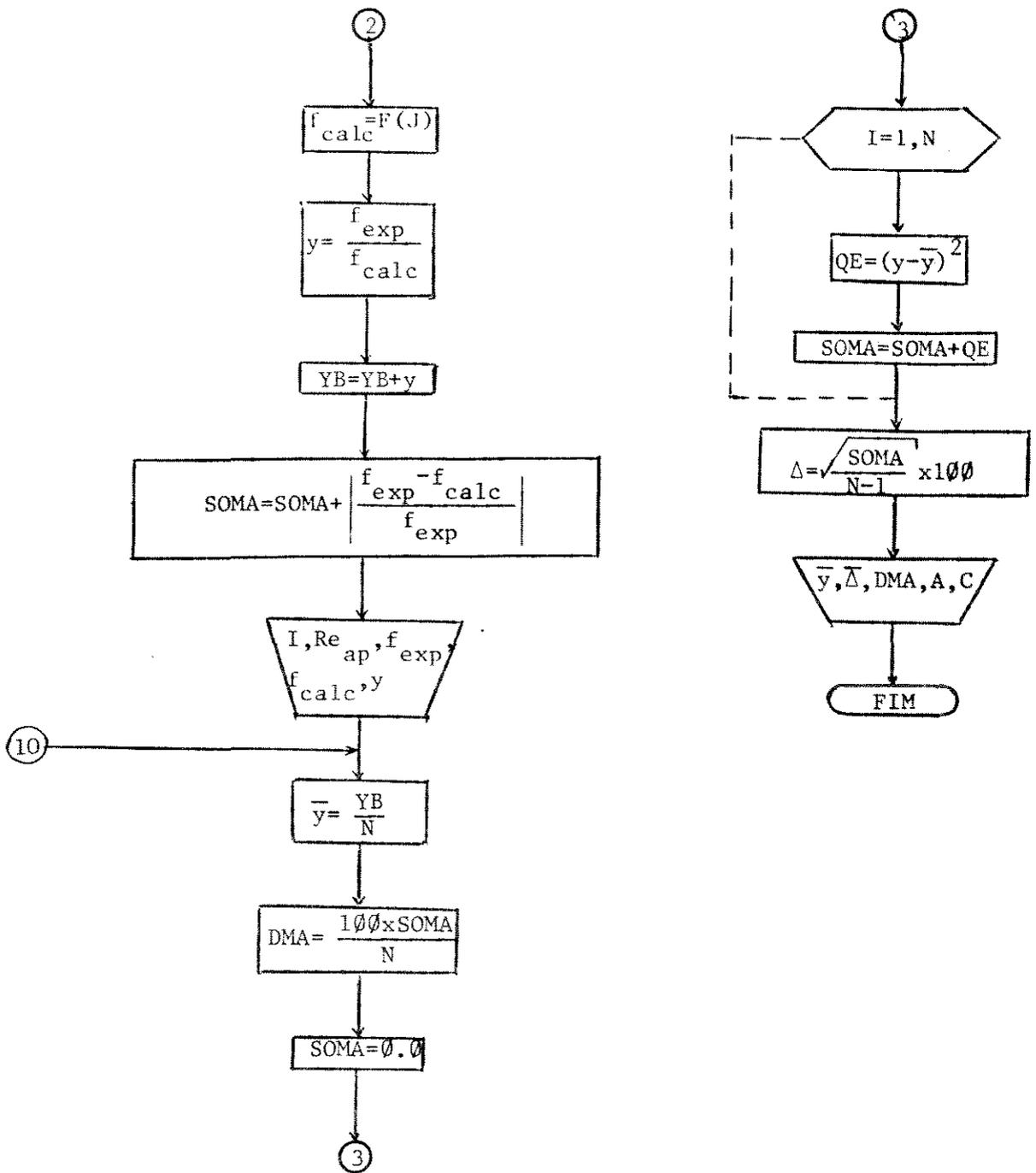


Figura V.26 - Diagrama de blocos do programa para ajuste dos parâmetros A e C da correlação do tipo Prandtl

Os resultados obtidos através do programa cujo diagrama de blocos encontra-se na Figura V.26, são apresentados na Tabela V.9 e, as curvas obtidas encontram-se na traçadas nas Figuras V.27 a V.30.

Concentração	A	C	$\bar{y}$	DMA(%)	$\bar{\Delta}$ (%)
1000 ppm.	2,0739	5,0281	1,00428	6,31	7,49
1500 ppm.	2,6434	3,2641	1,00407	5,83	7,20
2000 ppm.	1,8099	5,5888	1,00470	5,97	7,69
2500 ppm.	0,0292	11,2977	1,00453	5,37	7,50

Tabela V.9 - Valores dos parâmetros da correlação do tipo Prandtl e os resultados da análise estatística

Os parâmetros A e C apresentaram uma tendência de comportamento, em função da concentração, melhor definida do que os parâmetros E e m (Tabela V.7). No entanto, como esses valores foram baseados em somente quatro concentrações diferentes, considerou-se que os dados são insuficientes para se obter uma correlação de A e C em função da concentração. Mas, esses parâmetros encontram-se na Figura V.31, em curvas que os relacionam à concentração, de modo a permitir uma interpolação para concentrações entre 1000 ppm. e 2500 ppm..

A análise estatística envolvendo todos os valores preditos pela equação (V,8) com os valores de A e C constantes na Tabela V.9 também foi realizada, obtendo-se 6,00% de desvio médio absoluto e desvio padrão de 7,38%.

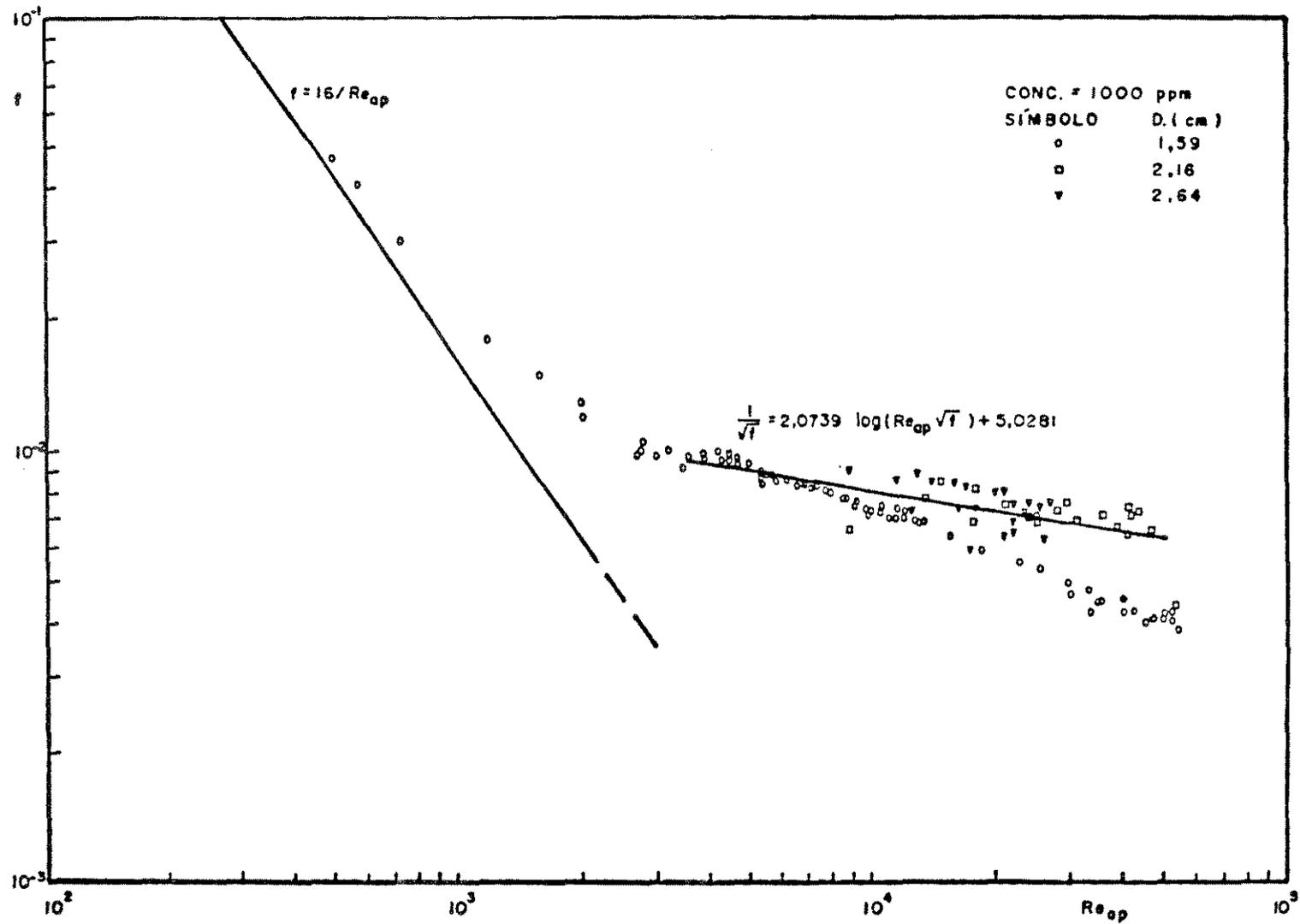


Figura V.27 - Coeficiente de atrito em função do número de Reynolds aparente para a solução a 1000 ppm.

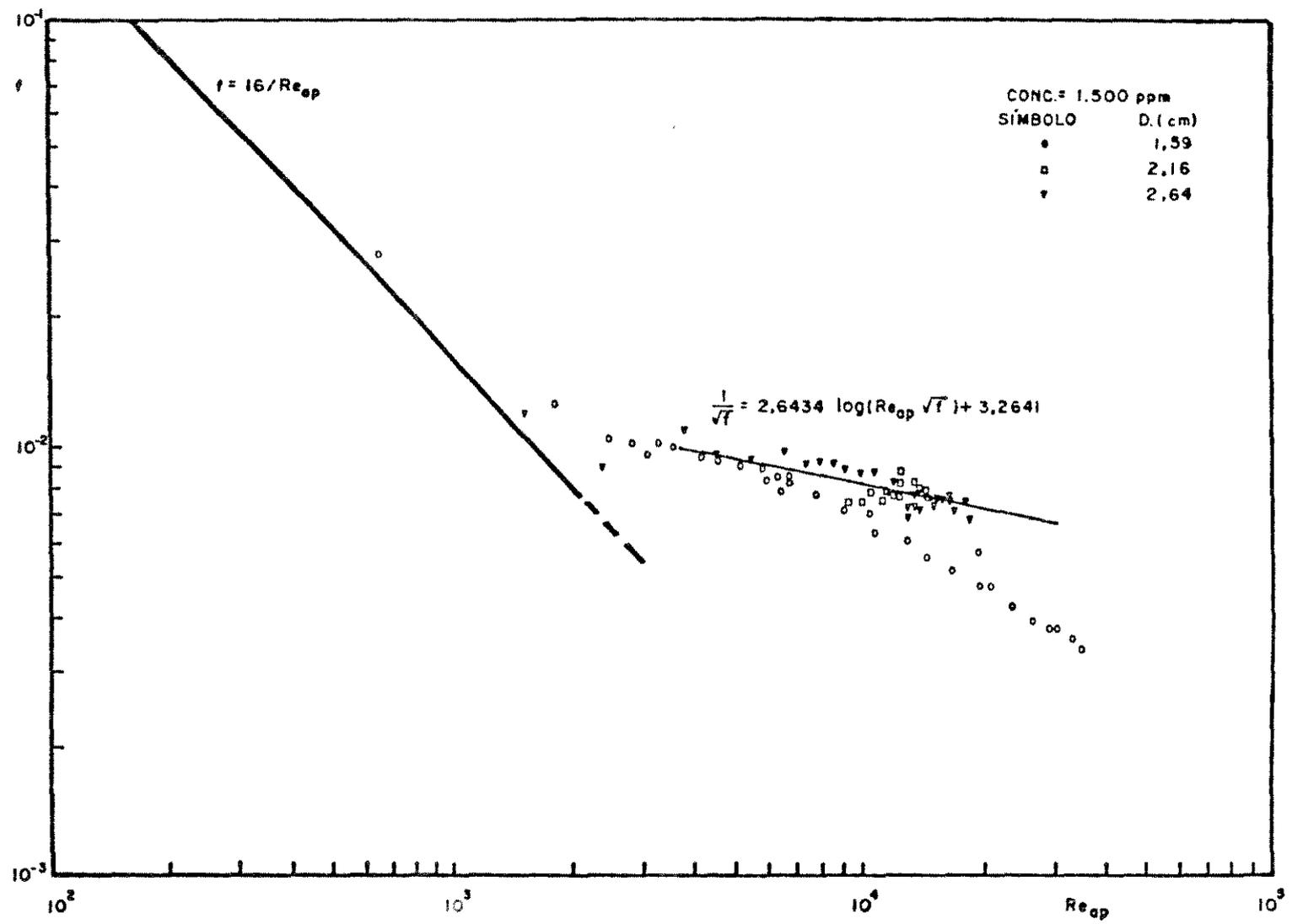


Figura V.28 - Coeficiente de atrito em função do número de Reynolds aparente para a solução a 1500 ppm.

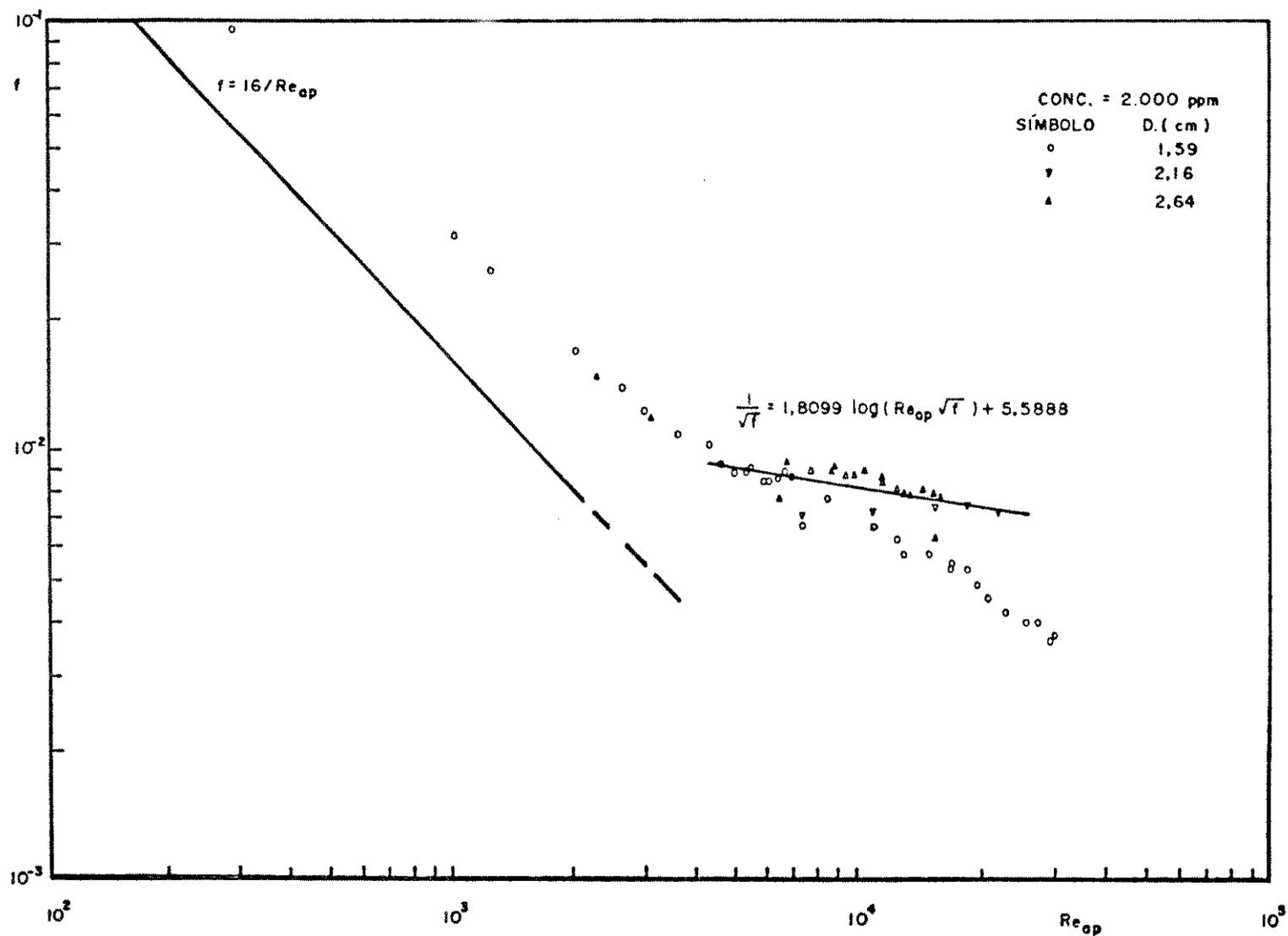


Figura V.29 - Coeficiente de atrito em função do número de Reynolds aparente para a solução a 2000 ppm.

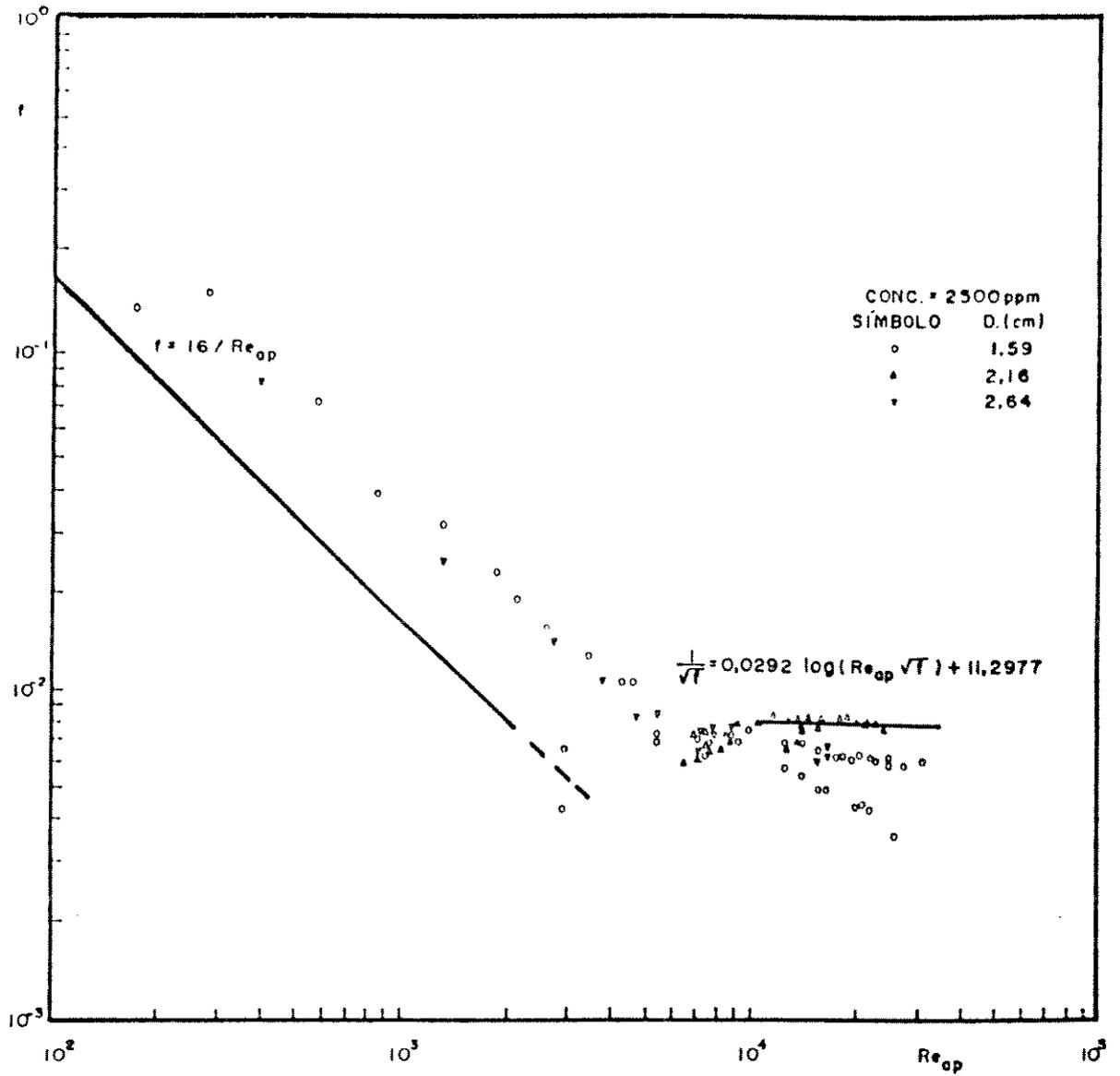


Figura V.30 - Coeficiente de atrito em função do número de Reynolds aparente para a solução a 2500 ppm.

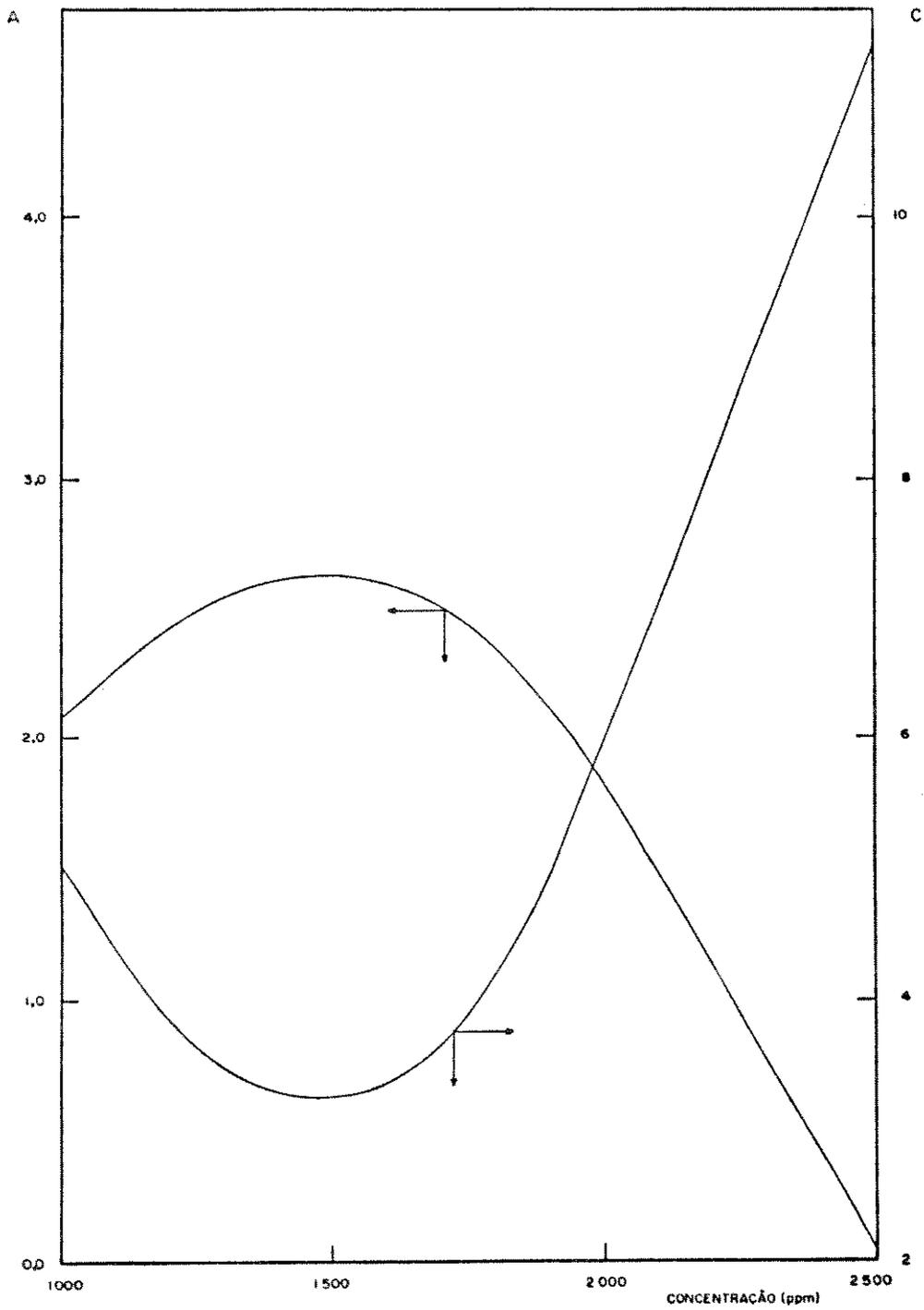


Figura V.31 - Parâmetros A e C da equação (V.8)

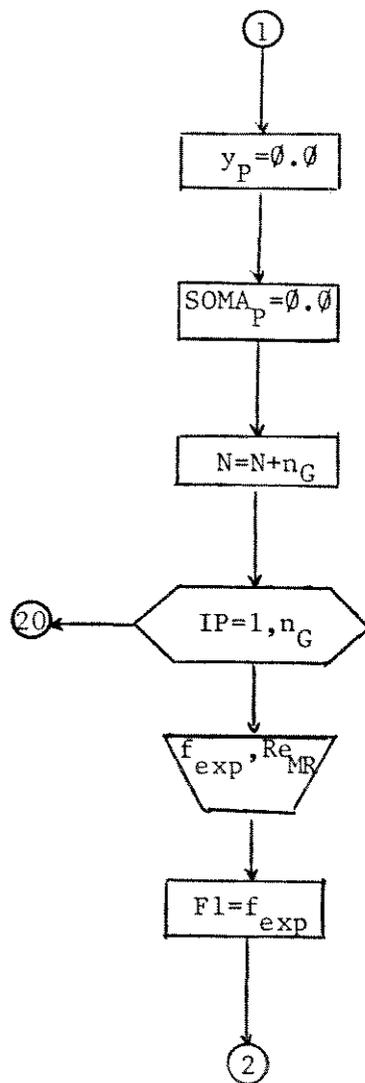
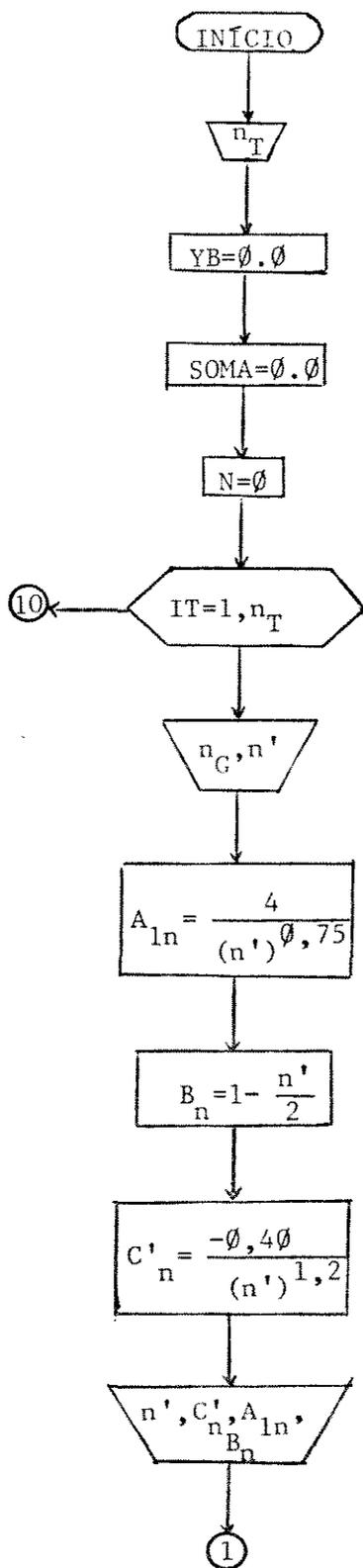
d - Correlação de Dodge e Metzner

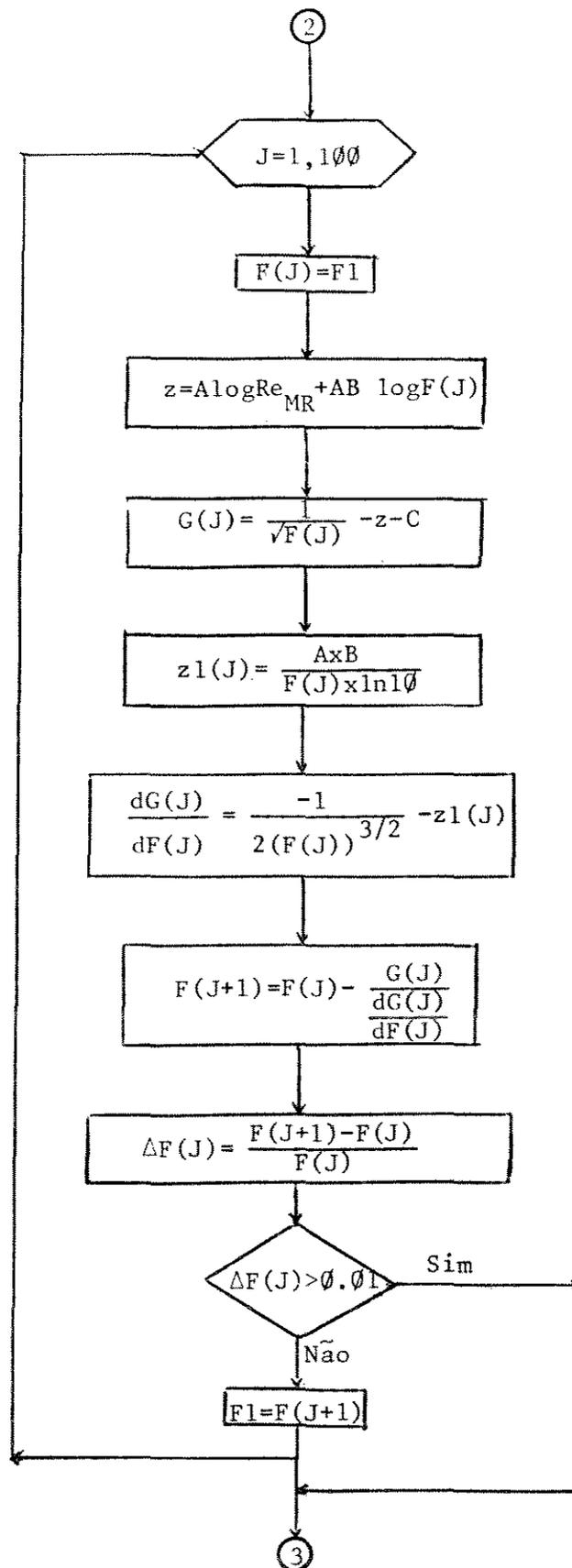
A correlação proposta por Dodge e Metzner<sup>(23)</sup> para predição do coeficiente de atrito de Fanning é uma correlação do tipo Prandtl, que utiliza o número de Reynolds generalizado de Metzner e Reed, e é expressa pela equação (III.57):

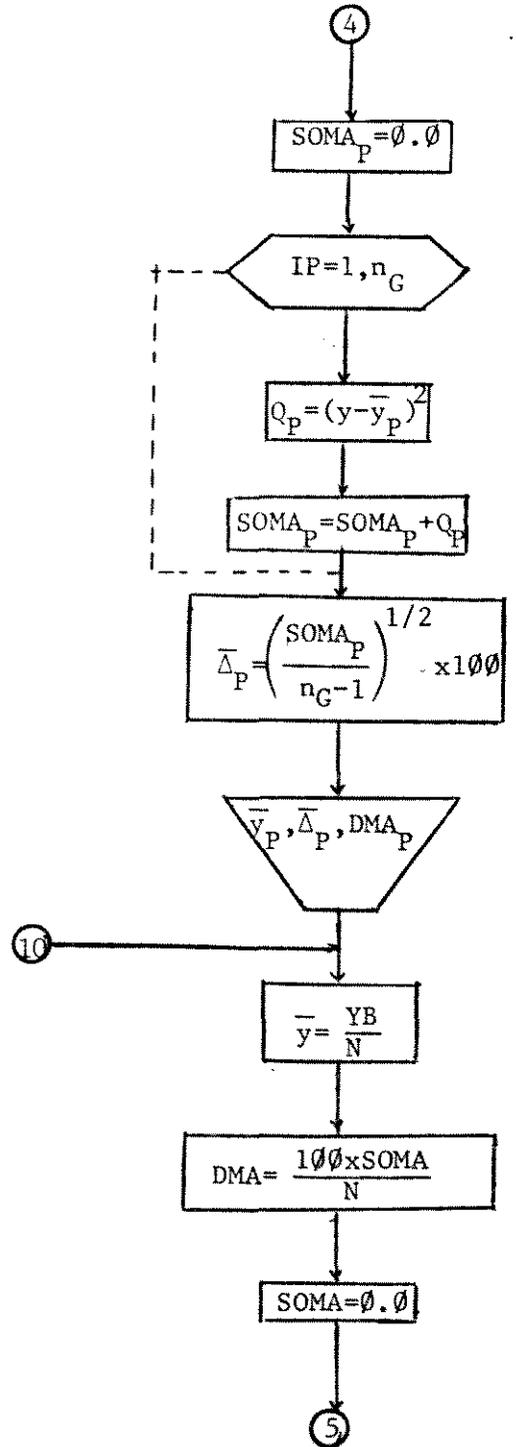
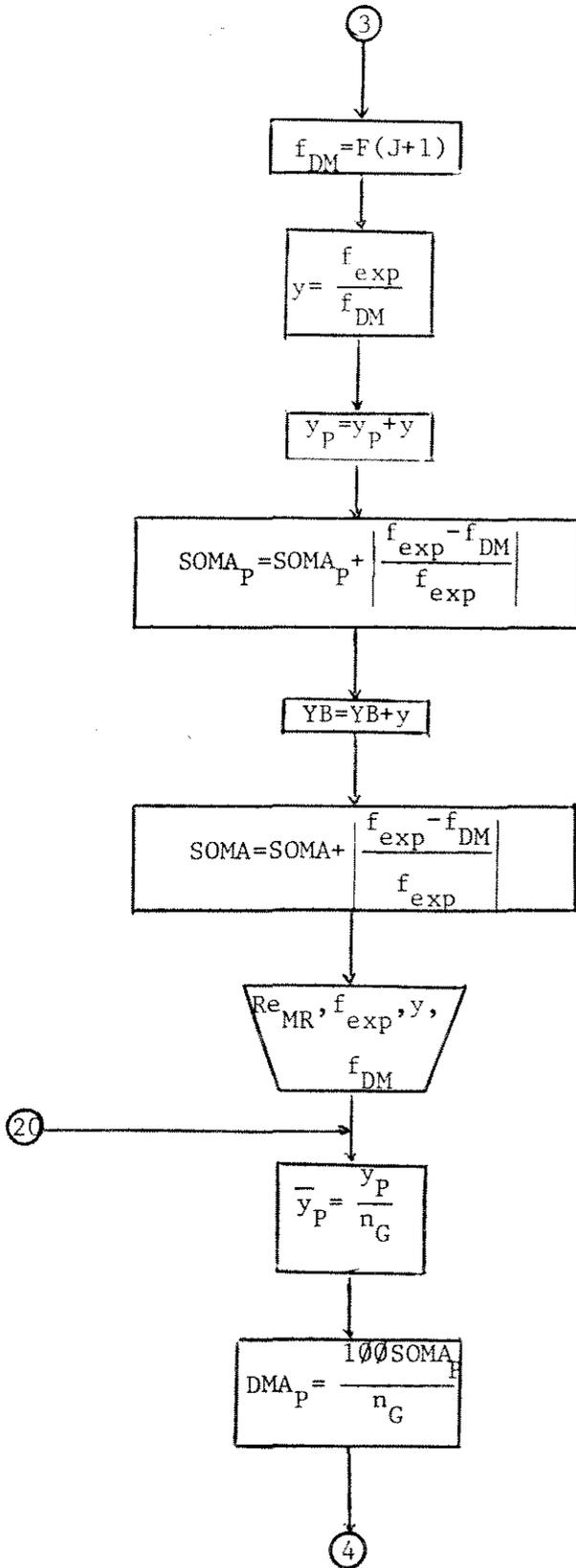
$$\frac{1}{\sqrt{f}} = \frac{4,0}{(n')^{0,75}} \log \left[ \text{Re}_{MR} f^{(1-n'/2)} \right] - \frac{0,40}{(n')^{1,2}} \quad (\text{III.57})$$

Dodge e Metzner<sup>(23)</sup> verificaram que a equação (III.57) reproduz muito bem os dados experimentais obtidos com fluidos cujos índices de comportamento situam-se entre 0,36 e 1,0, de modo que essa correlação pode ser aplicada aos fluidos considerados neste trabalho. Além disso os números de Reynolds de Metzner e Reed observados neste trabalho situam-se entre 3248 e 23758, portanto dentro da região utilizada por Dodge e Metzner, onde o número de Reynolds situou-se entre 2900 e 36000.

A predição do coeficiente de atrito através da correlação de Dodge e Metzner foi realizada através do programa cujo diagrama de blocos encontra-se na Figura V.32, onde foi utilizado o método de Newton-Raphson com critério de convergência de 1%.







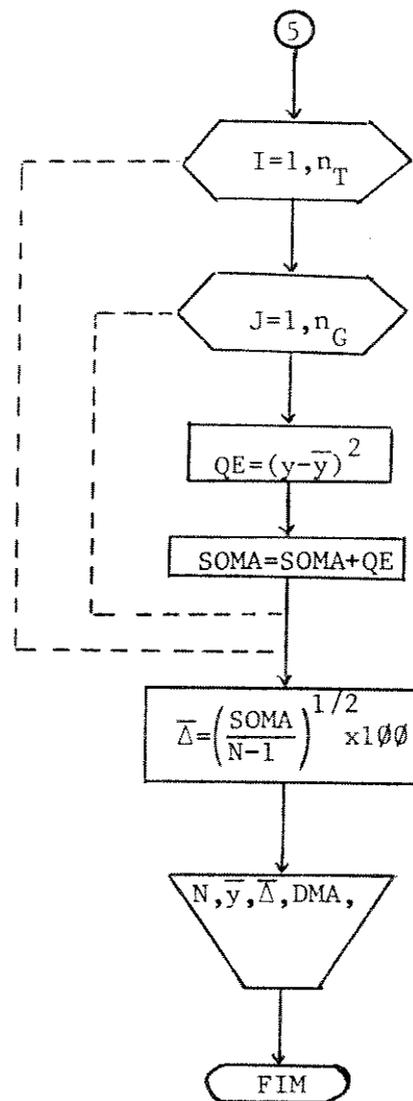


Figura V.32 - Diagrama de blocos do programa para predição do coeficiente de atrito de Fanning pela correlação de Dodge e Metzner

A análise estatística dos valores do coeficiente de atrito preditos pela correlação de Dodge e Metzner foi realizada de modo análogo ao aplicado à correlação de Shaver e Merrill, ou seja, em função do índice de comportamento do fluido e, os resultados encontram-se na Tabela V.10.

$n'$	$\bar{y}$	DMA(%)	$\bar{\Delta}$ (%)
0,98	1,13704	11,68	7,93
0,93	1,09047	9,22	7,65
0,92	1,09017	9,53	9,36
0,91	1,04676	5,47	10,04
0,90	1,06961	7,55	7,52
0,88	1,10095	10,30	9,53
0,87	1,18453	16,78	12,78
0,85	1,17679	15,14	11,15

Tabela V.10 - Resultados da análise estatística dos valores do coeficiente de atrito de Fanning preditos pela correlação de Dodge e Metzner

A análise estatística envolvendo simultaneamente todos os valores de coeficiente de atrito preditos pela correlação de Dodge e Metzner também foi realizada, obtendo-se 8,84% de desvio médio absoluto e desvio padrão de 10,21%.

Os desvios observados entre os valores preditos pela correlação de Dodge e Metzner e os obtidos experimentalmente, podem ter sido causados pela aproximação realizada nos valores do índice de comportamento do fluido. O critério de con

vergência utilizado no método de Newton-Raphson (1%) também pode ter contribuído para a obtenção dos desvios verificados pois, se for utilizada uma aproximação menor, provavelmente ter-se-á desvios sensivelmente menores.

#### e - Conclusões

Os resultados da análise estatística envolvendo todos os valores de coeficiente de atrito preditos, tanto pelas correlações obtidas como pelas correlações existentes na literatura e utilizadas neste trabalho, encontram-se resumidos na Tabela V.11. Nessa Tabela, a correlação I refere-se à correlação do tipo Blasius, utilizando-se o número de Reynolds aparente, com os valores dos parâmetros E e m que constam na Tabela V.7. A correlação II é a do tipo Prandtl, utilizando o número de Reynolds aparente, expressa pela equação (V.8), com os valores dos parâmetros A e C que constam na Tabela V.9.

Correlação	$\bar{y}$	DMA (%)	$\bar{\Delta}$ (%)
I	1,00287	6,16	7,50
Shaver e Merrill	1,08730	9,40	12,10
II	1,00432	6,00	7,38
Dodge e Metzner	1,08709	8,84	10,21

Tabela V.11 - Resultados da análise estatística dos valores de coeficiente de atrito preditos pela correlação utilizada.

As correlações do tipo Prandtl são correlações implícitas que envolvem três parâmetros a serem ajustados e, por isso reproduzem melhor os dados experimentais, do que as correlações do tipo Blasius, que são explícitas e envolvem somente dois parâmetros a serem ajustados. Como é possível verificar através da Tabela V.11, os desvios obtidos usando-se as correlações de Shaver e Merrill e de Dodge e Metzner, confirmam essa afirmação. O melhor desempenho da correlação de Dodge e Metzner, em relação à de Shaver e Merrill, pode ser atribuído ao fato da primeira envolver três parâmetros que dependem do índice de comportamento; enquanto que a segunda envolve somente dois parâmetros, que também são funções do índice de comportamento do fluido.

A correlação do tipo Prandtl obtida neste trabalho tornou-se uma correlação de dois parâmetros, quando se adotou  $B = 1/2$  na equação (III.40). Comparando-se o desempenho das correlações I e II, verifica-se que a última é um pouco superior do que a primeira. Como, neste caso, as duas correlações possuem somente dois parâmetros ajustados, é possível concluir que a forma implícita das correlações do tipo Prandtl é que permite melhor predição e, não o número de parâmetros ajustados, como levaram a concluir o desempenho das correlações de Shaver e Merrill e de Dodge e Metzner.

As correlações do tipo Prandtl são implícitas, o que torna necessário utilizar um método numérico para predição do coeficiente de atrito. Este fato poderia constituir-se em uma desvantagem para as correlações desse tipo mas, hoje em dia, com a generalização do uso de computadores, este fato

realmente deixa de ser um empecilho à utilização de correlações desse tipo.

A correlação II apresenta ainda uma outra vantagem em relação à correlação I pois, os parâmetros A e C apresentaram uma tendência de comportamento bem definida, quando colocados em função da concentração. Portanto, para soluções aquosas de hidroxietil celulose 52MH entre 1000 ppm. e 2500 ppm. a correlação II pode ser utilizada, com os valores dos parâmetros A e C obtidos através da Figura V.31.

As comparações entre os desempenhos das correlações I e a de Shaver e Merrill e, a II e a de Dodge e Metzner permitem concluir que o número de Reynolds aparente representa bem o comportamento reológico do fluidos considerados e, pode ser utilizado como número de Reynolds generalizado, para os fluidos estudados neste trabalho.

O desempenho das correlações de Shaver e Merrill e de Dodge e Metzner, como já foi dito anteriormente, pode ter sido afetado pela aproximação realizada sobre os valores do índice de comportamento do fluido. Além disso, o critério de convergência de 1% utilizado no método de Newton-Raphson para predição do coeficiente de atrito pela correlação de Dodge e Metzner também pode ter contribuído para os desvios verificados.

É importante ressaltar, que as correlações obtidas neste trabalho consideraram somente soluções aquosas de hidroxietil celulose, com concentrações entre 1000 ppm. e 2500 ppm., de modo que a aplicação dessas correlações a outros fluidos ou mesmo a soluções aquosas de hidroxietil celulose a concen-

trações inferiores a 1000 ppm. ou superiores a 2500 ppm., deve considerar esses fatos.

Os tubos utilizados na instalação piloto que forneceram os dados experimentais, eram de ferro galvanizado, não sendo portanto, tubos hidraulicamente lisos. No entanto, as correlações obtidas não consideram a rugosidade relativa; o que torna necessário ressaltar que essas correlações poderão ser utilizadas para o escoamento desses fluidos em tubos rugosos.

### 3 - Redução do Arraste

A redução do arraste é um fenômeno que só se torna evidente quando o coeficiente de atrito, verificado no escoamento da solução, é expresso em função das propriedades do solvente, ou seja, através do número de Reynolds do solvente (equação (V.7)), além de ser necessário comparar os coeficientes de atrito da solução e do solvente.

Os gráficos das Figuras V.33 a V.35 foram traçados com o objetivo de verificar a ocorrência do fenômeno do arraste. Nesses gráficos as linhas contínuas na região de escoamento turbulento representam os valores do coeficiente de atrito verificados no escoamento do solvente puro e, os pontos assinalados representam esses valores observados no escoamento das soluções de hidroxietil celulose.

Na região do escoamento laminar verifica-se que os valores do coeficiente de atrito observados no escoamento das soluções são muito maiores do que  $f = 16/Re_s$ . Como já foi dito anteriormente, esse fato é previsível e deve-se à viscosidade da solução, que é muito maior do que a do solvente puro,

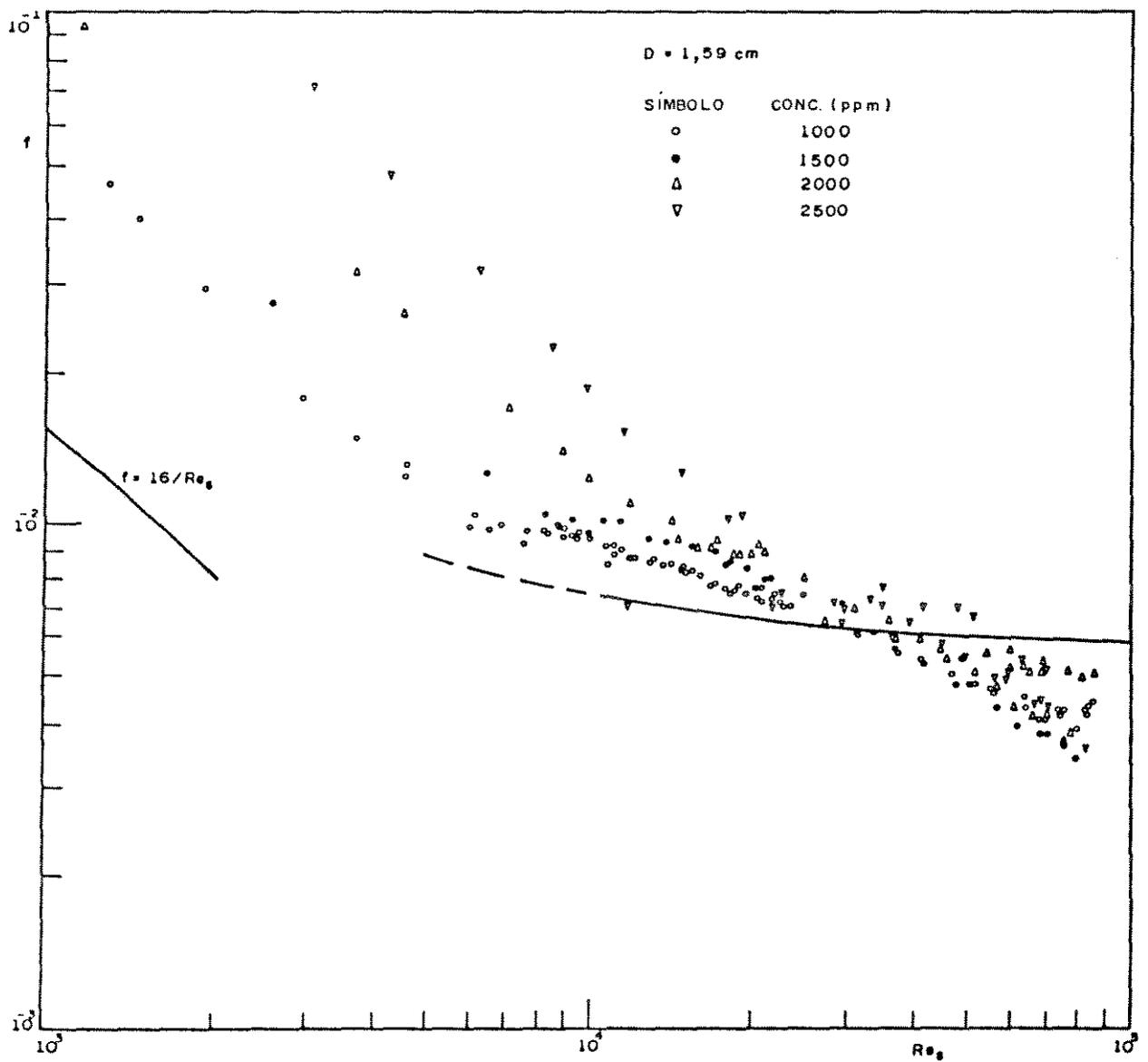


Figura V.33 - Coeficiente de atrito de Fanning em função do número de Reynolds do solvente, para o tubo de 1,59 cm de diâmetro

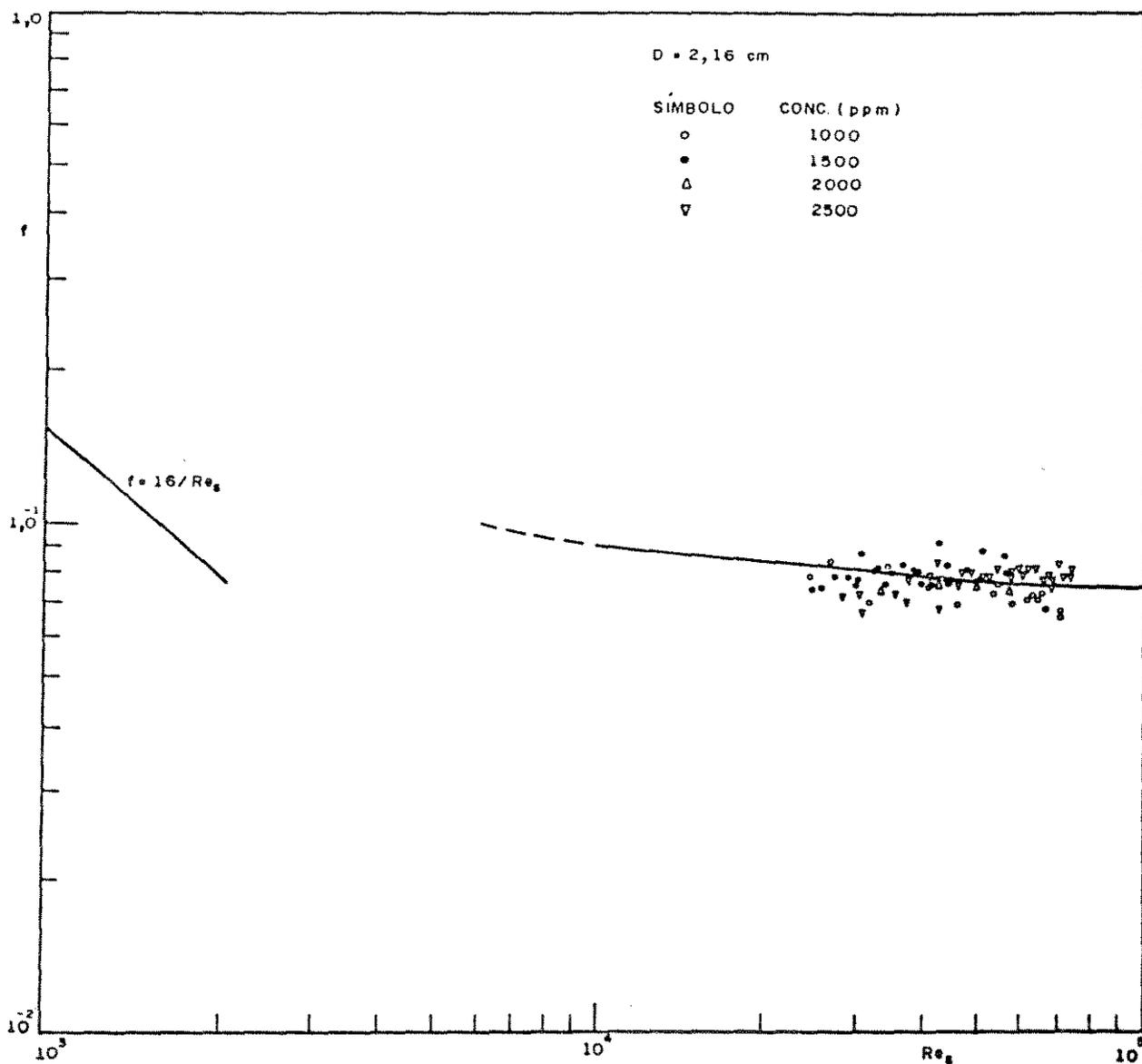


Figura V.34 - Coeficiente de atrito de Fanning em função do número de Reynolds do solvente, para o tubo de 2,16cm. de diâmetro

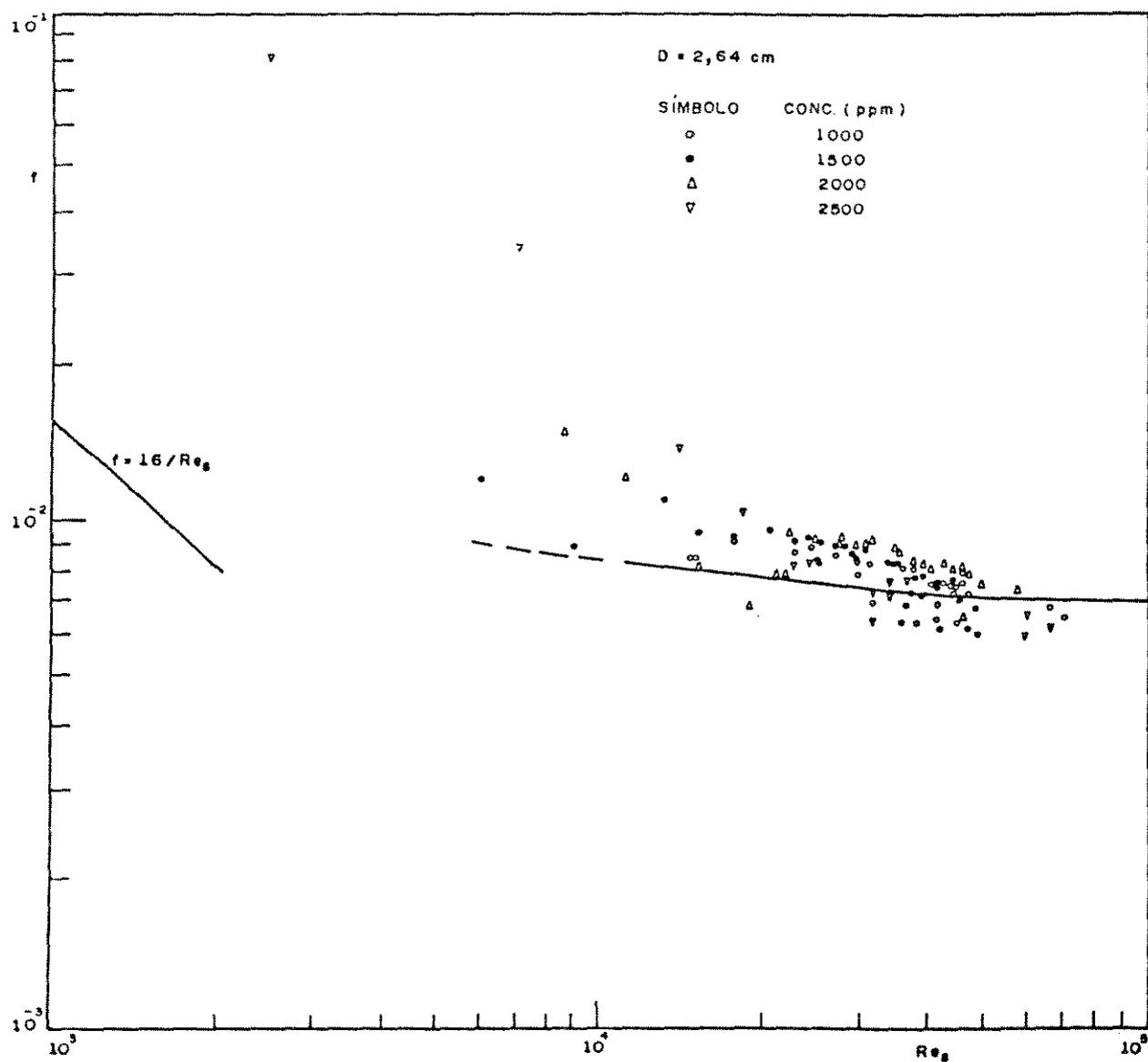


Figura V.35 - Coeficiente de atrito de Fanning em função do número de Reynolds do solvente, para o tubo de 2,64cm. de diâmetro

que é utilizado no cálculo do número de Reynolds do solvente.

Na região do escoamento turbulento os valores do coeficiente de atrito observados no escoamento das soluções são maiores do que os observados no escoamento do solvente puro, até um certo valor crítico de número de Reynolds. A partir desse número de Reynolds, os valores do coeficiente de atrito verificados no escoamento das soluções tornam-se menores do que os verificados no escoamento do solvente puro, caracterizando o fenômeno da redução do arraste.

O número de Reynolds crítico, a partir do qual verifica-se o fenômeno da redução do arraste, depende da concentração da solução e do diâmetro do tubo, para um dado soluto, como já foi dito anteriormente. Esses efeitos sobre o número de Reynolds crítico foram observados neste trabalho, como é possível constatar através das Figuras V.33 a V.35. No entanto, não foi possível verificar se os efeitos ocorrem de acordo com o exposto nas Figuras III.7 e III.8 do capítulo III, pois, o fenômeno da redução do arraste só se manifesta de modo nítido no tubo de 1,59 cm. de diâmetro, tornando-se menos nítido à medida em que o diâmetro do tubo aumenta, até que no tubo de 2,64 cm., são poucos os pontos que apresentam a redução do arraste.

O número de Reynolds crítico aumenta à medida em que se aumenta o diâmetro do tubo. Portanto, pode-se prever que em tubos de diâmetros maiores, torne-se mais difícil atingir o fenômeno da redução do arraste; além do que, ao se verificar o fenômeno da redução do arraste para um dado valor de número de Reynolds do solvente, no tubo de maior diâmetro a re

dução do arraste será menor. Isto explica o fato do fenômeno da redução do arraste ter mostrado-se mais nítido no tubo de menor diâmetro.

O efeito da concentração sobre o número de Reynolds crítico ocorre segundo o exposto na Figura III.8, ou seja, aumentando-se a concentração, o número de Reynolds crítico diminui. Este último efeito não pode ser observado através dos dados experimentais deste trabalho. Nas Figuras V.34 e V.35, não é possível concluir absolutamente nada sobre este efeito e, a Figura V.33 apresenta um efeito oposto ao esperado. No entanto, como as concentrações não variam muito, e o fenômeno da redução do arraste não apresenta uma tendência de comportamento, em relação à concentração, bem definida, não é possível afirmar que o efeito da concentração seja o oposto ao exposto na Figura III.8.

Uma vez que o efeito da concentração sobre a redução do atrito, para os fluidos utilizados neste trabalho, não correspondem aos resultados tradicionais da literatura, as correlações propostas por Virk, Merrill, Mickley e Smith<sup>(16)</sup>, que são funções da concentração, não foram aplicadas.

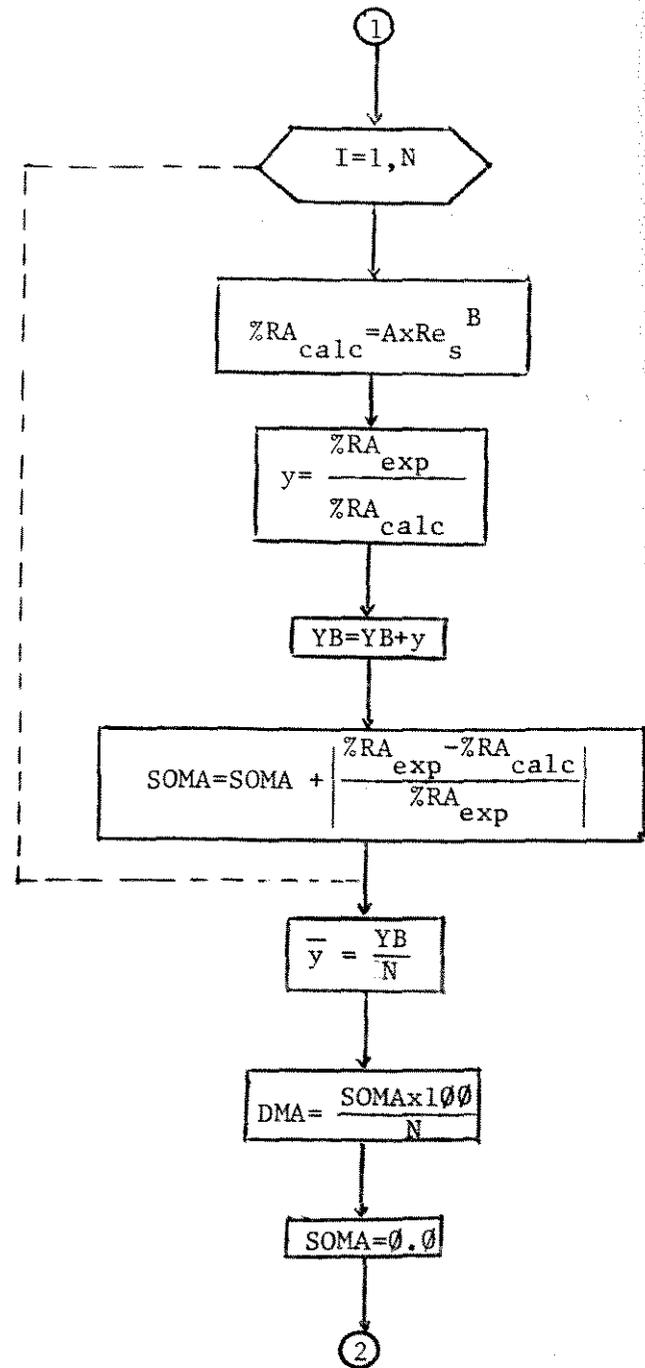
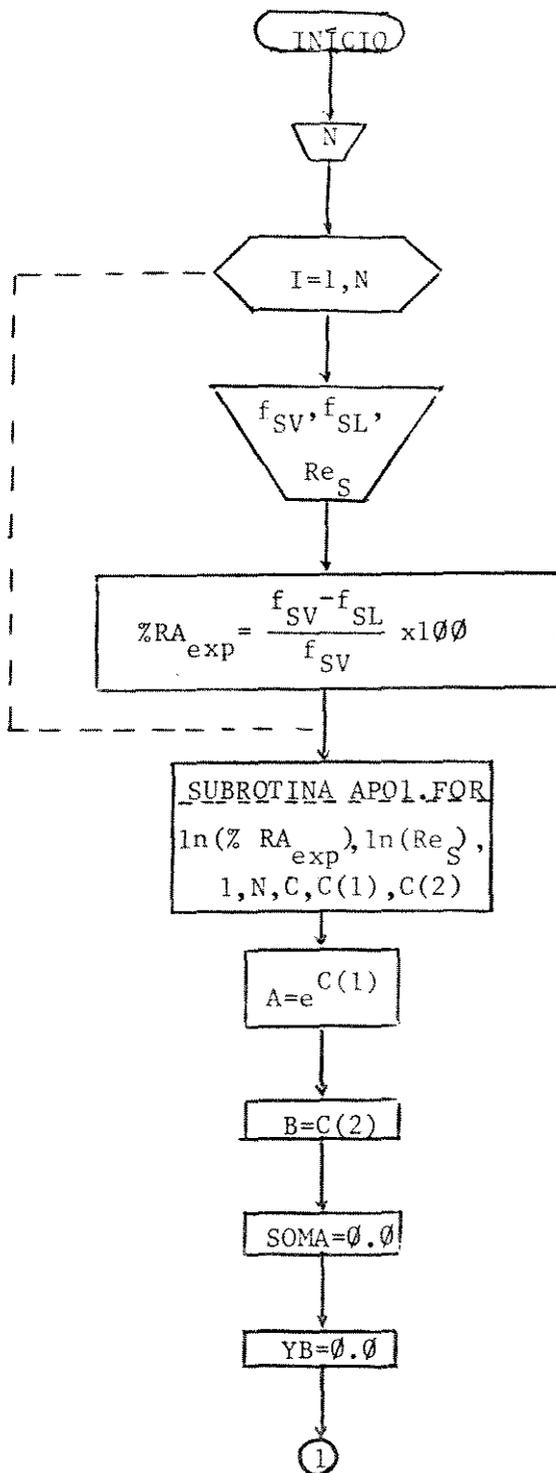
As equações (III.85) e (III.86) utilizam a queda de pressão para definir a porcentagem de redução do arraste mas, como já foi dito anteriormente, para a aplicação em projetos, parece ser mais interessante expressar a redução do arraste em função do coeficiente de atrito.

Seyer e Metzner<sup>(19)</sup> definiram uma fração de redução do arraste (equação (III.88)) expressa em função do coeficiente de atrito mas, utilizando três diferentes definições para o coeficiente de atrito.

Virk<sup>(15)</sup> definiu a fração de redução do arraste envolvendo somente duas definições de coeficiente de atrito (equação (III.87)) e, a expressão utilizada neste trabalho será análoga à de Virk, fornecendo, porém, a porcentagem da redução do arraste, expressa por :

$$\% \text{ RA} = \frac{f_{SV} - f_{SL}}{f_{SV}} \times 100 \quad (\text{III.89})$$

A equação (III.89) foi aplicada aos 113 dados experimentais observados na região em que ocorre o fenômeno da redução do arraste, verificando-se que a porcentagem da redução do arraste inferiores a 2% poderiam ser causadas por incertezas que envolvem a obtenção dos dados experimentais, somente os casos que apresentaram mais do que 2% de redução do arraste foram utilizados no programa cujo diagrama de blocos encontra-se na Figura V.36.



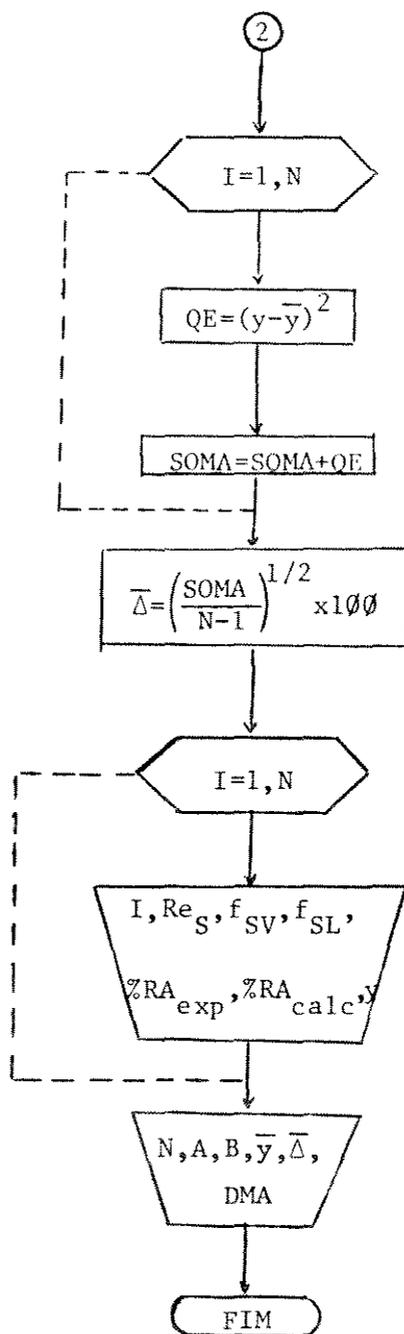


Figura V.36 - Diagrama de blocos do programa que correlaciona a porcentagem de redução do arraste ao número de Reynolds do solvente

A correlação obtida através do programa cujo diagrama de blocos encontra-se na Figura V.36, é expressa pela equação (V.9):

$$\% RA = 0,546 \times 10^{-8} (Re_s)^{1,98} \quad (V.9)$$

A equação (V.9) encontra-se traçada na Figura V.37, juntamente com os dados experimentais observados. É importante ressaltar que essa correlação é válida para todas as concentrações e todos os diâmetros de tubo utilizados neste trabalho e, mais ainda, esta correlação independe da concentração e do diâmetro do tubo.

A análise estatística realizada sobre os valores preditos pela equação (V.9) apresentou 48,35% de desvio médio absoluto e 46,21 % de desvio padrão. No entanto, é importante lembrar que a aplicação da equação (V.9) a outros fluidos ou a outros diâmetros de tubo deve ser precedida de estudos complementares.

SÍMBOLO	D ( cm )	CONC.(ppm)
•	1,59	1.000
○	2,16	1.000
▲	1,59	1.500
▼	2,64	1.500
△	1,59	2.000
▽	1,59	2.500

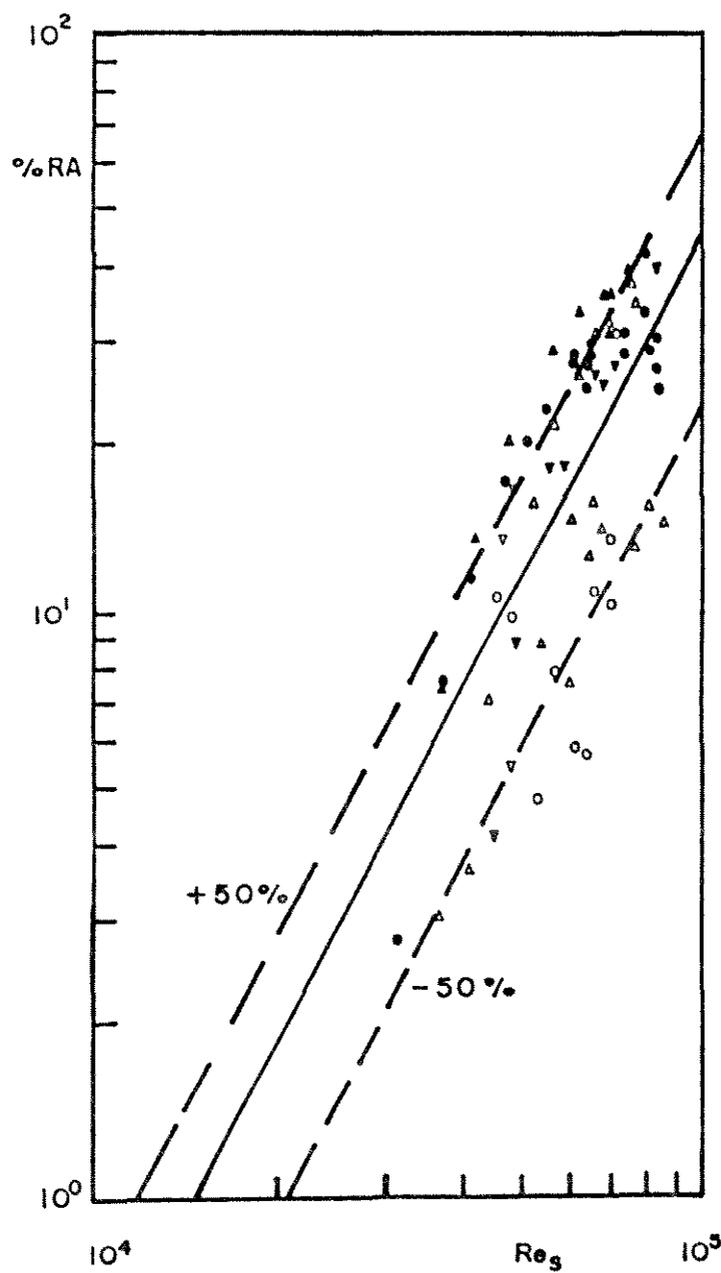


Figura V.37 - Porcentagem de redução do arraste em função do número de Reynolds do solvente

CAPÍTULO VI

CONCLUSÕES E SUGESTÕES

## 1 - Conclusões

A análise dos dados reológicos das soluções aquosas de hidroxietil celulose a 1000 ppm., 1500 ppm. 2000 ppm. e 2500 ppm. em peso permite concluir que :

- essas soluções possuem comportamento de fluidos não newtonianos;
- o comportamento reológico desses fluidos é independente do tempo;
- o modelo de Ostwald-de-Waele representa bem o comportamento reológico dessas soluções;
- para uma dada concentração, os parâmetros reológicos da solução variam com a temperatura. No entanto, essa variação não apresentou uma tendência de comportamento que permitisse correlacionar os valores dos parâmetros reológicos com a temperatura.

Os dados experimentais na região de escoamento laminar, obtidos através da instalação piloto, foram analisados utilizando-se o número de Reynolds aparente e o número de Reynolds generalizado de Metzner e Reed. Dessa análise concluiu-se que :

- utilizando-se o número de Reynolds aparente, o comportamento do coeficiente de atrito só pode ser descrito por uma família de curvas, que dependem do índice de comportamento do fluido;
- somente a utilização do número de Reynolds generalizado de Metzner e Reed resulta em uma única curva que representa o

comportamento do coeficiente de atrito;

- ambos os números de Reynolds - aparente e o generalizado de Metzner e Reed - são equivalentes, de modo que as equações (III.9) e (III.11) também são equivalentes, ou seja, na região de escoamento laminar tem-se :

$$f = \frac{16}{Re_{MR}} = \frac{16}{Re_{ap}} \frac{3n'+1}{4n'}$$

A região de escoamento turbulento, observada na instalação piloto utilizada neste trabalho, subdivide-se em duas outras, sendo a primeira, a região de escoamento turbulento sem redução do arraste e, a segunda uma região onde se verificou o fenômeno da redução do arraste.

Os dados experimentais obtidos na região de escoamento turbulento sem redução do arraste, foram utilizados na obtenção de duas correlações para predição do coeficiente de atrito e, também foram utilizados nas correlações de Shaver e Merrill e de Dodge e Metzner. Comparando-se os resultados da análise estatística, efetuada sobre os valores do coeficiente de atrito preditos pelas correlações de Shaver e Merrill e de Dodge e Metzner, conclui-se que :

- a correlação proposta por Dodge e Metzner apresenta um desempenho levemente superior ao da correlação de Shaver e Merrill;
- o melhor desempenho da correlação de Dodge e Metzner pode ser atribuído tanto ao fato da sua forma ser implícita, como ao fato dela possuir três parâmetros ajustados em função do índice de comportamento do fluido e, não somente dois

parâmetros desse tipo, que figuram na correlação de Shaver e Merrill.

Uma das correlações obtidas neste trabalho - a Correlação I - tem a forma proposta por Blasius, enquanto que a outra - a Correlação II - é do tipo Prandtl. No entanto, como na Correlação II considerou-se que  $B = 1/2$ , ambas tornaram-se correlações com dois parâmetros a serem ajustados, sendo diferenciadas somente pelo fato da primeira ser uma correlação explícita, enquanto que a segunda é implícita, envolvendo portanto, um método numérico para predição do coeficiente de atrito. Os parâmetros das duas correlações foram calculados em função da concentração e, verificou-se que os parâmetros E e m da Correlação I não apresentaram uma tendência de comportamento bem definida em relação à concentração, enquanto que os parâmetros A e C já apresentaram um comportamento melhor definido em função da concentração. Além disso, comparando-se os resultados da análise estatística efetuada sobre os valores preditos pelas correlações I e II, verificou-se que a última apresenta um desempenho um pouco superior em relação ao da primeira. Esses fatos expostos até aqui permitem concluir que:

- o número de parâmetros a serem ajustados, em correlações para predição do coeficiente de atrito, parece não ter uma influência muito relevante sobre o desempenho das correlações;
- no entanto, a forma implícita, como a da Correlação II, é que permite um desempenho melhor na predição do coeficiente de atrito;

- a Correlação II é mais confiável do que a Correlação I, tanto em relação ao desempenho apresentado, como pelo fato dos parâmetros A e C da Correlação II terem apresentado um comportamento bem definido em relação à concentração.

As comparações do desempenho das correlações I e a de Shaver e Merrill e a II e a de Dodge e Metzner, mostraram que as correlações I e II apresentaram um desempenho superior aos das correlações de Shaver e Merrill e de Dodge e Metzner, respectivamente. Considerando-se que as duas últimas utilizam o número de Reynolds generalizado de Metzner e Reed e, que seus desempenhos podem ter sido afetados pela aproximação utilizada nos valores dos índices de comportamento do fluido, já citado anteriormente, pode-se concluir que :

- o número de Reynolds aparente representa bem o comportamento dos fluidos considerados neste trabalho, podendo ser utilizado como número de Reynolds generalizado;
- para a utilização das correlações propostas neste trabalho, o conhecimento da curva reológica é suficiente pois, essas correlações só necessitam do valor da viscosidade aparente para o cálculo do número de Reynolds aparente, enquanto que a aplicação de correlações tais como a de Shaver e Merrill e a de Dodge e Metzner, torna necessária a adaptação a modelos reológicos clássicos.

As correlações para predição do coeficiente de atrito propostas por Shaver e Merrill e por Dodge e Metzner foram obtidas com escoamentos em tubos hidráulicamente lisos e, o fato dos tubos utilizados na instalação piloto não o serem, também pode ter contribuído para os desvios verificados.

A ocorrência do fenômeno da redução do arraste, neste trabalho, foi constatada através de gráficos do coeficiente de atrito em função do número de Reynolds do solvente. No entanto, não foi possível verificar se os efeitos da concentração e do diâmetro do tubo sobre o número de Reynolds crítico, ocorrem de acordo com o exposto na literatura<sup>(14)</sup>. Estas dificuldades podem ser atribuídas à pequena variação entre as concentrações e, às concentrações relativamente baixas que foram utilizadas, dado que o hidroxietil celulose não é um dos aditivos mais eficientes na redução do arraste.

Os dados experimentais obtidos na região de redução do arraste, apresentaram porcentagens de redução do arraste entre 0,51% e 41,44% e, os dados com porcentagem de redução do arraste superiores a 2% foram utilizados na obtenção da seguinte correlação :

$$\% \text{ RA} = 0,546 \times 10^{-8} (\text{Re}_s)^{1,98} \quad (\text{V.9})$$

onde :

$$\% \text{ RA} = \frac{f_{sv} - f_{sL}}{f_{sv}} \times 100 \quad (\text{III.89})$$

Desta forma, as equações (V.9) e (III.89) permitem prever o coeficiente de atrito que a solução apresentará durante o escoamento, utilizando somente o número de Reynolds e o coeficiente de atrito válidos para o solvente, que no caso do solvente ser newtoniano, são valores de fácil obtenção.

Quanto à degradação do polímero utilizado como soluto, o fenômeno não foi verificado pois, após ser submetido a

elevadas taxas de deformação, o fluido era novamente submetido a baixas taxas de deformação, apresentando o mesmo comportamento verificado antes da aplicação de elevadas taxas de deformação. Caso ocorresse a degradação, estes fatos não seriam observados.

Todas as correlações obtidas neste trabalho consideraram somente soluções aquosas de hidroxietil celulose, a concentrações entre 1000 ppm. e 2500 ppm., de modo que a aplicação dessas correlações a outros fluidos, ou mesmo a soluções aquosas de hidroxietil celulose a concentrações inferiores a 1000 ppm. ou superiores a 2500 ppm., deve ser precedida de estudos complementares.

A instalação piloto onde foram obtidos os dados experimentais era constituída de tubos de ferro galvanizado, não sendo, portanto, tubos hidraulicamente lisos. Mas, as correlações obtidas não consideraram a rugosidade relativa, de tal forma que a aplicação dessas correlações a situações diferentes das descritas, deve ser efetuada após estudos adicionais.

## 2 - Sugestões

O número de Reynolds limite, definido pela equação (II.61), que utiliza a viscosidade limite à deformação infinita, foi calculado neste trabalho mas, a tentativa de se correlacionar o coeficiente de atrito a esse número de Reynolds não foi feita. Para elevadas taxas de deformação, uma correlação do coeficiente de atrito em função do número de Reynolds limite seria interessante, dado que para fluidos pseudoplásticos

cos a viscosidade limite à deformação infinita torna-se praticamente constante, assumindo valores bem inferiores do que a taxas de deformação menores.

O número de Reynolds efetivo (equação (II.62)), que utiliza a viscosidade efetiva (equação (II.66)) também foi calculado neste trabalho. O coeficiente de atrito expresso em função desse número de Reynolds apresentou um comportamento peculiar pois, para toda a faixa de  $Re_{ef}$  verificada, o coeficiente de atrito de Fanning segue a curva  $f=16/Re_{ef}$ , para todas as concentrações em todos os tubos estudados. Este fato não foi explorado neste trabalho e, uma explicação para ele seria de grande interesse pois, se for comprovada a validade da utilização desse número de Reynolds e sua correlação com o coeficiente de atrito de Fanning, ter-se-á obtido um modo fácil, rápido e seguro de predizer o coeficiente de atrito no escoamento de fluidos não newtonianos.

A aplicação das correlações obtidas neste trabalho poderia ser mais abrangente se elas envolvessem um maior espectro de concentrações, além de considerar a rugosidade dos tubos. Para isso, seria necessário obter dados experimentais na mesma instalação piloto, com soluções a concentrações inferiores a 1000 ppm, e superiores a 2500 ppm., além de utilizar tubos de outros materiais, com o objetivo de variar o valor da rugosidade.

A correlação proposta por Bobok, Navratil e Szilas<sup>(31)</sup> também deveria ser testada pois, essa é a primeira correlação, deduzida analiticamente, para predição do coeficiente de atrito de fluidos não newtonianos, envolvendo a rugosidade do tubo.

A obtenção de dados experimentais do escoamento de outras soluções poliméricas também seria interessante, tanto para complementar este trabalho e os sugeridos acima, como para testar a aplicação das correlações propostas na literatura, notadamente a proposta por Kemblowski e Kolodziejcki<sup>(21)</sup>.

A utilização de outros fluidos, de comportamento reológicos e estrutura semelhantes ou não, complementaria todos esses trabalhos e, poderia permitir a generalização das correlações obtidas.

A compreensão do fenômeno da redução do arraste é de importância relevante pois, sua aplicação representa economia de energia. Na continuação deste trabalho, em relação à redução do arraste, seria interessante obter um método de determinar com mais precisão o ponto de início da redução do arraste e, determinar os efeitos da concentração e do diâmetro do tubo sobre esse ponto.

A extrapolação da correlação para porcentagem de redução do arraste (equação (V.9)), obtida neste trabalho, a outros aditivos eficientes na redução do arraste; bem como a obtenção de dados experimentais em tubos de outros materiais, que permitisse considerar a rugosidade do tubo; associadas a um estudo de concentração ótima, além de pesquisas a respeito da estabilidade química, mecânica e térmica dos aditivos eficientes na redução do arraste, tornariam indispensável a aplicação do fenômeno da redução do arraste para atingir um objetivo há muito procurado - diminuir o consumo de energia no transporte de fluidos.

N O M E N C L A T U R A

- A - Parâmetro das correlações do tipo Prandtl
- $A_k$  - Parâmetro da correlação de Kemblowski e Kolodziejcki
- $A_{ln}$  - Parâmetro da correlação de Dodge e Metzner
- a - Parâmetro da correlação de Kemblowski e Kolodziejcki<sup>(21)</sup>
- B - Parâmetro das correlações do tipo Prandtl
- $B_i$  - Constante de integração na equação (II.22)
- $B_k$  - Parâmetro determinado por Kemblowski e Kolodziejcki<sup>(21)</sup>
- $B_n$  - Parâmetro da correlação de Dodge e Metzner
- b - Parâmetro da correlação de Kemblowski e Kolodziejcki<sup>(21)</sup>
- C - Parâmetro das correlações do tipo Prandtl
- $C_i$  - Constante de integração na equação (II.22)
- $C_k$  - Parâmetro determinado por Kemblowski e Kolodziejcki<sup>(21)</sup>
- $C_n$  - Parâmetro da correlação de Dodge e Metzner
- $C'_n$  - Parâmetro da correlação de Dodge e Metzner
- [C] - Concentração intrínseca característica
- c - Concentração
- D - Diâmetro
- DMA - Desvio médio absoluto
- E - Parâmetro das correlações do tipo Blasius
- F - Força aplicada ao fluido, devido ao movimento de duas placas paralelas
- $F_{RA}$  - Fração de Redução do Arraste
- f - Coeficiente de Atrito de Fanning
- $f_{BT}$  - Coeficiente de Atrito de Fanning predito pela correlação de Tomita, para fluidos de Bingham

- $f_{DM}$  - Coeficiente de Atrito de Fanning predito pela correlação de Dodge e Metzner  
 $f_{exp}$  - Coeficiente de Atrito de Fanning experimental  
 $f_1$  - Coeficiente de Atrito laminar hipotético a um dado número de Reynolds  
 $f_N$  - Coeficiente de Atrito de Fanning predito pela correlação de Prandtl-Karman  
 $f_{PLT}$  - Coeficiente de Atrito de Fanning predito pela correlação de Tomita, para fluidos power-law  
 $f_{SL}$  - Coeficiente de Atrito de Fanning observado no escoamento da solução polimérica  
 $f_{SM}$  - Coeficiente de Atrito de Fanning predito pela correlação de Shaver e Merrill  
 $f_{SV}$  - Coeficiente de Atrito de Fanning observado no escoamento do solvente puro  
 $f_t$  - Coeficiente de Atrito de Fanning predito para o escoamento turbulento a um dado número de Reynolds  
 $g$  - Aceleração da gravidade  
 $h$  - Altura do cilindro interno do viscosímetro rotatório de cilindros concêntricos  
 $J_o$  - Queda de pressão no escoamento do solvente puro  
 $J_p$  - Queda de pressão no escoamento da solução  
 $K$  - Índice de consistência do fluido no modelo de Ostwald-de-Waele  
 $K'$  - Índice de consistência do fluido, definido pela equação (II.46)  
 $L$  - Comprimento  
 $M$  - Inclinação da curva de  $\ln \Omega$  em função de  $\ln \tau_B$

- $m$  - Parâmetro das correlações do tipo Blasius  
 $M_B$  - Massa do Bequer vazio  
 $M_{BS}$  - Massa do Bequer com solução  
 $M_P$  - Massa do picnômetro vazio  
 $M_{PA}$  - Massa do picnômetro com água  
 $M_{PS}$  - Massa do picnômetro com solução  
 $N$  - Número de dados experimentais  
 $n$  - Índice de comportamento do fluido no modelo de Ostwald-de-Waele  
 $n'$  - Índice de comportamento do fluido, definido pela equação (II.19)  
 $n_G$  - Número de dados em cada conjunto  
 $n_T$  - Número de conjuntos de dados  
 $P_1$  - Pressão no ponto 1  
 $P_2$  - Pressão no ponto 2  
 $Q$  - Vazão volumétrica  
 $R$  - Raio do tubo  
 $[R]$  - Fração intrínseca da redução do arraste  
 $r$  - Posição radial de um dado ponto  
 $R_B$  - Raio externo do cilindro interno do viscosímetro rotatório de cilindros concêntricos  
 $R_C$  - Raio interno do cilindro externo do viscosímetro rotatório de cilindros concêntricos  
 $R_F$  - Fração de redução do arraste  
 $R_{Fesp}$  - Fração específica de redução do arraste  
 $R_{Fmax}$  - Fração de máxima redução do arraste  
 $R_{FV}$  - Fração de redução do arraste definido por Virk (equação (III.87))

- $Re$  - Número de Reynolds básico  
 $Re_{ap}$  - Número de Reynolds aparente  
 $Re_B$  - Número de Reynolds generalizado para fluidos de Bingham, definido por Govier e Winning<sup>(29)</sup> - equação (III.62)  
 $Re_{BT}$  - Número de Reynolds generalizado de Tomita, para fluidos de Bingham (equação (III.59))  
 $Re_{ef}$  - Número de Reynolds efetivo  
 $Re_l$  - Número de Reynolds limite  
 $Re_{MR}$  - Número de Reynolds Generalizado e Metzner e Reed  
 $Re_{PLC}$  - Número de Reynolds Modificado de Clapp, para fluidos Power-Law - equação (III.72)  
 $Re_{PLT}$  - Número de Reynolds generalizado de Tomita, para fluidos Power-Law - equação (III.66)  
 $Re_s$  - Número de Reynolds do solvente (equação (V.7))  
 $Re_x$  - Número de Reynolds generalizado (equação (III.40))  
 $Re^o$  - Número de Reynolds generalizado - equação (III.43)  
 $Re'$  - Número de Reynolds generalizado utilizado na correlação de Kemblowski e Kolodziejski<sup>(21)</sup>  
 $Re_s^*$  - Número de Reynolds do solvente de início da redução do arraste  
 $Re_t'$  - Número de Reynolds a partir do qual se verifica a correlação de Blasius, proposto por Kemblowski e Kolodziejski<sup>(21)</sup>  
 $\%RA_{exp}$  - Porcentagem de redução do arraste - equação (III.89)  
 $\%RA_{calc}$  - Porcentagem de redução do arraste calculada pelo ajuste  
 $S$  - Área de escoamento

- T - temperatura  
 t - Torque  
 $U_m$  - Velocidade linear máxima - no centro do tubo  
 u - Velocidade linear local  
 $u_\tau$  - Velocidade de atrito ( $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$ )  
 V - Velocidade média de escoamento  
 Vol - Volume obtido na amostragem  
 $Vol_p$  - Volume do picnômetro  
 v - Velocidade linear local  
 x - Relação entre a tensão residual e a tensão de cisalhamento na parede ( $x = \tau_y/\tau_w$ )  
 $y_r$  - Distância ( $y_r = R - r$ )
- $\beta$  - Parâmetro da correlação BNS - equação (III.74)  
 $\gamma$  - Coordenada da curva universal da redução do arraste  
 $\gamma_\mu$  - Coeficiente generalizado de viscosidade  
 $\dot{\gamma}$  - Taxa de deformação  
 $\dot{\gamma}_p$  - Pseudo-taxa de deformação ( $\dot{\gamma}_p = 8V/D$ )  
 $\bar{\Delta}$  - Desvio padrão da distribuição  
 $\Delta H$  - Deflexão do manômetro  
 $\Delta h$  - Diferença de cota  
 $\Delta m$  - Massa de solução recolhida na amostragem  
 $\Delta P$  - Queda de pressão  
 $\Delta P_o$  - Queda de pressão no escoamento do solvente puro  
 $\Delta P_p$  - Queda de pressão no escoamento da solução  
 $\Delta t$  - Tempo de amostragem  
 $\delta$  - Coordenada da curva universal da redução do arraste  
 $\epsilon$  - Rugosidade do tubo

- $\epsilon_r$  - Razão entre os raios dos cilindros externo e interno do viscosímetro rotatório de cilindros concêntricos  
 $\eta$  - Coeficiente de rigidez  
 $\lambda$  - Coeficiente de atrito de Darcy-Weisbach  
 $\lambda^*$  - Coeficiente de atrito de Darcy-Weisbach predito pela correlação de Blasius  
 $\mu$  - Viscosidade  
 $\mu_a$  - Viscosidade definida pela equação (II.54)  
 $\mu_{ap}$  - Viscosidade aparente  
 $\mu_{ef}$  - Viscosidade efetiva  
 $\mu_{H_2O}$  - Viscosidade da água  
 $\mu_{ms}$  - Viscosidade do meio de suspensão  
 $\mu_x$  - Viscosidade de definição arbitrária - equação (III.15)  
 $\mu_0$  - Viscosidade limite à taxa de deformação nula  
 $\mu_\infty$  - Viscosidade limite à taxa de deformação infinita  
 $\mu'_a$  - Viscosidade definida pela equação (II.55)  
 $\mu''_a$  - Viscosidade definida pela equação (II.56)  
 $\nu$  - Viscosidade cinemática ( $\nu = \mu/\rho$ )  
 $\xi$  - Parâmetro adimensional de localização ( $\xi=y/R$ )  
 $\rho$  - Massa específica do fluido  
 $\rho_{H_2O}$  - Massa específica da água  
 $\rho_{FM}$  - Massa específica do fluido manométrico  
 $\tau$  - Tensão de cisalhamento  
 $\tau_B$  - Tensão de cisalhamento na parede do cilindro interno do viscosímetro rotatório de cilindros concêntricos  
 $\tau_C$  - Tensão de cisalhamento na parede do cilindro externo do viscosímetro rotatório de cilindros concêntricos

- $\tau_m$  - Tensão de cisalhamento correspondente a  $\mu_a = \frac{1}{2}(\mu_0 + \mu_\infty)$   
 $\tau_y$  - Tensão residual  
 $\tau_{1/2}$  - Tensão de cisalhamento correspondente a  $\mu_a = \frac{1}{2} \mu_0$   
 $\tau_w$  - Tensão de cisalhamento na parede do tubo  
 $\tau_{wcal}$  - Tensão de cisalhamento na parede do tubo calculada pelo ajuste  
 $\tau_{wp}$  - Tensão de cisalhamento na parede do tubo, no escoamento da solução polimérica  
 $\tau_{ws}$  - Tensão de cisalhamento na parede do tubo, no escoamento do solvente puro  
 $\tau_w^*$  - Tensão de cisalhamento na parede do tubo, no início da redução do arraste  
 $\phi$  - Parâmetro da correlação de Kemblowski e Kolodziejski  
 $\Omega$  - Velocidade angular (em  $\text{seg}^{-1}$ )  
 $\omega$  - Velocidade angular (em rps)

R E F R E N C I A S B I B L I O G R A F I C A S

- (1) GOVIER, G.W. The flow of complex mixtures in pipes. New York, Van Nostrand Reinhold Company, 1972. 792p.
- (2) SKELLAND, A.H.P. Non-Newtonian flow and heat transfer. New York, John Wiley & Sons, 1967. 469p.
- (3) METZNER, A.B. and REED, J.C. Flow of non-Newtonian fluids-correlation of laminar, transition and turbulent flow regions. A.I.Ch.E. Journal, 1(4):434-440, Dec. 1955.
- (4) ALVES, G.E.; BOUCHER, D.F. and PIGFORD, R.L. Pipe-line design for non-Newtonian solutions. Chemical Engineering Progress, 48 (8):385-393, August 1952.
- (5) BRODKEY, P.S. The phenomena of fluid motions. New York Addison-Wesley Publishing Company, 1967. p.365-455.
- (6) KREIGER, I.M. and ELROD, H. Journal Appl. Phys., 24(134), 1953.
- (7) VOCADLO, J.J.; WHEATLEY, P.J. and CHARLES, M.E. Turbulent flow of non-Newtonian substances. Rheologica Acta, 13 (4/5):877-882, 1974.
- (8) TORREST, R.S. Rheological properties of aqueous solutions of the polymer Natrosol 250HHR. Journal of Rheology, 26 (2):143-151, April 1982.
- (9) METER, D.M. and BIRD, R.B. Tube flow of non-Newtonian polymer solutions: part I. Laminar flow and rheological model. A.I.Ch.E. Journal, 10(6):878-881, Nov. 1964.

- (10) THOMAS, D.G. Heat and momentum transport characteristics of non-Newtonian aqueous thorium oxide suspensions. A.I.Ch.E Journal, 6(4):631-639, Dec. 1960.
- (11) BRODEY, R.S. Translating terms of non-Newtonian flow. Industrial and Engineering Chemistry, 54(9):44-48, Sep. 1962.
- (12) RABINOWITSCH, B. Z. physik. Chem, 145A, 1(1929).
- (13) MOONEY, M. J. Rheol., 2, 210(1931).
- (14) GADD, G.E. Friction reduction. In: ENCYCLOPEDIA OF POLYMER SCIENCE AND TECHNOLOGY. New York, Interscience, 1971 v.15, p.224-253.
- (15) VIRK, P.S. Drag reduction fundamentals. A.I.Ch.E. Journal, 21(4):625-656, July 1975.
- (16) VIRK, P.S.; MERRILL, E.W.; MICKLEY, H.S. and SMITH, K.A. The Toms phenomenon: turbulent pipe flow of dilute polymer solutions. Journal of Fluid Mechanics, 30(2):305-328, 1967.
- (17) SAVINS, J.G. A stress-controlled drag-reduction phenomenon. Rheologica Acta, 6(4):323-330, 1967.
- (18) BURGER, E.D.; CHORN, L.G. and PERKINS, T.K. Studies of drag reduction conducted over a broad range of pipeline conditions when flowing Prudhoe Bay crude oil. Journal of Rheology, 24(5):603-626, Oct. 1980.
- (19) SEYER, F.A. and METZNER, A.B. Can. J. Chem. Eng., (vol. 45): 121(1967).

- (20) WHITE, A. and HEMMINGS, J.A.G., eds. Drag reduction by additives; review and bibliography. [s.l.p.] ,BHRA Fluid Engineering, 1976. 181p.
- (21) KEMBLAWSKI, Z. and KOLODZIEJSKI, J. Flow resistances of non-Newtonian fluids in transitional and turbulent flow. International Chemical Engineering, 13(2):265-279, April 1973.
- (22) SHAVER, R.G. and MERRILL, E.W. Turbulent flow of pseudoplastic polymer solutions in straight cylindrical tubes. A.I.Ch.E. Journal, 5 (2):181-188, June 1959.
- (23) DODGE, D.W. and METZNER, A.B. Turbulent of non-Newtonian systems. A.I.Ch.E Journal, 5(2), 189-203, June 1959.
- (24) TOMITA, Y. Bull of J.S.M.E. 2, p.10 (1959).
- (25) THOMAS, D.G. A.I.Ch.E. Journal 8, p.266 (1962).
- (26) MASSARANI, G. Viscosímetro capilar de tubos descartáveis. In: IV CONGRESSO BRASILEIRO DE ENGENHARIA QUÍMICA, Belo Horizonte, Julho de 1980.
- (27) MOORE, F. Brit. Ceram. Soc. Trans., (vol. 58) 470 (1959).
- (28) TOMITA, Y. Bull. of Japan Soc. Mech. Eng. (vol. 2), 10 (1959).
- (29) GOVIER, G.W. and WINNING, M.D. The flow of non-Newtonian fluids. In: MEETING OF THE AMERICAN INSTITUTE OF CHEMICAL ENGINEERS, Montreal, Quebec, Sep. 1948.
- (30) CLAPP, R.M. In: CONF. ON INT. DEVELOPMENTS IN HEAT TRANSFER, Univ. Colorado, Bolder, Col., 1961, Proc. p.652.

- (31) BOBOK, E.; NAVRATIL, L. and SCHIAS, A.P. Determination of turbulent pressure loss of non-Newtonian oil flow in rough pipes. Rheologica Acta, 20(5):487-496, 1981.
- (32) TOMS, B.A. In: FIRST INT. RHEOLOGICAL CONGRESS, Proc. Part.2, p.135-142, 1948.
- (33) SAVINS, J.G. Petrol. Engrs., (vol.4) (3):203-213, Sept. 1964.
- (34) HEMMING, J.A.G. and WHITE, A. Drag reduction by additives: review and bibliography. BHRA Fluid Engineering, 1976.
- (35) HOYT, J.W. The effect of additives on fluid friction. Transactions of the A.S.M.E. Journal of Basic Engineering, pp.258-285, June 1972.
- (36) WALSH, M., III, On turbulent flow dilute polymer solutions, PhD Thesis, California Institute of Technology, 1967.
- (37) EL'PERIN, I.T.; SOMOL'SKI, B.M. and LEVENTHAL, L.I. International Chemical Engineering, (vol.7)p.335(1967).
- (38) DAVIES, G.A. and PONTER, A.B. Nature, (vol.212)p.66(1966).
- (39) LITTLE, R.C. Industrial and Engineering Chemistry, (vol.8) p.520, 1969.
- (40) PERSEY, P.; LITTLE, R.C. and SINGLETERRY, C.R. Naval Research Lab., Report 7222, 1971.
- (41) ELATA, C. and POREH, M. Rheologica Acta, (vol.5)p.148, 1966.
- (42) GADD, G. Nature, (vol.212)p.1348, 1966.
- (43) PATTERSON, G.K. and ZAKIN, J.L. A.I.Ch.E. Journal, (vol.14), p.434, 1968.
- (44) LUMLEY, J.L. Applied Mechanics Review, (vol.20)p.1139, 1967.

- (45) PATTERSON, R.W. and ABERNATHY, F.H. Turbulent flow drag reduction and degradation with dilute polymer solutions. Journal of Fluid Mechanics, (43) (4):689-710, 1970.
- (46) ELLIS, A.I.; TING, R.Y. and NADOLINK, R.H. A.I.A.A. Paper 70-532, 1970.
- (47) PETERLIN, A. Nature, (vol. 227) p.598, 1970.
- (48) GADD, G.E. Nature, (vol. 212) p.874, 1966.
- (49) GADD, G.E. Nature, (vol. 206) p.463, 1965.
- (50) JOHNSON, B. and BARCHI, R.H. Journal of Hydronautics, (vol. 2) p.108, 1968.
- (51) SAVINS, J.G. Rheologica Acta, 6(4):323-330, 1967.
- (52) GORDON, R.J. Nature, (vol. 227) (5258):599-600, August 1970.
- (53) LACEY, P.M.C. Chem. Engng. Sci., 29(6):1495, June 1974.
- (54) LOCKETT, F.J. Nature, (vol. 222) pp.937, June 1969.
- (55) RUCKENSTEIN, E. Chem. Engng. Sci 26(7):1075-1079, July 1971.
- (56) ASTARITA, G. Industrial and Engineering Chemistry Fundamentals, 4(3):354-356, August 1965.
- (57) RUCKENSTEIN, E. and POPADIC, V. Nature Phys. Sci., (vol. 233) (38):58-59, Sept. 1971.
- (58) FABULA, A.G.; LUMLEY, J.L. and TAYLOR, W.D. In: Modern developments in the mechanics of continua (Proc. Pinebrook Rheology Conf. (sponsored by and held at Syracuse Univ., USA), (August 23-27), 1965).
- (59) METZNER, A.B. and PARK, M.G. J. Fluid Mech., (vol. 20), 291, 1965.

- (60) HOYT, J.W. and FABULA, A.G. Proceedings Fifth Symposium on Naval Hydrodynamics, 1964, Office of Naval Research, Washington, DC, 1966, p.947.
- (61) PATTERSON, G.K.; ZAKIN, J.L. and RODRIGUEZ, J.M. Drag reduction polymer solutions, soap solutions and solid particle suspensions in pipe flow. Industrial and Engineering Chemistry, 61 (1):22-30, Jan.1969.
- (62) MATRAS, Z. A new hypothesis explaining the phenomenon of drag-reduction by polymer additives. Part.I. The influence of polymer additives on the rheological behaviour of drag reducing liquids. Proc. IX Congress on Rheology, Mexico, p.567-572, 1984.
- (63) VIRK, P.S. A.I.Ch.E. Journal, (vol.21) (4):625, July 1975.
- (64) GOLD, P.I.; AMAR, P.K. and SWAIDAN, B.E. J.Appl.Polymer Sci., 17(2):333-350, Feb. 1973.
- (65) WADE, J.H.T. and KUMAR, P. J. Hydronaut., 6(1):40-45, Jan. 1972.
- (66) WHITE, D.A. Chem. Engng. Sci., 25(8):1255-1258, August 1970.
- (67) RAM, A.; FINKELSTEIN, E. and ELATA, C. Ind. Engng.Chem.Proc. Des.Dev., 6(3):309-313, July 1967.
- (68) LESCARBOURA, J.A.; CULTER, J.D. and WAHL, H.A. Soc. Petroleum Engrs. Jnl., 11(3):229-235, Sept., 1971.
- (69) OUSTERHOUT, R.S. and HALL, C.D. Jnl. Petroleum Technol., (vol.13) 217-222, March 1961.

- (70) FITZGERALD, D. Paper presented at Brit. Soc. Rheology Symp. on non-Newtonian flow through pipes and passages (Shrivenham) (September, 19-21, 1967).
- (71) CELLOSIZÉ Hidroxiétil Celulose [Bahia, Union Carbide do Brasil, s.d.p.] 36p. [Catálogo].