

“Escoamento de fluidos elásticos e ligeiramente pseudoplásticos em torno de um cilindro”.

Ana Paula Capeto Matos de Sousa

Licenciada em Engenharia Química pelo Instituto Superior de Engenharia
do Porto

Dissertação submetida à Faculdade de Engenharia da Universidade do
Porto



Universidade do Porto
Faculdade de Engenharia
FEUP

Dissertação apresentada para obtenção do grau
de Mestre em Fundamentos e Aplicações da Mecânica de Fluidos

Orientador
Paulo José da Silva Martins Coelho
Professor Auxiliar

Ano de apresentação e defesa

2006

RESUMO, ABSTRACT

Resumo

No presente trabalho, analisou-se o escoamento de soluções não-Newtonianas elásticas mas pouco pseudoplásticas em torno de dois cilindros distintos, tendo como principal objectivo avaliar a influência das suas características reológicas na demarcação de regimes de escoamento e na ejeção de vórtices.

Para tal, prepararam-se soluções aquosas com concentrações mássicas entre 0,005 a 0,03% de poliacrilamida (PAA), efectuando-se num túnel de água medições das respectivas velocidades de escoamento, frequências de ejeção (f) e comprimentos de formação de vórtices (l_f) utilizando como técnica analítica a anemometria *laser*-Doppler (LDA).

Os dois cilindros utilizados tinham 10 e 20 mm de diâmetro, a que correspondia uma relação de comprimento/diâmetro, (L/D), de 12 e 6 e bloqueamentos de 5% e 10%, respectivamente. A região de números de Reynolds (Re) abrangida pelas várias soluções estava compreendida entre 30 e 11×10^3 .

A viscosidade (μ) a usar no cálculo do número de Reynolds foi determinada com base numa taxa de deformação característica ($\dot{\gamma}$) igual a $0,57 \cdot U_\infty / D$.

Observou-se nos resultados obtidos a tendência genérica para a redução do número de Strouhal (St) com a concentração de polímero, ou seja, com o aumento da elasticidade do polímero, verificando-se este facto com os dois cilindros, não obstante o efeito da degradação das soluções ter afectado algumas das medições efectuadas. Essa redução da frequência de ejeção, originada pelo incremento do comprimento de formação, é mais evidente para o cilindro de menor diâmetro do cilindro devido ao aumento do quociente entre as forças elásticas e as forças de inércia, proporcional a $\nu \lambda_e / D^2$.

Embora não tenha sido possível uma comparação directa das propriedades elásticas das soluções de PAA, CMC e tilose, estas utilizadas por Coelho (2000), foi possível explicar o comportamento distinto destes polímeros recorrendo ao mecanismo proposto por Gerrard (1966b). O citado mecanismo permite compreender o papel da elasticidade na diminuição da frequência de ejeção de vórtices, seja por influência no comprimento de difusão, seja por aumento das espessuras da camada limite sobre o cilindro e das camadas de corte a jusante deste; influenciando o comprimento de formação de tal forma que este aumenta com o incremento da elasticidade das soluções poliméricas ensaiadas.

Palavras Chave: escoamento não-Newtoniano, viscoelástico, pseudoplástico, elasticidade, tempo de relaxação, reologia, soluções poliméricas, cilindro, ejeção de vórtices, número de Strouhal, número de Weissenberg, laminar, transição, esteira, camadas de corte, PAA.

Abstract

The main objective of the present work was to analyse the flow behaviour of elastic and slightly pseudoplastic non-Newtonian fluids around a circular cylinder. With that purpose, polymeric solutions of PAA were selected, with concentrations ranging between 0,005% and 0,03% by weight. Carreau-Yasuda model was fitted to the viscosity data, and relaxation time for each solution was determined indirectly by Maxwell model.

Two cylinders of 10 and 20 mm in diameter were mounted at section test, defining an aspect ratio of 12 and 6 and producing blockages of 5 % and 10 % respectively. The Reynolds number (Re) were ranged from 30 e 11×10^3 . Velocity, shedding frequencies (f) and the formation length (l_f) were measured by laser-Doppler anemometry (LDA), and it was possible to determine the various shedding regimes.

The characteristic shear rate ($\dot{\gamma}$) with which the viscosity (μ) and the Reynolds number of the flow were calculated, was equal to $0,57 \cdot U_\infty / D$.

Results show that reducing cylinder diameter turn to increased formation length, which contributed to the Strouhal (St) number decrease, as it was expected. All the observations that were made implied that was an effect of elastic behaviour, clearly stronger when increasing polymer concentration and especially with 10 mm cylinder mostly thanks to increased ratio between elastic and inertial forces expressed by $\nu \lambda_e / D^2$. This behaviour was found in both cylinders though fluid degradation affected some of the results for 20 mm cylinder.

A direct comparison between elastic proprieties of PAA, tylose and CMC solutions, the last two used by Coelho (2000), was not possible, though its distinct behaviour has been justified by Gerrard (1966b) proposed mechanism. This mechanism explains the role played by polymeric elasticity in decreasing ejection frequency by means of increasing diffusion length though obtaining higher formation length with increasing elasticity.

Descriptors: non-Newtonian flow, viscoelastic, pseudoplastic, shear-thinning viscosity, relaxation time, rheology, polymeric solutions, cylinder, vortex-shedding, Strouhal number, Weissenberg number, laminar, transition, wake, PAA.

AGRADECIMENTOS

Em primeiríssimo lugar, quero agradecer ao meu marido e à minha filha, o sacrifício das muitas horas em que estive ausente.

Em segundo lugar, ao meu orientador, professor Paulo Coelho, pelo seu contínuo apoio e aturada paciência na resolução dos inúmeros problemas que surgiram ao longo do trabalho, bem como em autorizar a transcrição, no Capítulo 1, de excertos da sua tese de doutoramento.

Não podia de maneira alguma esquecer todos os que comigo trabalham no ISEP/DEQ, pelo imenso apoio prestado e pela disponibilização do tempo necessário para realizar este trabalho.

A todos vós, muito obrigada, amigos!!

ÍNDICE

RESUMO, <i>ABSTRACT</i>	3
AGRADECIMENTOS	5
ÍNDICE	7
LISTA DE FIGURAS E TABELAS	11
LISTA DE SÍMBOLOS	16
1 REVISÃO TEÓRICA E BIBLIOGRÁFICA	19
1.1 GRUPOS ADIMENSIONAIS	19
1.2 ESCOAMENTO EXTERIOR DE FLUIDOS NEWTONIANOS	22
1.2.1 TRANSIÇÃO NA CAMADA DE CORTE E FORMAÇÃO DE VÓRTICES	29
1.2.2 EFEITOS DE BLOQUEAMENTO E INFLUÊNCIA DOS EFEITOS DE TOPO NO NÚMERO DE STROUHAL	32
1.3 ESCOAMENTO EXTERIOR DE FLUIDOS NÃO – NEWTONIANOS	34
1.3.1 ESCOAMENTO SOBRE ESFERAS	34
1.3.2 ESCOAMENTO SOBRE CILINDROS DE PEQUENO DIÂMETRO	35
1.3.3 ESCOAMENTO SOBRE CILINDROS DE DIÂMETRO MAIS ELEVADO	36
1.3.4 TRABALHOS NUMÉRICOS	39
1.4 FUNDAMENTAÇÃO DO TEMA DA TESE	40
1.5 ORGANIZAÇÃO DA TESE	41
2 INSTALAÇÃO E EQUIPAMENTOS UTILIZADOS	43
2.1 INTRODUÇÃO	43
2.2 DESCRIÇÃO DA INSTALAÇÃO EXPERIMENTAL	43
2.3 DESCRIÇÃO DA INSTRUMENTAÇÃO	45
2.3.1 SISTEMA DE ANEMOMETRIA <i>LASER</i> –DOPPLER (LDA)	45
2.3.2 SISTEMA DE REOLOGIA	50
2.4 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	52
2.5 ANÁLISE DE INCERTEZAS	53

2.5.1 INCERTEZAS ASSOCIADAS ÀS MEDIÇÕES DE VELOCIDADES E DE POSICIONAMENTO DO LASER	54
2.5.2 INCERTEZAS ASSOCIADAS ÀS MEDIÇÕES DE VISCOSIDADE E TEMPERATURA	57
2.5.3 INCERTEZAS INERENTES ÀS VARIÁVEIS ADIMENSIONAIS	58
3 CARACTERIZAÇÃO REOLÓGICA DOS FLUIDOS	61
3.1 INTRODUÇÃO	61
3.2 PREPARAÇÃO DAS SOLUÇÕES A ENSAIAR	61
3.3 DETERMINAÇÃO DA VISCOSIDADE VISCOMÉTRICA	62
3.3.1 DEGRADAÇÃO DO POLÍMERO POR DEFORMAÇÃO DE ORIGEM MECÂNICA	65
3.4 ENSAIOS OSCILATÓRIOS	67
3.4.1 DETERMINAÇÃO DOS TEMPOS DE RELAXAÇÃO	70
4 VISUALIZAÇÃO DE ESCOAMENTOS	73
4.1 DETERMINAÇÃO DA VELOCIDADE CRÍTICA	73
4.2 REGIMES DE ESCOAMENTO VISUALIZADOS	74
5 EJECCÃO DE VÓRTICES E REGIMES DE ESCOAMENTO	81
5.1 INTRODUÇÃO	81
5.2 ANÁLISE DOS RESULTADOS REFERENTES AO FLUIDO NEWTONIANO	81
5.2.1 EJECCÃO DE VÓRTICES	81
5.2.2 COMPRIMENTOS DE FORMAÇÃO	83
5.3 DEFINIÇÃO DO NÚMERO DE REYNOLDS. APROXIMAÇÃO AOS FLUÍDOS NÃO-NEWTONIANOS	85
5.4 DEMARCAÇÃO DOS REGIMES DE ESCOAMENTO	88
5.5 INFLUÊNCIA DO DIÂMETRO NOS VALORES DE St E l_f/D	93
5.6 ANÁLISE DOS VÁRIOS REGIMES DE EJECCÃO DE VÓRTICES	96
5.6.1 REGIME DE EJECCÃO LAMINAR	96
5.6.2 REGIME DE TRANSIÇÃO	99
5.7 REPRODUTIBILIDADE DOS ENSAIOS	101
6 PAA vs CMC E TILOSE	105
6.1 CARACTERIZAÇÃO REOLÓGICA – COMPARAÇÃO ENTRE POLÍMEROS	105
6.2 CURVAS St E l_f/D EM FUNÇÃO DE Re^*	106
6.2.1 PAA vs TILOSE	106
6.2.2 PAA vs CMC	109

7 PRINCIPAIS CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	113
7.1 PRINCIPAIS CONCLUSÕES	113
7.2 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	115
REFERÊNCIAS	117
<u>ANEXOS</u>	
ANEXO A NÍVEL DE TURBULÊNCIA NO TÚNEL DE ÁGUA	123
ANEXO B GRÁFICOS UTILIZADOS NA DETERMINAÇÃO DO $Re^*(l_f d)$	125
ANEXO C NÚMEROS DE REYNOLDS CARACTERÍSTICOS DOS ESCOAMENTOS DOS VÁRIOS FLUIDOS	128
C.1 INTRODUÇÃO	128
C.2 RESULTADOS PARA O CILINDRO COM 10 mm DE DIÂMETRO	128
C.2.1 ÁGUA – SOLVENTE PURO	128
C.2.2 SOLUÇÃO COM 0,005% EM PAA	130
C.2.3 SOLUÇÃO COM 0,01% EM PAA	132
C.2.4 SOLUÇÃO COM 0,02% EM PAA	134
C.2.5 SOLUÇÃO COM 0,03% EM PAA	136
C.3 RESULTADOS PARA O CILINDRO COM 20 mm DE DIÂMETRO	138
C.3.1 ÁGUA – SOLVENTE PURO	138
C.3.2 SOLUÇÃO COM 0,01% DE PAA	140
C.3.3 SOLUÇÃO COM 0,03% DE PAA	142

LISTA DE FIGURAS E TABELAS

LISTA DE FIGURAS

Figura 1-1	Representação esquemática do escoamento em torno de um cilindro e definição do ângulo θ .	20
Figura 1-2	Modelo de ejeção de vórtices usando a topologia das linhas de corrente instantâneas. (copiado de Perry <i>et al.</i> , 1982).	23
Figura 1-3	Relação entre os números de Strouhal e Reynolds nos regimes laminar e de transição tridimensional.	25
Figura 1-4	Esquema dos vórtices primários e secundários numa esteira de um cilindro no regime de transição, para os dois modos de ejeção A e B.	26
Figura 1-5	Relação entre St e Re de acordo com as equações e respectivos regimes apresentados por Fey et al. (1998).	27
Figura 1-6	Definição dos regimes de escoamento na região onde ocorre a crise de arrasto ($Re > 2 \times 10^5$) de acordo com Achenbach (1971).	28
Figura 1-7	Esboço com linhas de filamento da região de formação (extraído de Gerrard, 1966b).	31
Figura 1-8	Esquema de aplicação de uma placa de topo	33
Figura 2-1	Esquema da instalação experimental (FEUP, Laboratório de Hidráulica)	44
Figura 2-2	a) Região onde se interceptam dois raios laser e respectivas grandezas características. b) Representação em corte do volume de medição.	46
Figura 2-3	Esquema do conjunto de equipamentos utilizados na medição de velocidades.	48
Figura 2-4	Representação esquemática de um sinal do fotodetector após filtragem, “burst”.	48
Figura 2-5	Esquema do reômetro UM/MC 100 da PHYSICA	50
Figura 2-6	Esquema do sistema de medida utilizado, cilindros concêntricos Z1-DIN	51
Figura 2-7	Reômetro TA- AR 2000, esquema do sistema de medida utilizado, geometria de cone/prato, com sistema de controle de temperatura incorporado.	51
Figura 2-8	Tratamento gráfico de vários perfis de velocidade.	52
Figura 2-9	Incerteza relativa da velocidade de uma partícula em função do número de ciclos.	55
Figura 3-1	Dados experimentais da viscosidade viscométrica para as soluções de PAA e respectivas curvas de ajuste, à $T = 15^\circ\text{C}$. Comparação com as curvas obtidas pelo modelo de Carreau-Yasuda.	63
Figura 3-2	Dados experimentais da viscosidade viscométrica para as soluções de PAA e respectivas curvas de ajuste, à $T = 15^\circ\text{C}$. Comparação com as curvas obtidas pelo modelo de lei da potência.	64
Figura 3-3	Dados experimentais da viscosidade viscométrica para as soluções de PAA e respectivas curvas de ajuste, à $T = 25^\circ\text{C}$. Comparação com as curvas obtidas pelo modelo de Carreau-Yasuda.	64

Figura 3-4	Dados experimentais da viscosidade viscométrica para as soluções de PAA e respectivas curvas de ajuste, à $T= 25^{\circ}\text{C}$. Comparação com as curvas obtidas pelo modelo de lei da potência.	65
Figura 3-5	Comparação entre as curvas de viscosidade de amostras da solução 0,03% PAA extraídas ao longo de 6 h de ensaio.	66
Figura 3-6	Comparação entre as curvas de viscosidade de amostras da solução 0,04% PAA extraídas ao longo de 4 h de ensaio.	67
Figura 3-7	Módulos de rigidez viscosa, G'' e de elasticidade, G' , para a solução 2,5% PAA, para valores de frequência constante.	69
Figura 3-8	Módulos de rigidez viscosa, G'' e elasticidade, G' , para as soluções contendo 2% e 2,5% em PAA, para $\gamma= 0,2$.	69
Figura 3-9	Módulos de dissipação viscosa, G'' e de elasticidade, G' , da solução 1,5% PAA. Comparação com as curvas de ajuste do modelo de Maxwell generalizado.	71
Figura 4-1	Pormenor da injeção de traçador na secção de trabalho da instalação experimental, através do orifício do cilindro de maior diâmetro.	74
Figura 4-2	Ejecção turbulenta de vórtices (solução 0,005%PAA, $Re^* = 956$, $D = 20$ mm)	75
Figura 4-3	Ejecção laminar de vórtices (solução 0,005% PAA, $Re^* = 170$, $D = 20$ mm)	75
Figura 4-4	Ejecção laminar de vórtices (solução 0,02% PAA, $Re^* = 247$, $D = 20$ mm).	75
Figura 4-5	Sem ejeção de vórtices (solução 0,005% PAA, $Re^* = 80$, $D = 20$ mm).	76
Figura 4-6	Sem ejeção de vórtices: notar o efeito da densidade do traçador (solução 0,02% PAA, $Re^* = 66$, $D = 20$ mm).	76
Figura 4-7	Limites da esteira: dimensões 135 mm $\times$ 20 mm (solução 0,02% PAA, $Re^* = 145$, $D = 20$ mm).	76
Figura 4-8	Pormenor da dispersão do traçador em torno do cilindro (solução 0,01% PAA, $D = 20$ mm).	77
Figura 4-9	Ejecção de vórtices, (solução 0,03% PAA, $Re^* = 752$, $D = 10$ mm).	77
Figura 4-10	Visualização da dispersão tridimensional, quando a turbulência está presente (solução 0,03% PAA, $D = 10$ mm)	77
Figura 4-11	Ejecção de vórtices, (solução 0,03% PAA, $Re^* = 136$, $D = 20$ mm).	78
Figura 4-12	Perspectiva geral da secção de trabalho.	79
Figura 5-1	Curvas do St em função de Re para a água, $D = 10$ mm. Comparação com valores encontrados na literatura referentes a fluidos Newtonianos.	82
Figura 5-2	Curvas do St em função de Re para a água, $D = 20$ mm. Comparação com valores encontrados na literatura referentes a fluidos Newtonianos	82
Figura 5-3	Curvas do l_f/D em função de Re para a água, $D= 10$ mm. Comparação com valores encontrados na literatura referentes a fluidos Newtonianos.	83
Figura 5-4	Curvas do l_f/D em função de Re para a água, $D= 20$ mm. Comparação com valores encontrados na literatura referentes a fluidos Newtonianos.	84
Figura 5-5	Curvas do St e do l_f/D em função de Re^* , para todos os fluidos ($D= 10$ mm). Comparação com valores de literatura.	87
Figura 5-6	Curvas do St e do l_f/D em função de Re^* , para todos os fluidos ($D= 20$ mm). Comparação com valores de literatura.	87
Figura 5-7	Curvas do St e do l_f/D em função de Re^* , para a solução de 0,005% PAA ($D= 20$ mm).	89
Figura 5-8	Curvas do $\log (DEP)$ vs $\log (f)$, solução 0,005% PAA, $D= 20$ mm.	90

Figura 5-9	Curvas do St e do l_f/D em função do número de Reynolds (Re^*), para a solução com 0,02% PAA, $D= 20$ mm	91
Figura 5-10	Curvas do $\log (DEP)$ vs $\log (f)$, solução 0,02% PAA, $D= 20$ mm	91
Figura 5-11	Curvas do St e do l_f/D em função do Re , para a água, comparação entre resultados experimentais obtidos para ambos os cilindros.	94
Figura 5-12	Curvas do St e do l_f/D em função do Re^* , para a solução 0,005% PAA, ambos os cilindros.	94
Figura 5-13	Curvas do St e do l_f/D em função de Re^* , para a solução 0,01% PAA, ambos os cilindros.	95
Figura 5-14	Curvas do St e do l_f/D em função de Re^* , para a solução 0,02% PAA, ambos os cilindros.	95
Figura 5-15	Curvas do St e do l_f/D em função de Re^* , para a solução 0,03% PAA, ambos os cilindros.	96
Figura 5-16	Comparação das curvas de Strouhal em função de Re^* , no regime laminar, para o cilindro de $D= 10$ mm.	97
Figura 5-17	Comparação das curvas de l_f/D em função de Re^* , no regime laminar, para o cilindro de 10mm.	98
Figura 5-18	Curvas de Strouhal corrigido com o índice de potência n em função de Re^* no regime laminar, para o cilindro com 10 mm de diâmetro.	99
Figura 5-19	Curvas de St em função de Re^* , no regime de transição, ambos os cilindros.	100
Figura 5-20	Curvas de l_f/D em função de Re^* , no regime de transição, ambos os cilindros.	100
Figura 5-21	Curvas de Strouhal corrigido com o índice de potência n em função de Re^* no regime de transição, para o cilindro com 10 mm de diâmetro.	101
Figura 5-22	Curvas de St em função de Re^* para solução 0,02% em PAA, cilindro de 10 mm.	102
Figura 5-23	Curvas de St em função de Re^* para a solução 0,005% em PAA, cilindro de 20 mm.	102
Figura 5-24	Curvas de l_f/D em função de Re^* para a solução 0,01% em PAA, cilindro de 20 mm.	103
Figura 6-1	Ensaio de viscosidade viscométrica das soluções poliméricas ($T=25^\circ\text{C}$)	105
Figura 6-2	Comparação das curvas do St em função de Re^* da PAA e da tilose ($D= 10$ mm).	107
Figura 6-3	Comparação das curvas do l_f/D em função de Re^* da PAA e da tilose ($D= 10$ mm).	107
Figura 6-4	Comparação das curvas do St em função de Re^* da PAA e da tilose ($D= 20$ mm).	108
Figura 6-5	Comparação das curvas do l_f/D em função de Re^* da PAA e da tilose ($D= 20$ mm).	108
Figura 6-6	Comparação das curvas do St em função de Re^* da PAA e da CMC ($D= 10$ mm).	109
Figura 6-7	Comparação das curvas do l_f/D em função de Re^* da PAA e da CMC ($D= 10$ mm).	110
Figura 6-8	Comparação das curvas do St em função de Re^* da PAA e da CMC ($D= 20$ mm).	110
Figura 6-9	Comparação das curvas do l_f/D em função de Re^* da PAA e da CMC, $D= 20$ mm.	111

Figura A-1	Comparação da variação da intensidade da turbulência do escoamento livre com U_{∞} para todos fluidos ensaiados, $D = 10$ mm.	123
Figura A-2	Comparação da variação da intensidade da turbulência do escoamento livre com o número de Reynolds, para todos fluidos ensaiados, $D = 10$ mm.	124
Figura B-1	Curvas do l_f/D em função de Re , para a água, ambos os cilindros.	125
Figura B-2	Curvas do l_f/D em função de Re^* , para a solução com 0,005% de PAA, ambos os cilindros.	126
Figura B-3	Curvas do l_f/D em função de Re^* , para a solução com 0,01% de PAA, ambos os cilindros.	126
Figura B-4	Curvas do l_f/D de Re^* , para a solução com 0,02% de PAA, ambos os cilindros.	127
Figura B-5	Curvas do l_f/D em função de Re^* , para a solução com 0,03% de PAA, ambos os cilindros.	127
Figura C-1	Curvas do St e do l_f/D em função Re , para a água, ($D = 10$ mm).	128
Figura C-2	Curvas do $\log (DEP)$ vs $\log (f)$, correspondentes a diversos pontos analisados, para a água, $D = 10$ mm.	129
Figura C-3	Curvas do St e do l_f/D em função Re^* , para a solução 0,005% em PAA ($D = 10$ mm).	130
Figura C-4	Curvas do $\log (DEP)$ vs $\log (f)$, correspondentes a diversos pontos analisados, para a solução com 0,005% em PAA, $D = 10$ mm.	131
Figura C-5	Curvas do St e do l_f/D em função Re^* , para a solução com 0,01% em PAA ($D = 10$ mm).	132
Figura C-6	Curvas do $\log (DEP)$ vs $\log (f)$, correspondentes a diversos pontos analisados, para a solução com 0,01% em PAA, $D = 10$ mm.	133
Figura C-7	Curvas do St e do l_f/D em função Re^* , para a solução com 0,02% em PAA ($D = 10$ mm).	134
Figura C-8	Curvas do $\log (DEP)$ vs $\log (f)$, correspondentes a diversos pontos analisados, para a solução com 0,02% em PAA, $D = 10$ mm.	135
Figura C-9	Curvas do St e do l_f/D em função Re^* , para a solução com 0,03% em PAA ($D = 10$ mm).	136
Figura C-10	Curvas do $\log (DEP)$ vs $\log (f)$, correspondentes a diversos pontos analisados, para a solução com 0,03% em PAA, $D = 10$ mm.	137
Figura C-11	Curvas de St e de l_f/D em função Re , para a água ($D = 20$ mm).	138
Figura C-12	Curvas do $\log (DEP)$ vs $\log (f)$, correspondentes a diversos pontos analisados, para a água, $D = 20$ mm.	137
Figura C-13	Curvas do St e do l_f/D em função Re^* , para a solução com 0,01% de PAA ($D = 20$ mm).	140
Figura C-14	Curvas do $\log (DEP)$ vs $\log (f)$, correspondentes a diversos pontos analisados, para a solução com 0,01% em PAA, $D = 20$ mm.	141
Figura C-15	Curvas do St e do l_f/D em função Re^* , para a solução com 0,03% de PAA ($D = 20$ mm).	142
Figura C-16	Curvas do $\log (DEP)$ vs $\log (f)$, correspondentes a diversos pontos analisados, para a solução com 0,03% em PAA, $D = 20$ mm.	143

LISTA DE TABELAS

Tabela 2-1	Principais características do anemômetro <i>laser</i> -Doppler (LDA) utilizado.	47
Tabela 2-2	Incertezas utilizadas no cálculo de U_{Vp}/Vp .	55
Tabela 2-3	Valores do erro fixo relativo à medição da velocidade média.	56
Tabela 2-4	Incerteza na viscosidade (valores máximos), ao utilizar para o efeito o modelo Carreau-Yasuda, em função da taxa de deformação.	57
Tabela 2-5	Incerteza relativa global do St e Re^* e respectivos componentes, para o cilindro de $D=10$ mm.	59
Tabela 2-6	Incerteza relativa global do St e Re^* e respectivos componentes, para o cilindro de $D=20$ mm.	60
Tabela 3-1	Parâmetros do modelo de Carreau-Yasuda ($T=15^{\circ}\text{C}$).	63
Tabela 3-2	Parâmetros do modelo de Carreau-Yasuda ($T=25^{\circ}\text{C}$).	64
Tabela 3-3	Parâmetros do modelo da lei de potência ($T=15$ e 25°C).	64
Tabela 3-4	Tempos de relaxação (λ_e) das soluções ensaiadas, obtidos por extrapolação dos resultados otimizados.	71
Tabela 4-1	Intervalos de velocidade limite, V_L (m/s), visualizados para todos os fluidos e ambos os cilindros.	74
Tabela 4-2	Valores do número de Strouhal (St) e de Reynolds (Re) calculados considerando as visualizações efectuadas (ambos os cilindros).	78
Tabela 5-1	Números de Reynolds críticos para cada solução de poliacrilamida ensaiada.	86
Tabela 5-2	Números de Reynolds delimitadores de regiões características do escoamento ($D=10$ mm).	92
Tabela 5-3	Números de Reynolds delimitadores de regiões características do escoamento ($D=20$ mm).	93
Tabela 6-1	Valores do índice de potência (n) e do tempo de relaxação (λ_e) das soluções de tilose e CMC (extraído de Coelho, 2000).	106
Tabela 6-2	Valores do índice de potência (n) e do tempo de relaxação (λ_e) das soluções de PAA ($T=25^{\circ}\text{C}$).	106

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolos

A	área do cilindro frontal ao escoamento, [m ²]
a	parâmetro do modelo de viscosidade Carreau-Yasuda, Eq. 3-1
Br	estimativa, com intervalos de confiança de 95%, limite do erro fixo de um dado resultado ou da variável (r)
C	concentração de soluto numa solução, [%]
D	diâmetro do cilindro, [mm]
DEP	distribuição espectral de potência
d_f	distância entre franjas no volume de controlo, [m], Eq. 2-2
d_l	diâmetro do raio <i>laser</i> antes do volume de controlo, [m]
f	frequência de ejeção de vórtices; frequência com que a luz é difundida pela partícula no volume de controlo, [Hz]
f_{sh}	deslocamento de frequência (diferença entre as frequências de dois raios <i>laser</i> que se cruzam para formar o volume de controlo), [Hz]
G'	módulo de elasticidade, [N/m ²], Eq. 3-5
G''	módulo de viscosidade, [N/m ²], Eq. 3-6
K	índice de consistência da lei de potência, [N/m ² .s ⁻ⁿ], Eq. 3-2
L	comprimento característico; comprimento do cilindro, [m]
l_d	comprimento de difusão (espessura das camadas de corte no fim da região de formação), [m]
LDA	<i>laser</i> Doppler anemometer
l_f	comprimento da região de formação de vórtices, [m]
$l_{f\downarrow}$	valor do l_f no momento em que este inicia a sua diminuição acentuada, [m]
l_{vc}, d_{vd}	eixos maior e menor do volume de controlo, [m], Eq. 2-3
m	índice de refração
n	parâmetro do modelo de Carreau-Yasuda, Eq. 3-1; índice de potência da lei de potência da viscosidade, Eq. 3-2, velocidade de rotação dos cilindros num reómetro (rpm)
N	número de ciclos usados na análise do sinal produzido por uma partícula que passa no volume de controlo
N_f	número de franjas no volume de controlo, Eq. 2-5.
ppm	partes por milhão (em massa)
P_r	estimativa, com intervalos de confiança de 95%, do limite para o erro de precisão ou aleatório, de um dado resultado ou variável (r)
R	raio do cilindro, [m]
T	tempo que demora a ser gerado um dado número de ciclos, N ; período de ejeção de vórtices, [s]
T_∞	turbulência no escoamento livre, $\bar{u}'/U_\infty$
t_f	tempo de residência do fluido num campo de velocidade variável, [s]
u', v'	flutuações turbulentas da velocidade
U, V	velocidade; módulo do vector velocidade, [m/s]
u, v, w	componentes cartesianas da velocidade
U_{od}	velocidade da onda de deformação, $U_{od} = \sqrt{\nu/\lambda_e}$, [m/s]
U_r	incerteza global associada a um resultado ou variável (r)

V_p	velocidade de uma partícula no volume de controlo, [m/s]
x	distância, medida sobre a superfície, desde o ponto de estagnação frontal até a um ponto à superfície do cilindro, [m]
x, y, z	coordenadas cartesianas, Figura 3–1

Símbolos Gregos

β	ângulo que os eixos dos vórtices de Von-Kármán fazem com o eixo do cilindro, [rad.]
δ	desfasamento entre a deformação imposta e a resposta em tensão no ensaio oscilatório, [rad.], Eq. 3–5
γ	deformação de corte, [1]
γ_a	amplitude da deformação imposta no ensaio oscilatório, Eq. 3–3
$\dot{\gamma}$	taxa de deformação, [s ⁻¹]
η_k	viscosidades arbitradas, Eq. 3-8
φ	ângulo que fazem entre si os raios <i>laser</i> , [rad.], Eq. 2–2
λ	comprimento de onda do raio <i>laser</i> , [m], Eq. 2–2; parâmetro do modelo de viscosidade Carreau-Yasuda, [s], Eq. 3–1
λ_e	tempo de relaxação do fluido, [s], Eq. 3–10
λ_k	tempos de relaxação arbitrados, [s], Eq. 3-8
λ_z	comprimento de onda de vórtices possuindo o eixo de rotação alinhado com o escoamento (distância na transversal ao escoamento entre pontos homólogos consecutivos), [m]
μ	viscosidade dinâmica (viscométrica), [Pa.s]
μ_0, μ_∞	viscosidades do primeiro e segundo patamar Newtoniano no modelo de viscosidade de Carreau-Yasuda, [Pa.s], Eq. 3–1
ν	viscosidade cinemática, [m ² /s]
θ	ângulo de posicionamento à superfície do cilindro, [rad ou °], Figura 1–1
θ_w	ângulo da esteira $\approx$ ângulo de separação da camada limite do cilindro, [rad.]
ρ	massa volúmica, [kg/m ³]
τ	tensão de corte, [N/m ²]
τ_a	amplitude da resposta em tensão no ensaio oscilatório, [N/m ²], Eq. 3-4
ω	frequência imposta no ensaio oscilatório, [rad/s], ex. Eq. 3-3

Grupos Adimensionais

C_d	coeficiente de arrasto, $2F_d/\rho U^2 A$
C_p	coeficiente de pressão, $2(P_\theta - P_\infty)/\rho U^2$
C_{pb}	coeficiente de pressão na base, $2(P_{\theta=180^\circ} - P_\infty)/\rho U^2$
$-C_{pb}$	coeficiente de sucção
De	número de Deborah, λ_e/t_f
Re	número de Reynolds, $(\rho U D)/\mu$
$Re_{(f\downarrow)}$	número de Reynolds ao qual tem início a diminuição abrupta do comprimento de formação
Re_{ev}	número de Reynolds ao qual tem início a ejeção de vórtices
St	número de Strouhal, fD/U

We número de Weissenberg, $\lambda_e U/D$

Subscritos

∞	região longínqua (escoamento livre)
0	ejecção paralela (eixos dos vórtices de Von-Kármán paralelos com o eixo do cilindro); ponto de estagnação frontal
L	limite
bl	base larga
c	crítico; característica
ev	ejecção de vórtices
f	franja de interferência no volume de controlo
frt	refere-se ao fim do regime de transição
irt	referente ao início o regime de transição
$lf\downarrow$	diminuição abrupta do comprimento de formação
od	referente à propagação da onda de deformação
p	relativo à partícula que atravessa o volume de controlo
sh	relativo ao deslocamento de frequência dos raios <i>laser</i>
t	tempo
vc	relativo ao volume de controlo
θ	ângulo de posicionamento na superfície do cilindro medido a partir do ponto de estagnação frontal

Superescritos

* estruturas de vórtices do modo A em simultâneo com deslocações; Re calculado com uma viscosidade correspondente à seguinte taxa de deformação característica:

$$\dot{\gamma}_c = 0,57 \cdot U_\infty / D.$$

’ Re calculado com uma viscosidade correspondente à seguinte taxa de deformação

característica: $\dot{\gamma}_c = \dot{\gamma}$ na superfície do cilindro, $\theta = 75^\circ$

CAPÍTULO 1

REVISÃO TEÓRICA E BIBLIOGRÁFICA

Para tornar mais fácil a assimilação dos conceitos teóricos necessários à análise dos fenómenos em causa, ir-se-á sintetizar a informação anteriormente compilada por Coelho (2000), num todo que se espera coerente, incorporando novos conceitos e definições sempre que seja oportuno. Adicionalmente, sempre que foi possível actualizou-se a informação aqui contida, com estudos considerados relevantes para o trabalho em causa.

Em primeiro lugar, definir-se-ão alguns dos grupos adimensionais mais comumente utilizados no âmbito destes estudos, de forma a facilitar a compreensão dos artigos descritos, secção 1.1.

Na secção 1.2, referem-se alguns trabalhos realizados no âmbito dos escoamentos exteriores de fluidos Newtonianos, que envolvam a ejeção de vórtices. O objectivo desta pesquisa bibliográfica é sobretudo o de apresentar os conhecimentos teóricos sobre este escoamento complexo, necessários à compreensão e análise dos fenómenos relacionados com o escoamento em torno de um cilindro. Dada a sua relevância para esta tese, sobretudo a nível da análise de resultados, os aspectos relacionados com a transição nas camadas de corte e o mecanismo de formação de vórtices são discutidos com alguma profundidade na subsecção 1.2.1. As consequências dos efeitos de topo e bloqueamento sobre o número de Strouhal, questão igualmente importante na análise de resultados, serão examinadas na secção 1.2.2.

Na secção 1.3, faz-se essencialmente uma revisão bibliográfica sobre o escoamento exterior de fluidos não-Newtonianos e dado que na área aqui estudada – escoamento em torno de cilindros – pouco trabalho experimental foi realizado, apresentam-se adicionalmente (subsecção 1.3.1), estudos sobre escoamentos em torno de esferas, seguido da descrição dos trabalhos referentes a escoamentos em torno de cilindros de pequeno diâmetro e de diâmetro mais elevado, onde se incluirá o corrente estudo. Na subsecção 1.3.4, referem-se os estudos numéricos realizados tendo como tema o escoamento exterior de fluidos não-Newtonianos.

Nas secções 1.4 e 1.5, respectivamente, fundamenta-se o tema desta tese e indica-se o modo como foi estruturada.

1.1 GRUPOS ADIMENSIONAIS

Passa-se então a definir os principais grupos adimensionais que surgem na literatura relacionada com o escoamento em torno de cilindros. Alguns destes grupos são aplicados à generalidade dos fluidos, seja qual for a sua natureza, outros, são especificamente aplicados aos fluidos não-Newtonianos. Os grupos adimensionais mais utilizados são:

O **número de Reynolds (Re)** – que representa o quociente entre as forças de inércia e as forças viscosas, sendo traduzido pela seguinte expressão:

$$Re = \frac{\rho U_{\infty} D}{\mu_c} \quad (1-1)$$

Onde, ρ simboliza a massa específica do fluido em causa, U_∞ a velocidade do escoamento livre, D , o diâmetro do cilindro em causa e μ_c a viscosidade característica do fluido.

O **número de Strouhal (St)** – grupo adstrito aos fenómenos periódicos entre os quais a formação de vórtices, é traduzido por:

$$St = \frac{fD}{U_\infty} \quad (1-2)$$

Onde f é a frequência de ejeção de vórtices.

O **coeficiente de arrasto (C_d)** – igualmente utilizado na generalidade dos fluidos, descrito por:

$$C_d = \frac{F_d}{\frac{\rho U_\infty^2}{2} A} \quad (1-3)$$

em que F_d e A são respectivamente, a força de arrasto originada pelo escoamento e a área frontal do cilindro.

O **coeficiente de pressão (C_p)** - definido pela seguinte expressão:

$$C_p = \frac{P_\theta - P_\infty}{\frac{\rho U_\infty^2}{2}} \quad (1-4)$$

Onde, P_θ é a pressão à superfície do cilindro num ponto definido pelo ângulo θ medido a partir do ponto de estagnação frontal e P_∞ é a pressão estática do escoamento livre. Na Figura 1-1 apresenta-se esquematicamente o escoamento e a definição do ângulo θ .

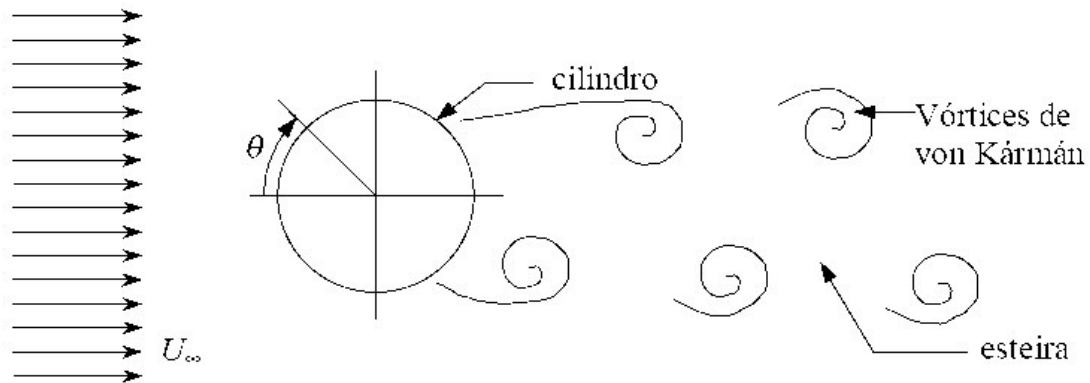


Figura 1-1 Representação esquemática do escoamento em torno de um cilindro e definição do ângulo θ .

O **coeficiente de pressão na base (C_{pb})**, é obtido através da expressão 1-4 utilizando para P_θ a pressão à superfície do cilindro para um ângulo $\theta = 180^\circ$. Este e o seu

simétrico ($-C_{pb}$), designado comumente de coeficiente de sucção, são muito utilizados na literatura.

Um dos grupos adimensionais mais citados na bibliografia relacionada apenas com fluidos não-Newtonianos é o **número de Weissenberg (We)**, definido com sendo o quociente entre as forças elásticas (primeira diferença de tensões normais) e as forças viscosas. Este grupo adimensional é aplicável à classe de fluidos viscoelásticos e é traduzido pela seguinte expressão:

$$We = \frac{\lambda_e U_\infty}{D} \quad (1-5)$$

Segundo Mashelkar e Marrucci (1980), o tempo de relaxação (λ_e) para um fluido que obedeça à equação constitutiva de Maxwell, relaciona-se com a diferença de tensões normais N_I através da expressão $N_I = 2\mu\lambda_e \dot{\gamma}^2$. Atendendo a que a tensão de corte, τ , se relaciona com a taxa de deformação através de $\tau = \mu \dot{\gamma}$, e sendo $\dot{\gamma}$ proporcional a U_∞ / L , onde L é um comprimento característico, facilmente se verifica que o quociente entre as forças elásticas ($\propto N_I L^2$) e as forças viscosas ($\propto \tau L^2$) é proporcional a $\lambda_e U_\infty / L$.

Para além deste grupo, existe também o **número de Deborah (De)**, que é definido pela expressão:

$$De \equiv \frac{\lambda_e}{t_f} \quad (1-6)$$

onde t_f representa o tempo de residência do fluido no campo de velocidade variável. O número de Deborah representa, portanto, o quociente entre os tempos de relaxação e de residência do fluido. De acordo com Astarita e Marrucci (1974), para uma análise de ordem de grandeza, é suficiente admitir t_f como sendo uma razão entre um comprimento característico na direcção do escoamento (L) e uma velocidade característica, a Equação (1-6) pode ainda ser usada directamente em escoamentos possuidores de uma escala de tempo característica (como sejam escoamentos instacionários ou periódicos).

Um terceiro número adimensional resulta da seguinte combinação do número de Reynolds com o número de Weissenberg,

$$\frac{1}{El_1} \equiv \frac{Re}{We} = \frac{D^2}{\nu \lambda_e} \quad (1-7)$$

Onde, ν , simboliza a viscosidade de corte cinemática, é também comumente utilizado e representa o quociente entre as forças de inércia e as forças elásticas. Ao inverso deste número, Astarita e Marrucci (1974) designam-no de primeiro número elástico (El_1). Na literatura é possível ainda encontrar mais dois grupos adimensionais adstritos aos escoamento de fluidos viscoelásticos, a saber:

$$\frac{U_\infty}{U_{od}} = \sqrt{\frac{\lambda_e U_\infty^2}{\nu}} = \sqrt{We Re} \quad (1-8)$$

$$Re_{od} \equiv \frac{U_{od} D}{\nu} = \sqrt{\frac{We}{Re}} \quad (1-9)$$

onde U_{od} , representa a velocidade de propagação da onda de deformação, definida por

$U_{od} = \sqrt{\nu/\lambda_e}$, e Re_{od} é um número de Reynolds calculado com base na velocidade de propagação da onda de deformação (Ultman e Denn, 1970).

Segundo Metzner *et al.* (1966), para escoamentos em regime permanente e geometrias simples, o número de Deborah está relacionado com o número de Weissenberg através de um factor de escala ($We/De=L/D$). Em escoamentos quase permanentes ou com mudanças lentas, como é o caso do escoamento em condutas de secção constante ou de variação de secção lenta, os números de Reynolds e de Weissenberg são os mais importantes para adimensionalizar o problema, já que neste caso a igualdade do número de Weissenberg implica de forma implícita a igualdade do número de Deborah. Se entretanto o fluido é somente ligeiramente viscoelástico então o número de Weissenberg deixa também de ser importante e só o número de Reynolds é preponderante.

Astarita e Marrucci (1974), consideraram que em escoamentos instacionários o quociente entre os números de Deborah e Weissenberg equivale ao número de Strouhal. A maioria destes grupos adimensionais serão referidos ao longo deste trabalho.

1.2 ESCOAMENTO EXTERIOR DE FLUIDOS NEWTONIANOS

O fenómeno denominado de ejeção de vórtices, ocorre na gama de números de Reynolds que abrange as regiões de ejeção laminar, a região de transição laminar/turbulento na denominada estrada de vórtices e finalmente a região onde a transição laminar/turbulento ocorre nas camadas de corte livres antes destas se enrolarem para se formarem os vórtices.

Bloor (1964), foi pioneira a enveredar pelo estudo sistemático do modo como num escoamento se processa a transição e a posição da região da transição com a variação do número de Reynolds (Re), descrevendo igualmente as várias fases por que passa a ejeção de vórtices, desde que esta surge ($Re \approx 40$), até atingir o regime crítico ($Re=3 \times 10^5$). Segundo esta autora, a ejeção de vórtices uma vez iniciada, mantém-se num regime laminar bidimensional na gama de $150 < Re < 400$, e embora para $Re < 200$ ainda não haja movimento turbulento, para a zona $200 < Re < 400$, já se dá o desenvolvimento da turbulência que afecta os vórtices laminares, apesar da região de transição permanecer na esteira periódica, vai-se aproximando do cilindro com o incremento do número de Reynolds. Para $Re > 400$, a transição ocorre nas camadas de corte, contudo só é notória a aproximação da região de transição ao cilindro a partir de $Re = 1300$. Na zona em que $Re = 5 \times 10^4$, o comprimento da região laminar passa de aproximadamente $1,4 \cdot D$ a praticamente zero, e o comprimento da região de formação de vórtices, que sofrera um incremento de $2 \cdot D$ para $2,7 \cdot D$ passa no último estágio para $1 \cdot D$.

Os trabalhos de Gerrard (1966a, b) e (1978), entre outros elaborados pelo referido autor, foram também contribuições importantes para o progresso do conhecimento sobre a ejeção de vórtices de um cilindro. De entre estes é importante salientar o trabalho de Gerrard (1966b), a detalhar na secção 1.2.1, onde da discussão do mecanismo da região de formação resulta uma base física para a determinação da frequência de ejeção dos vórtices assente em dois comprimentos característicos: o da região de formação (l_f) e o de difusão (l_d). O primeiro comprimento característico (l_f), foi definido como sendo a distância a jusante do cilindro compreendida entre o seu eixo e o fim da região de formação, definida por sua vez por Bloor (1964), como sendo o ponto mais próximo do cilindro onde é observado pela primeira vez um sinal característico de uma esteira oscilante. Será neste ponto que Gerrard considerou que o fluido exterior à esteira atravessa pela primeira vez o plano de simetria do escoamento. Quanto ao segundo comprimento característico (l_d), foi definido como sendo a espessura das camadas de

corte no fim da região de formação, espessura essa que aumenta por efeito de difusão a partir do momento em que a camada limite se separa do cilindro. O trabalho de Gerrard (1978) é elaborado essencialmente com base em visualizações do escoamento em torno de cilindros e abrange uma gama de números de Reynolds que se estende até 2000. Para além de ter constatado a existência de uma esteira oscilante para $Re > 34$, este autor observou igualmente a presença de ondas de transição, entidades precursoras da turbulência, nas camadas de corte para números de Reynolds superiores a 350. A existência de nós, mais tarde chamado de modo de adesão de vórtices, foi verificada pela primeira vez neste trabalho. Em seguida surge o denominado regime de transição onde, segundo Gerrard (1966a), coexistem vórtices laminares e turbulentos na direcção transversal ao escoamento. Este regime inicia-se na gama $150 < Re < 200$ e finda em torno de $260 < Re < 400$.

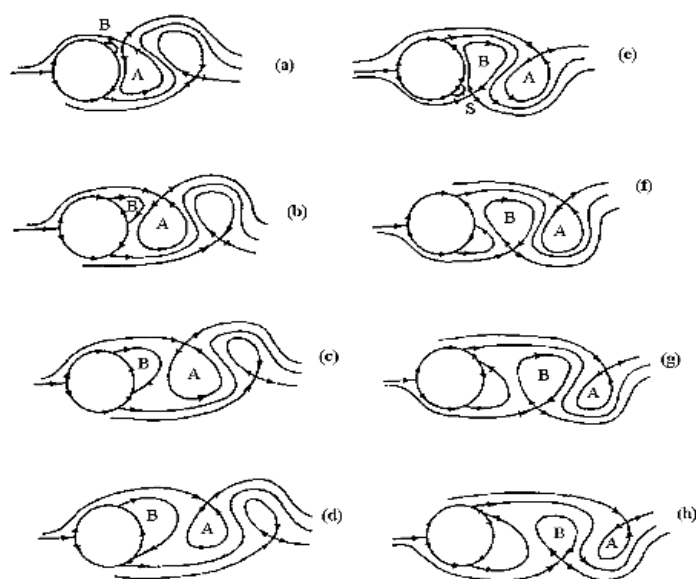


Figura 1-2 Modelo de ejeção de vórtices usando a topologia das linhas de corrente instantâneas. (Copiado de Perry *et al.*, 1982).

Perry *et al.* (1982), descreveram graficamente as várias etapas de ejeção laminar para $Re = 100$, sendo as visualizações resultantes de trabalho experimental (Figura 1-2). Estes autores, constataram que as trajectórias das linhas de corrente instantâneas para cada lado do ciclo de ejeção de vórtices têm as mesmas características qualitativas dos resultados médios por fase observados em escoamento turbulento.

Eaton (1987), fez a mesma descrição das várias etapas da ejeção laminar, contudo baseou-se em simulações numéricas a $Re = 100$. Este autor verificou que o mecanismo de ejeção de vórtices previsto pela equação de Navier-Stokes na forma bidimensional é confirmado experimentalmente através da sua concordância com os resultados obtidos por Gerrard (1978).

Williamson (1988a) e Hammache e Gharib (1991) prestaram um contributo valioso para a compreensão dos fenómenos relacionados com a ejeção de vórtices observados por outros autores. O primeiro mostrou que as discontinuidades até então observadas na curva do número de Strouhal em função do número de Reynolds, gama $47 < Re < 180$, são devidas ao facto da ejeção de vórtices não ser paralela ao eixo do cilindro, mas formar com este um determinado ângulo β . De facto, a ejeção oblíqua é a mais comum, pois a situação bidimensional só se consegue obter para condições de topo cuidadosamente

projectadas. Sendo assim a correcção do número de Strouhal (St), atendendo ao ângulo de ejeção correspondente, dá origem a uma curva universal sem descontinuidades, de St em função de Re , isto é, de acordo com a expressão $St_0 = St_\beta / \cos(\beta)$, em que se faz coincidir a curva de ejeção paralela representada por St_0 , com a curva de ejeção oblíqua representada por St_β .

Já Hammache e Gharib (1991), num estudo mais aprofundado mostraram que a ejeção oblíqua ao contrário das interpretações anteriores, não é devida a uma instabilidade secundária do escoamento dependente do número de Reynolds, mas sim, à existência de um gradiente de pressão transversal ao escoamento, situado na região de estagnação na retaguarda do cilindro. Assim, a ejeção oblíqua de vórtices deverá ser associada à existência de um escoamento transversal na base do cilindro, isto é, na ausência de vibrações e num escoamento de boa qualidade as descontinuidades inerentes na curva $St - Re$ são somente originadas pelas condições geométricas e de escoamento nos topos do cilindro.

Williamson (1988b) e (1992), estudou a transição para a tridimensionalidade na esteira próxima do cilindro, para a gama $170 < Re < 260$. No trabalho de 1988b, este autor descreveu pela primeira vez dois tipos de estrutura de vórtices, ambas com o eixo de rotação alinhado com o escoamento que surgem em sucessão com o incremento do número de Reynolds. Estas estruturas serão responsáveis pelas descontinuidades existentes na curva de número de Strouhal, St , em função do número de Reynolds, Re , neste regime de transição. O seu trabalho de 1992, incidiu principalmente nas deslocações e no seu aparecimento no regime de transição. Inserindo o conceito de células - região do espaço com um ângulo e frequência de ejeção bem definidos - é possível explicar a ocorrência das deslocações que segundo este autor terão duas possíveis origens: na fronteira entre duas células transversais com frequências de ejeção diferentes quando os vórtices de von Kármán se deslocam desfasadamente entre si; ou devido a uma variação local da fase de ejeção de vórtices dentro de uma mesma célula. Foi aqui, neste trabalho, que surgiu pela primeira vez a denominação de modos A e B, referindo-se às duas estruturas de vórtices com eixo alinhado com o escoamento.

Mansy *et al.* (1994), mediram o comprimento de onda das referidas estruturas de vórtices (λ_z), que foi definida como sendo a distância na direcção transversal ao escoamento entre pontos homólogos consecutivos, em função da distância ao cilindro e do número de Reynolds (Re). De acordo com os resultados obtidos, para $Re < 160$ não se detectou o escoamento secundário, para $160 < Re < 180$ a presença de vórtices com o eixo de rotação alinhado com a direcção do escoamento principal é intermitente, passando a regular quando $Re > 180$. O número de Reynolds mostra uma relação inversa com o comprimento de onda (λ_z), quando se dá o incremento do primeiro de 200 para 300, o segundo sofre uma diminuição brusca de $3,2 \cdot D$ para $1 \cdot D$, o que sugere uma mudança no carácter do escoamento secundário.

Pelo que foi atrás referido, e sendo o resultado dos trabalhos de outros autores tais como Zhang *et al.* (1995); Brede *et al.* (1996); Williamson (1996) e Persillon e Braza, (1998), constatou-se que o regime de transição está dividido em vários subregimes.

Aqui ir-se-ão apresentar as conclusões de Williamson (1996a), que no geral, estão de acordo com as apresentadas por Zhang *et al.* (1995).

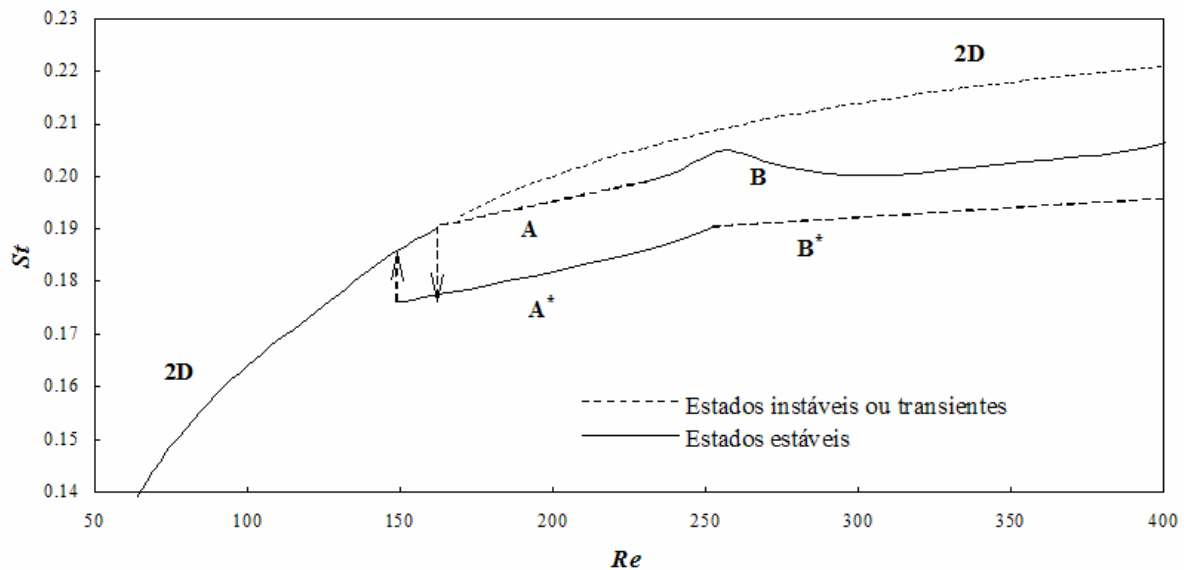


Figura 1–3 Relação entre os números de Strouhal e Reynolds nos regimes laminar e de transição tridimensional. A curva superior corresponde à existência de instabilidades de pequena escala (A, B), enquanto a inferior corresponde à coexistência dessas instabilidades com deslocamentos de vórtices. Esta figura foi obtida de Williamson (1996b) e deve ser interpretada de um ponto de vista qualitativo.

A primeira (pequena) descontinuidade na curva de Strouhal corresponde ao início do regime de transição e surge para $Re \approx 189$ com o chamado modo A, como se vê na Figura 1–3 obtida de Williamson (1996b). Este modo resulta de deformações dos vórtices de von Kármán, que ficam periodicamente distorcidos alinhando-se com a direção do escoamento (*streamwise vortices*), ver Figura 1–4 retirada de Brede *et al.* (1996). O comprimento de onda destes vórtices distorcidos, na direção do eixo do cilindro (λ_z), é de 3 a 4 diâmetros, diminuindo este valor com o aumento do Re . Para $Re > 199$ o escoamento reverte para o modo A*, constituído pelo modo A + deslocamentos (*dislocations*). Nestas deslocamentos os vórtices de von Kármán parecem aderir a um ponto fixo, ou que se desloca lentamente, sobre a superfície do cilindro, daí também o nome modo de adesão de vórtices; Gerrard (1978) chamava-lhes simplesmente “nós”. De acordo com Williamson (1996a) e passa-se a citar, “...esta descontinuidade é histerética e é acompanhada, para além de uma diminuição brusca do número de Strouhal, (Figura 1–3), do aumento do comprimento da região de formação em paralelo com um aumento notável nas flutuações de velocidade na esteira a jusante em virtude destas deslocamentos massivos. Quando o número de Reynolds aumenta até cerca de $Re \approx 230-260$, surge outra descontinuidade no número de Strouhal indicativa de outro modo denominado B. Este modo é também constituído por vórtices alinhados com a direção do escoamento, mas com um comprimento de onda na direção do eixo do cilindro de $1 \cdot D$, (ver Figura 1–4).

Zhang *et al.* (1995), desenvolveram trabalho numérico e experimental, apresentando quatro possíveis mecanismos explicativos da transição para a ejeção tridimensional.

O primeiro, designado atrás de modo de adesão de vórtices (ou modo de deslocamentos), caracteriza-se pelo aparecimento brusco e histerético da tridimensionalidade ($Re \approx 160$), mudando para a estrutura designada por Williamson por modo B ($\lambda_z/D \approx 1$) para $Re \approx 230$. Este tipo de transição é aparentemente comum em experiências onde os efeitos de topo originam sempre perturbações finitas

tridimensionais localizadas, que finalmente se distribuem ao longo do cilindro. No segundo processo de transição para a ejeção tridimensional, surge para $Re \cong 180$ a estrutura designada por Williamson como modo A ($\lambda_z/D \cong 4$), que é gradualmente substituída pelo modo B para $Re \cong 230$. Colocando-se um arame paralelo ao cilindro num dado ponto da esteira próxima (região que se estende desde o cilindro por 4 a $5D$), originou-se a formação de uma estrutura designada por modo C ($\lambda_z/D \cong 2$), que dará lugar ao modo B para $Re \cong 270$, constituindo o terceiro processo de transição para a ejeção tridimensional. Finalmente, no quarto processo, denominado de transição retardada, a colocação do arame atrás referido num outro local particular da esteira, faz com que a ejeção laminar se mantenha até $Re \cong 230$, retardando pois a transição, dando em seguida lugar ao modo B. Ainda de acordo com estes autores, o modo B pode ser numérica e experimentalmente observado até um número de Reynolds igual a 1000.

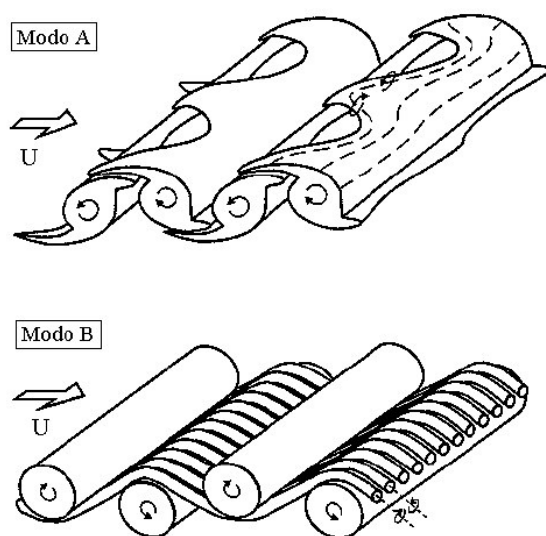


Figura 1–4 Esquema dos vórtices primários e secundários numa esteira de um cilindro no regime de transição, para os dois modos de ejeção A e B. As setas indicam o sentido de rotação e as linhas a tracejado representam as linhas de vórtices. (Copiado de Brede *et al.*, 1996).

No trabalho de Williamson (1996a), aprofundou-se um pouco mais o papel das deslocações na transição para a tridimensionalidade da esteira. A dispersão dos valores encontrados na literatura relativamente ao número de Reynolds a que tem início o modo A e bem como o respectivo comprimento de onda (λ_z), é explicada neste trabalho pela presença de deslocações de vórtices. Definindo-se o modo A*, como sendo o somatório (modo A + deslocações), o percurso de transição parece seguir o seguinte cenário de modos de esteira: ejeção bidimensional $A \rightarrow A^* \rightarrow B$. O número de Strouhal na presença das deslocações é inferior ao valor que teria na ausência destes.

Brede *et al.* (1996), utilizaram a técnica PIV (*particle image velocimetry*) para analisar com algum detalhe as diferenças mais relevantes entre os modos A e B. O facto da circulação dos vórtices no modo A, ser maior que a dos vórtices no modo B, ocorre porque os vórtices secundários do modo A são resultantes de deformações dos vórtices principais de von Kármán, enquanto os vórtices secundários do modo B se desenvolvem separadamente destes. Para estes autores o modo A é resultante, provavelmente, de uma

instabilidade na região situada entre os vórtices de von Kármán em virtude das forças centrífugas, enquanto o modo B parece advir de uma instabilidade das camadas de corte da esteira próxima.

Persillon e Braza (1998), realizaram um estudo numérico para Re entre 100 e 300 e conseguiram simular as estruturas designadas por modos A e B e os seus efeitos na curva do número de Strouhal. A transferência de energia dos vórtices principais de von Kármán para os vórtices secundários de pequena escala parece ser o motivo porque surge a descontinuidade na curva do número de Strouhal no regime de transição. De acordo com as referidas autoras, a região de descontinuidade evidencia um estado de transição conducente a um novo equilíbrio entre o movimento organizado e a turbulência de pequena escala à medida que a energia desta aumenta. Acima do regime de transição os vórtices são turbulentos. Quando o número de Reynolds aumenta de 260 para 1000, a estrutura tridimensional particularmente ordenada que Williamson (1996b) afirmou existir para $Re=260$, torna-se gradualmente desordenada, o que pode causar, segundo este autor e Unal e Rockwell (1988) uma redução das tensões de Reynolds ($\rho u'v'$), a consistente redução do coeficiente de sucção na base ($-C_{pb}$) e um aumento do comprimento da região de formação (l_f).

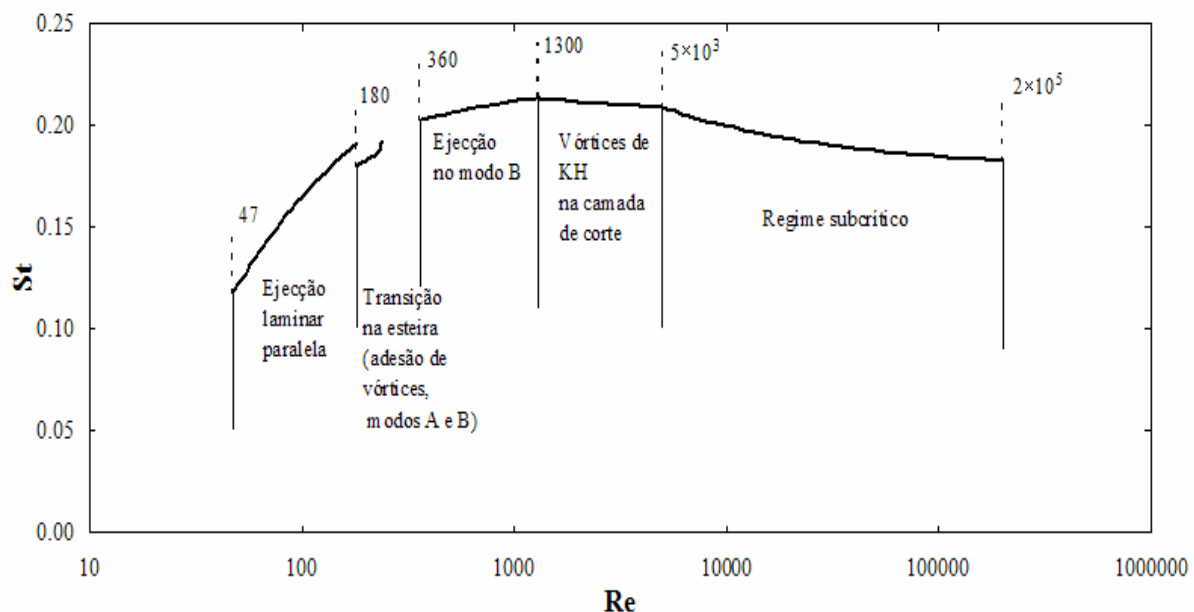


Figura 1-5 Relação entre St e Re de acordo com as equações e respectivos regimes apresentados por Fey *et al.* (1998).

Ainda segundo Williamson (1996b), para números de Reynolds compreendidos entre 10^3 e 2×10^5 subsiste o regime de transição na camada de corte. Neste regime a sucção na base aumenta novamente (como mostra Norberg 1994), o nível das tensões de Reynolds ($\rho u'v'$) aumenta e o número de Strouhal diminui gradualmente, Norberg (1994).

Fey *et al.* (1998), apresentaram um resumo dos vários regimes que segundo eles existem na gama de números de Reynolds $47 < Re < 2 \times 10^5$, propondo equações do tipo $St = A + B/\sqrt{Re}$ que ajustam correctamente os dados experimentais em cada um dos referidos intervalos, mediante a alteração das constantes A e B. Na Figura 1-5 apresenta-se o gráfico do número de Strouhal em função do número de Reynolds,

construído com base nas equações de Fey *et al.* (1998), indicando-se simultaneamente cada uma das regiões propostas pelos autores.

Para completar a apresentação das características do escoamento em torno do cilindro, falta referir essencialmente aquilo que se passa para números de Reynolds superiores a 2×10^5 . A descrição dos fenómenos associados a estes números de Reynolds está muito bem apresentada no trabalho de Achenbach (1971). De notar que todos os aspectos discutidos nos parágrafos anteriores correspondem à existência de uma camada limite laminar sobre o cilindro.

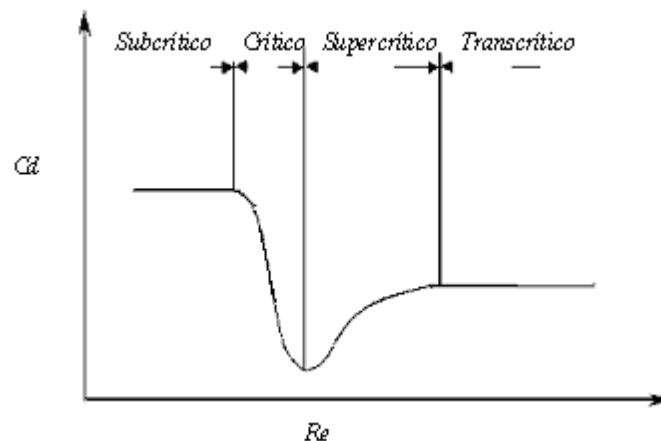


Figura 1-6 Definição dos regimes de escoamento na região onde ocorre a crise de arrasto ($Re > 2 \times 10^5$) de acordo com Achenbach (1971).

A Figura 1-6 retrata a evolução do coeficiente de arrasto (C_d) em função do número de Reynolds (Re), na zona conhecida na literatura por "crise de arrasto". Igualmente representadas estão as gamas de números de Reynolds correspondentes às regiões crítica, supercrítica e transcrito cujas características vão ser seguidamente descritas.

As diferenças entre os vários regimes de escoamento estão relacionadas com o comportamento da camada limite. No regime subcrítico, a camada limite, ainda laminar, separa-se na metade frontal do cilindro, que segundo Achenbach será consequência das forças viscosas. O aumento do número de Reynolds acarreta um aumento da razão forças de inércia/forças viscosas e além disso as perturbações originadas pela superfície sustentam a camada limite com energia vinda do escoamento potencial. Estes dois factores tendem a manter a camada limite junto à parede ao longo de uma distância maior. O deslocamento do ponto de separação para jusante conduz a uma redução do coeficiente de arrasto, contudo a separação continua laminar.

Ainda segundo este autor, o regime de escoamento crítico, caracterizado pela redução acentuada do coeficiente de arrasto (C_d), é bastante instável e sensível. Para os números de Reynolds onde o coeficiente de arrasto é mínimo, após a separação laminar da camada limite esta volta a aderir ao cilindro, sendo agora turbulenta. Este fenómeno da chamada bolha de separação pode ser observado, segundo o mesmo autor, numa gama elevada de números de Reynolds ($3 \times 10^5 < Re < 1,5 \times 10^6$), quando a superfície do cilindro é lisa. Contudo se a superfície do cilindro é rugosa, o referido fenómeno fica restringido a uma estreita gama de números de Reynolds. Já no regime supercrítico, C_d aumenta novamente, observando-se uma transição imediata de uma camada limite laminar para uma camada limite turbulenta, sem haver separação do escoamento. Com o incremento de Re , o ponto de transição desloca-se em direcção ao ponto de estagnação frontal. Finalmente, quando o valor de C_d atinge um novo patamar, o regime transcrito

está desenvolvido. Aqui, a totalidade da camada limite é turbulenta com exceção de uma pequena região nas imediações do ponto de estagnação frontal.

De acordo com Farell e Blessmann (1983), do regime subcrítico para o regime supercrítico o número de Strouhal passa quase que abruptamente de 0,19 para 0,43. Outros trabalhos, nomeadamente Farell *et al.* (1977) e West e Apelt (1982), abordaram questões relacionadas com o efeito do bloqueamento no coeficiente de arrasto (C_d) e sobre o efeito da razão comprimento/diâmetro do cilindro (L/D), no escoamento médio em torno do cilindro.

Norberg (1994), discutiu no seu artigo principalmente o efeito dessa mesma razão L/D , sobre parâmetros como o número de Strouhal (St) e o coeficiente de pressão na base (C_{pb}), para números de Reynolds na gama $50 < Re < 10^4$. Este autor, concluiu que a razão mínima (L/D) necessária, para se poder admitir que o escoamento ocorre em torno de um cilindro quase infinito, é dependente do número de Reynolds, isto é, para $4 \times 10^4 < Re < 10^4$, para cilindros de razão $L/D > 60-70$ e para $10^4 < Re < 4 \times 10^4$, para cilindros de razão $L/D \geq 25$.

1.2.1 TRANSIÇÃO NA CAMADA DE CORTE E FORMAÇÃO DE VÓRTICES

Em virtude do conhecimento dos aspectos relacionados com a transição laminar/turbulento nas camadas de corte e com o mecanismo de ejeção de vórtices, se revelar importante na análise dos resultados experimentais, ir-se-á apresentar nesta subsecção a informação que, sobre este assunto, existe na literatura para escoamentos de fluidos Newtonianos em torno de um cilindro.

De acordo com vários autores (Chyu *et al.*, 1995; Prasad e Williamson, 1997), os primeiros a reconhecer que a turbulência se desenvolve nas camadas de corte foram Schiller e Linke em 1933, que inclusive, observaram o deslocamento do ponto de transição para montante com o incremento do número de Reynolds. Contudo foi Bloor (1964), que realizou as primeiras medições sistemáticas da frequência característica associada à instabilidade das camadas de corte. Desde essa altura, vários autores têm igualmente efectuado esse tipo de medições, analisando as estruturas em presença (Wei e Smith, 1986; Unal e Rockwell, 1988; Chyu *et al.*, 1955; Chyu e Rockwell, 1996; Prasad e Williamson, 1997).

Bloor (1964), designou a referida frequência como sendo de "transição" por analogia com a instabilidade observada na camada limite. Outros investigadores usaram uma terminologia variada incluindo: frequência de 'Bloor – Gerrard', frequência de 'Kelvin - Helmholtz' e frequência secundária. Prasad e Williamson (1997), designam-na simplesmente por frequência da camada de corte (f_{cc}), que convencionalmente é normalizada com a frequência de ejeção dos vórtices (f). Este autor, sugere que f_{cc}/f , é proporcional a $Re^{1/2}$ e consequentemente outros autores procuraram o mesmo tipo de ajuste dos seus resultados experimentais. Contudo, Wei e Smith (1986), verificaram que f_{cc}/f era proporcional a $Re^{0,77}$ quando utilizaram o anemómetro de fio quente mas que era proporcional a $Re^{0,87}$ quando recorriam à visualização do escoamento. Mais recentemente, Prasad e Williamson (1997), consideraram todos os dados experimentais até então obtidos pelos diversos investigadores, e mostraram que uma relação tipo de lei de potência da forma $Re^{0,67}$ representaria correctamente a variação do quociente f_{cc}/f com o número de Reynolds (Re), na gama 10^3 e 5×10^4 .

Já Persillon e Braza (1998) no seu trabalho numérico, concluíram que as relações atrás mencionadas podem ser extrapoladas até baixos números de Reynolds ($Re \approx 200$). Nesta região, os vórtices da camada de corte não parecem desempenhar um papel

relevante no processo de transição na camada de corte, só tendo impacto neste fenómeno para $Re > 2000$.

Utilizando a técnica PIV (*plane image velocimetry*), Chyu e Rockwell (1996), estudaram a estrutura da esteira, incluindo a região dos vórtices da camada de corte para $Re=10^4$. Neste trabalho, foi possível conhecer com grande detalhe a organização dos referidos vórtices, até mesmo a sua circulação e comprimentos de onda característicos.

A transição laminar/turbulenta na camada de corte pois é precedida da instabilidade de Kelvin-Helmholtz cujo Re crítico apresenta alguma disparidade de valores entre os diversos autores. Prasad e Williamson (1997), referem valores de Re crítico da literatura na gama $350 < Re_c < 3000$, e sugerem que essa dispersão traduz o facto dos fenómenos tridimensionais na esteira próxima influenciarem o desenvolvimento da camada de corte. As perturbações de fundo do escoamento não explicam por si só essa disparidade já que, de acordo com os referidos autores, muitas das variações verificadas ocorreram sob condições semelhantes de turbulência.

Segundo Chyu e Rockwell (1996), o comprimento de onda dos vórtices de Kelvin-Helmholtz na camada de corte é uma ordem de grandeza inferior ao comprimento homólogo dos vórtices de von Kármán.

Como seria de esperar, o aparecimento da instabilidade na camada de corte afecta os parâmetros característicos da esteira próxima. De acordo com Chyu *et al.* (1995) e Prasad e Williamson (1997), Schiller e Link, em 1933, foram os primeiros a observar uma grande variação no comprimento da região de formação (l_f) e do coeficiente de pressão na base (C_{pb}) para números de Reynolds entre 10^3 e 10^5 . Segundo Schiller e Link o aumento rápido de $-C_{pb}$, na gama de Re referida está associado com a deslocação para montante do ponto de transição nas camadas de corte, com o aumento do número de Reynolds. Segundo Prasad e Williamson (1997), o aumento do $-C_{pb}$ ocorre porque o desenvolvimento da instabilidade na camada de corte origina um aumento de tensão de corte de Reynolds ($-\rho u'v'$), que é equilibrada na região de recirculação média da esteira pelo aumento do coeficiente de sucção na base ($-C_{pb}$).

A diminuição do comprimento de formação típica da transição nas camadas de corte, observada pela primeira vez por Schiller e Link, é explicada por Gerrard (1966b) com recurso à Figura 1–7, que ilustra a região de formação por intermédio de linhas de filamento nas camadas de corte ondulantes. Esta figura retrata o momento em que escoamento irrotacional exterior começa a atravessar o plano de simetria da esteira seguindo depois, em momentos diferentes, as trajectórias das setas. Parte desse fluido é arrastado pelo vórtice em crescimento (a), outra parte é arrastada pela camada de corte a montante do referido vórtice (b) e a restante dirige-se para o interior da região de formação (c). De salientar que o escoamento irrotacional exterior, arroja consigo vorticidade de sinal oposto ao da camada de corte que o arrasta uma vez que o escoamento irrotacional não pode cruzar a linha de filamento que nasce no ponto de separação da camada de corte inferior (esta última é a detentora da vorticidade de sinal oposto), Figura 1–7. O arrastamento de fluido transportando vorticidade oposta à da camada de corte tem lugar periodicamente, mas o arrastamento de fluido pela camada de corte é um processo contínuo. O tamanho da região de formação é determinado pelo balanço entre o fluido que sai desta região para a camada de corte e o seu enchimento com fluido proveniente do escoamento inverso (c) induzido pelo vórtice em formação. Aumentando o número de Reynolds a transição na camada de corte desloca-se em direcção ao cilindro e a quantidade de fluido arrastado por aquela tende a aumentar. Como o escoamento inverso (c) não pode aumentar, pois o vórtice em formação que lhe dá origem tende a enfraquecer uma vez que também ele perde uma parcela maior da sua própria vorticidade para a referida camada de corte, a região de formação diminui em

extensão. Deste modo, o comprimento das camadas de corte decresce e consequentemente reduz-se a quantidade de fluido por elas arrojado alcançando-se assim um novo ponto de equilíbrio.

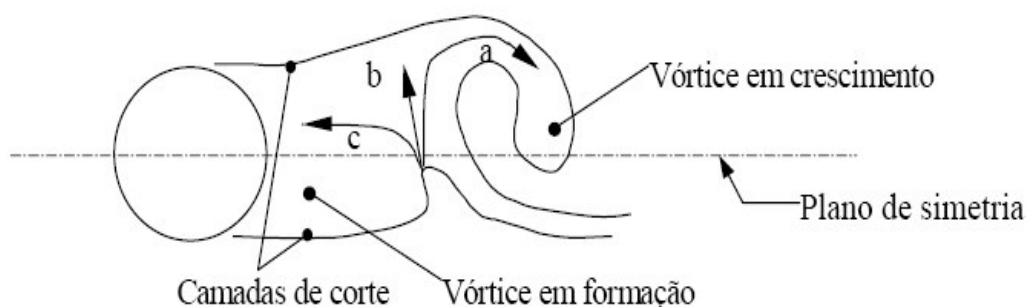


Figura 1-7 Esboço com linhas de filamento da região de formação. As setas indicam os vários percursos que o fluido que atravessa a esteira segue (extraído de Gerrard, 1966b).

Para tentar explicar as diferenças encontradas nas medições do número de Strouhal para as várias soluções estudadas, nas regiões laminar e de transição na camada de corte, é igualmente importante conhecer o mecanismo que define a frequência de ejeção dos vórtices e ser detentor de algum conhecimento descritivo sobre a formação dos vórtices na esteira próxima, algo que seguidamente se irá tentar proporcionar, segundo Coelho (2000) e passa-se a citar:

“.... O modo de ejeção descrito por Gerrard (1966b) para fluidos Newtonianos é semelhante ao observado posteriormente também por Gerrard (1978) e aí designado por modo de Reynolds elevado. Este modo surge para escoamentos de número de Reynolds na gama 250-500, está completamente operacional para um Reynolds de 10^4 , e envolve o crescimento do vórtice numa posição estacionária durante metade do período de oscilação até se tornar suficientemente forte para se separar do cilindro, induzindo um escoamento cruzado entre ele e o cilindro. As visualizações do escoamento de Perry *et al.* (1982), reproduzidas na Figura 1-2, e as simulações de Eaton (1987) foram ambas realizadas a baixo número de Reynolds ($Re \cong 100$) e os resultados, apresentados sob a forma de linhas de corrente instantâneas, ilustram um modo de formação de vórtices na esteira próxima que é semelhante à descrita por Gerrard. Isto parece pois confirmar a sugestão de Perry *et al.* de que as trajectórias das linhas de corrente instantâneas em cada lado do ciclo de ejeção de vórtices para o escoamento não-turbulento, têm as mesmas características qualitativas das observadas em escoamentos completamente turbulentos quando os dados resultam de médias condicionadas em fase.

Na interpretação de Gerrard, de acordo com Williamson (1996b), o vórtice em formação, designado pela letra B nas Figura 1-2 a) a d)), arrasta, num determinado momento da sua existência (Figura 1-2 e) a camada de corte de sinal oposto à que alimenta o vórtice em crescimento, A na Figura 1-2 a) a d)), através da linha central da esteira. Desta forma, a aproximação de vorticidade de sinal contrário numa concentração suficientemente forte interrompe o fornecimento de circulação ao vórtice em crescimento, que então cessa de aumentar em força e se ejecta nesta fase. Na Figura 1-2 e) vê-se que se forma um ponto de sela S na parte inferior do cilindro, o qual interrompe o fornecimento de fluido transportador de vorticidade para o vórtice A e em vez disso forma um vórtice junto ao cilindro.

Com base nesta descrição do processo de ejeção é agora mais fácil compreender porque é que, segundo Gerrard (1966b), os dois parâmetros responsáveis pela determinação da frequência de ejeção de vórtices são o comprimento da região de formação, l_f , e o comprimento de difusão, l_d e ainda porque varia a frequência de ejeção na razão inversa de l_f e l_d”

O facto de um aumento da espessura da camada de corte no fim da região de formação, l_d , implicar uma diminuição do St é fácil de perceber, para camadas de corte mais difusas (espessas) demorará mais tempo até que uma concentração suficiente de vorticidade seja arrastada através da esteira e inicie a ejeção.

Por outro lado, o pormenor da diminuição do comprimento de formação, l_f , originar um aumento da frequência de ejeção fica-se a dever a dois factores: por um lado uma diminuição de l_f também origina uma diminuição da largura da esteira, para baixa turbulência do escoamento livre, assim quando as camadas de corte se aproximam a sua interacção é facilitada e o período é reduzido; por outro lado, comprimentos de formação mais pequenos certamente que originam comprimentos de difusão também mais pequenos já que com l_f mais curtos, há menos tempo para as espessuras das camadas de corte difundirem.

Apesar do mecanismo proposto por Gerrard (1966b) não ter sido pensado para o regime laminar é lícito supor que os parâmetros que afectam a frequência de ejeção (l_f e l_d), actuem qualitativamente da mesma maneira no mecanismo que define a frequência de ejeção laminar dos vórtices. É, pois, com base neste pressuposto que se vai tentar explicar o comportamento das várias soluções aquosas aquando da discussão dos resultados.

1.2.2 EFEITOS DE BLOQUEAMENTO E INFLUÊNCIA DOS EFEITOS DE TOPO NO NÚMERO DE STROUHAL

Os estudos citados por Coelho (2000), incluem os que foram realizados por West e Apelt (1982), no domínio da influência do efeito do bloqueamento sobre as características do escoamento.

Segundo estes autores, para números de Reynolds superiores a 10^4 , um aumento do bloqueamento (quociente entre a área frontal ao escoamento do corpo em estudo e a área da secção de teste) traduz-se num incremento do número de Strouhal e do coeficiente de arrasto. Contudo, verifica-se que quando o bloqueamento é inferior a 6% ele não afecta o número de Strouhal e influencia apenas ligeiramente a distribuição de pressão em torno do cilindro. Isto significa que o escoamento sobre o cilindro com 10 mm de diâmetro, a que corresponde um bloqueamento de 5% na presente instalação experimental, sofre um efeito do bloqueamento desprezável.

A minimização do efeito de bloqueamento obriga normalmente ao recurso a grandes secções de trabalho, o que nem sempre é viável do ponto de vista prático. Assim sendo, é por vezes necessário recorrer a métodos de correcção. Apesar de se tratar de um assunto antigo, Allen e Vicenti em 1944, citado por Roshko (1961), Maskell (1963), Farrell *et al.* (1977), não existe ainda um método de correcção que seja amplamente aceite. Ainda de acordo com West e Apelt (1982), para um bloqueamento de 10%, que corresponde à utilização de um cilindro de 20 mm diâmetro na presente instalação, a aplicação de dois métodos de correcção distintos ao coeficiente de arrasto (C_d), conduz em ambos os casos a piores resultados que o próprio valor sem correcção. Atendendo ainda a que neste caso uma correcção ao número de Reynolds aumenta o seu valor de no máximo 4%, Eq. (5) de Farrell *et al.* (1977), e considerando ainda eventuais efeitos desconhecidos que as características dos fluidos não-Newtonianos possam exercer no efeito do bloqueamento, optou-se por não efectuar correcções aos dados experimentais.

Um cilindro é um corpo tridimensional e nas vizinhanças dos topos as características do escoamento são diferentes das observadas em zonas mais afastadas das extremidades. Este é um efeito directo dos topos e, por esse motivo, as partes extremas do cilindro sujeitas a esta influência denominam-se regiões do cilindro directamente afectadas. Segundo Williamson (1996b), para além da influência directa dos topos, existe ainda uma influência indirecta segundo a qual determinadas condições fronteira nos topos do cilindro condicionam o ângulo de ejeção de vórtices a todo o comprimento do cilindro, mesmo quando este possui centenas de diâmetros de extensão. Ao longo deste trabalho, sempre que se menciona os efeitos de topo está-se a referir à dita influência directa.

Os efeitos das placas de topo no escoamento sobre um cilindro foram estudadas por Gerich e Eckelmann (1982), Stäger e Eckelmann (1991) e Norberg (1994), entre outros. Basicamente, elas são utilizadas para substituir o efeito da camada limite desenvolvida nas paredes laterais da secção de teste, pelo efeito de uma camada limite desenvolvida numa pequena placa de topo, Figura 1–8. A vantagem do método reside no melhor controlo da camada limite sendo a sua espessura inferior, portanto a região do cilindro directamente afectada será menor.

No presente caso não foram usadas placas de topo, mas como o cilindro está colocado a somente 7,5 ou 15 diâmetros da entrada da secção de trabalho (consoante o diâmetro do cilindro seja 20 ou 10 mm, respectivamente) pode-se admitir que as paredes do túnel a montante do cilindro se comportam grosso modo como placas de topo. Exceptua-se a eventual existência de pequenas perturbações na ligação da secção de trabalho à contracção que eventualmente poderá ser responsável por uma camada limite ligeiramente mais espessa.

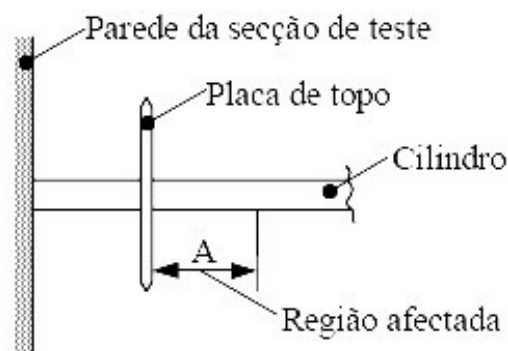


Figura 1–8 Esquema de aplicação de uma placa de topo

Segundo Stäger e Eckelmann (1991), na região do cilindro directamente afectada pela placa de topo a frequência de ejeção dos vórtices é menor que na região não afectada e o efeito diminui com o aumento do número de Reynolds e aumenta com o tamanho das placas de topo. Utilizando os resultados experimentais desses autores, para uma placa de topo com um diâmetro de $7,5 \cdot D$ e um cilindro com uma razão $L/D = 6$, correspondente no presente caso ao cilindro de diâmetro igual a 20 mm, pode-se dizer que até um número de Reynolds de aproximadamente 2700 os efeitos de topo dominam completamente o escoamento, mas a partir de um número de Reynolds entre 3100 e 3600 esses efeitos deixam de se fazer sentir no número de Strouhal. Para uma placa de topo com um diâmetro de $15 \cdot D$ e um cilindro com $L/D = 12$, correspondente no caso actual ao cilindro de diâmetro igual a 10 mm, os efeitos de topo deixam de se fazer sentir para um número de Reynolds entre 6100 e 6600.

1.3 ESCOAMENTO EXTERIOR DE FLUIDOS NÃO – NEWTONIANOS

Uma vez que o trabalho que irá ser efectuado restringe-se ao escoamento e ejeção de vórtices em torno de cilindros, focar-se-ão apenas os trabalhos de conteúdo similar, isto é, escoamentos exteriores, primeiro sobre esferas (subsecção 1.3.1), e depois escoamentos em torno de cilindros de pequeno diâmetro (subsecção 1.3.2) e de cilindros de diâmetro mais elevado (subsecção 1.3.3). Por fim, referem-se estudos numéricos (subsecção 1.3.4), realizados no âmbito do tema em estudo.

1.3.1 ESCOAMENTO SOBRE ESFERAS

Surgiram vários trabalhos publicados entre 1965 e 1967, que se debruçaram sobre a redução do arrasto originada pelo escoamento de fluidos não-Newtonianos em torno de corpos bojudos imersos.

Ruszczycky (1965), verificou que as esferas de aço caíam mais depressa em soluções poliméricas do que em água.

A.White (1966) e Merrill *et al.* (1966) analisaram respectivamente, o escoamento sobre esferas e sobre um objecto em forma de torpedo, tendo verificado que quando a camada limite é turbulenta, a adição do polímero aumenta o coeficiente de arrasto (C_d) em virtude da relaminarização mencionada da camada limite e do consequente deslocamento para montante do seu ponto de separação.

D.A.White (1966) realizou um estudo mais exaustivo sobre o modo como a concentração de polímero afecta o coeficiente de arrasto (C_d) a vários números de Reynolds. Para além de ter constatado a existência de uma concentração que maximiza a redução do arrasto, este autor verificou igualmente que a presença de polímero altera o processo de transição do regime subcrítico para o regime transcrito, tornando gradual a redução do coeficiente de arrasto que está associada à transição em causa; aparentemente o regime crítico e supercrítico fora suprimido. Paralelamente, é possível constatar através dos dados apresentados, que o número de Reynolds ao qual se dá essa transição é antecipado pela presença de polímero; do valor Newtoniano 3×10^5 passou num dos casos para 4×10^4 .

O trabalho de A.White (1967), foi dos primeiros onde se associou a redução verificada no arrasto aos efeitos viscoelásticos e, segundo este autor, o referido fenómeno parece ocorrer somente com soluções que exibem diferenças de tensões normais. A redução do arrasto protagonizada pelo óxido de polietileno é consistente com visualizações realizadas por outros autores, onde na presença do polímero se nota um atraso do ponto de separação das camadas limites e uma esteira mais pequena. O mesmo autor apresentou ainda dados que mostram que o mecanismo responsável pela redução do arrasto em tubos é distinto daquele que dá origem à redução do arrasto em esferas. Enquanto que no escoamento no interior de um tubo a redução do arrasto ocorre somente no regime turbulento, no caso da esfera em escoamento no regime subcrítico, onde as camadas limite são laminares, o arrasto é consideravelmente reduzido. Por outro lado, a solução de goma de Guar a 500 ppm não exibiu reduções significativas do coeficiente de arrasto, embora soluções similares em escoamento num tubo produzam uma grande diminuição do coeficiente de atrito, o mesmo sucedendo com soluções já envelhecidas de óxido de polietileno. Igualmente, no presente trabalho o aumento da concentração do polímero parece suprimir os regimes crítico e supercrítico.

Acharya *et al.* (1976a) estudaram simultaneamente a nível teórico e experimental o arrasto em escoamentos de fluidos não-Newtonianos sobre esferas, tendo separado o regime de muito baixos números de Reynolds ($Re < 1$) daquele correspondente a elevados números de Reynolds ($10 < Re < 104$). No primeiro caso, verificou-se uma

excelente concordância entre os resultados teóricos e experimentais para os fluidos puramente viscosos, tendo-se ainda verificado que a influência da viscoelasticidade na modificação do coeficiente de arrasto é desprezável, daí que os resultados para fluidos puramente viscosos possam ser usados satisfatoriamente para prever o coeficiente de arrasto de fluidos viscoelásticos a muitos baixos números de Reynolds. No segundo caso - elevados números de Reynolds - a elasticidade causa um aparente redução do arrasto. Visualizações efectuadas a um número de Reynolds igual a 100 mostraram que a solução considerada inelástica (0,1% CMC) apresentou uma esteira mais larga, característica da camada limite no escoamento em torno de um corpo bojudado, enquanto a solução elástica (0,5% de PAA) origina uma eliminação da esteira atrás da esfera. Os referidos autores encontraram ainda uma relação empírica entre os coeficientes de arrasto dos fluidos viscoelásticos e os dos fluidos inelásticos através da velocidade de propagação da onda de deformação.

No seguimento do trabalho anterior, Acharya *et al.* (1976b), estudaram com mais detalhe o fenómeno do atraso da separação da camada limite originada pela elasticidade do fluido e descreveram e discutiram uma observação relativa ao surgimento de uma esteira dupla que ocorre sob certas condições de escoamento de fluidos viscoelásticos. De acordo com estes autores, o deslocamento para montante do ponto de separação da camada limite previsto pela teoria, contrariamente ao resultado experimental, questionou o facto de se dar um grande ênfase a usar $(\partial u / \partial y)_{y=0}$ como critério de separação para fluidos viscoelásticos. O comportamento da esteira foi relacionado com o número adimensional, Re/We , assim quando este toma valores inferiores a 20, o campo de velocidades é dominado pela elasticidade e o ângulo da esteira, θ_w , é aproximadamente igual a 150° . Para valores de Re/We na gama 20-67, coexiste em simultâneo com a primeira esteira uma segunda esteira com um ângulo θ_w aproximadamente igual a 122° . Finalmente, quando o quociente Re/We se torna superior a 67, a esteira elástica desaparece completamente e só permanece uma esteira típica dos fluidos não-Newtonianos puramente viscosos.

1.3.2 ESCOAMENTO SOBRE CILINDROS DE PEQUENO DIÂMETRO

Um dos primeiros investigadores a debruçar-se sobre os escoamentos de fluidos não-Newtonianos em torno de um cilindro foi Gadd (1966), que procurou compreender a redução do arrasto turbulento em escoamentos no interior de condutas.

Neste estudo, manteve-se o número de Reynolds constante e igual a 240, sendo o diâmetro de cilindro de 0,15 mm e a viscosidade igual à do solvente (água), pois esta propriedade varia pouco com a concentração do polímero até valores de 0,01%. Segundo este autor, a presença de aditivos tornou a ejeção de vórtices mais regular, contudo enquanto nos ensaios que utilizaram óxido de polietileno produziu-se uma redução da frequência de ejeção dos vórtices, já o mesmo não sucedeu com os restantes polímeros ensaiados, embora no escoamento no interior das condutas todas essas soluções apresentassem valores de redução do arrasto da mesma ordem de grandeza. Estas observações foram igualmente confirmadas por A. White (1967).

Kalashnikov e Kudin (1970), estudaram igualmente a ejeção de vórtices no escoamento de soluções não-Newtonianas em torno de cilindros. Neste caso, a gama de número de Reynolds estendeu-se desde o início da ejeção até $Re = 400$ e os diâmetros dos cilindros variaram entre 0,17 mm e 0,57 mm. Também aqui as soluções de óxido de polietileno originaram frequências de ejeção de vórtices inferiores às dos fluidos Newtonianos, sendo tanto maior a redução quanto menor o diâmetro do cilindro. De acordo com estes autores, as soluções de óxido de polietileno possuem propriedades

viscoelásticas imediatamente após a dissolução do polímero, mas com o envelhecimento da solução esta viscoelasticidade desapareceu. Contudo, o fluido reteve a capacidade de reduzir o arrasto turbulento junto a superfícies lisas por muito tempo, embora o escoamento de corte acelerasse consideravelmente o decaimento desta capacidade devido à degradação das moléculas. Quando se perdem as propriedades viscoelásticas a frequência de ejeção de vórtices torna-se superior à dos fluidos Newtonianos. Por outro lado a solução de goma de Guar apresenta sempre valores da frequência de ejeção superiores aos do fluido Newtoniano.

Usui *et al.* (1980), trabalharam com cilindros ligeiramente maiores que os dos trabalhos anteriores: neste caso o diâmetro variou entre 1,6 mm e 6 mm e a gama de números de Reynolds estudada estava compreendida entre 40 e 200. Os resultados desse trabalho mostraram que um aumento da concentração de óxido de polietileno para a gama [100 - 400] ppm ou uma redução do diâmetro, acarretava uma diminuição do número de Strouhal (St), o que de acordo com estes autores é sinónimo de um aumento de coeficiente de arrasto (C_d). O número de Weissenberg (We) e o número de Reynolds (Re) baseado na velocidade de propagação da onda de deformação $\sqrt{Re/We}$, revelaram-se dois bons parâmetros para correlacionar o desvio dos números de Strouhal das soluções de polímero relativamente aos valores correspondentes nos fluidos Newtonianos.

Estes três últimos trabalhos, que representam uma boa parte dos estudos publicados em revistas sobre ejeção de vórtices de fluidos não-Newtonianos, não averiguaram o comportamento da frequência de ejeção quando se utilizam fluidos pseudoplásticos. Por outro lado, as gamas de números de Reynolds estudadas não foram muito extensas e a influência dos polímeros no comportamento dos vários regimes de ejeção de vórtices esteve também ausente. O facto dos diâmetros dos cilindros utilizados serem todos muito pequenos também limitou o âmbito dos resultados obtidos.

1.3.3 ESCOAMENTO SOBRE CILINDROS DE DIÂMETRO MAIS ELEVADO

Os cilindros utilizados nos trabalhos seguidamente descritos, são de diâmetros da ordem de grandeza daqueles utilizados no presente trabalho.

Shah *et al.* (1962) foram dos primeiros a investigar experimentalmente o escoamento de fluidos não-Newtonianos em torno de cilindros, tendo trabalhado com números de Reynolds máximos de 12000. Este trabalho representa uma avaliação de até que ponto os modelos reológicos obtidos por ajuste a resultados de medições experimentais num viscosímetro, representarão correctamente o estado de tensão do sistema em condições de escoamento geometricamente distintas daquelas onde as experiências reológicas foram realizadas. Para tal, os autores compararam as temperaturas medidas experimentalmente à superfície do cilindro com os resultados da análise teórica. Esta última requeria, para cada fluido, apenas o conhecimento das constantes de consistência (K) e índice de potência (n), da lei de potência da viscosidade. A concordância obtida entre os resultados teóricos e experimentais na região do cilindro compreendida entre o ponto de estagnação frontal (0°) e o ângulo igual a 60° foi excelente. Através dos cálculos efectuados, verificou-se que os fluidos com um índice de potência (n) inferior a 0,8 já apresentavam desvios significativos em relação ao comportamento do fluido Newtoniano, aumentando o coeficiente de transferência de calor local com a redução desse mesmo parâmetro. Ainda segundo estes autores, o perfil circunferencial da pressão na camada limite do cilindro, igualmente na região compreendida entre 0° e 60° e para soluções aquosas de carboximetilcelulose sódica (sigla CMC), de características elásticas e pseudoplásticas, é independente dos índices K e n .

No trabalho de Luikov (1971), apenas uma pequena parte foi dedicada ao assunto aqui em estudo. Este autor usou soluções poliméricas de CMC e verificou um incremento do ângulo de separação das camadas limite com o aumento da concentração do polímero: de 83° a 0° e $Re = 10550$, passou para aproximadamente 180°, para uma concentração de 1,5% e $Re = 103$. De salientar, que para um fluido Newtoniano e um número de Reynolds igual a 100, o ângulo de separação é no máximo de 145°. Aparentemente o aumento de concentração reduziu o arrasto sobre o cilindro. Este autor verificou também que a frequência de ejeção dos vórtices e a sua intensidade dependem da concentração do polímero, embora não tenha dado mais pormenores. O cálculo da viscosidade característica usada na determinação do número de Reynolds, uma vez que os fluidos em causa são pseudoplásticos, ficou também por referir.

Sarpkaya *et al.* (1973), realizaram um trabalho bastante detalhado sobre o escoamento de fluidos não-Newtonianos em torno de um cilindro, embora a gama de números de Reynolds utilizada fosse bastante reduzida ($5 \times 10^4 < Re < 3 \times 10^5$) e tenham usado somente fluidos com viscosidade constante. As características estudadas englobam a distribuição de pressão em torno do cilindro, a força de arrasto, a frequência de ejeção dos vórtices, o ângulo de separação das camadas limite, o efeito da degradação do polímero e a turbulência na esteira.

Uma das características mais importantes encontrada pelos autores anteriormente citados é o facto do aditivo, mais concretamente a sua degradação com o tempo, causar mudanças profundas no escoamento na gama de números de Reynolds em estudo, que abrange a transição de laminar/turbulento da camada limite. Quando a degradação da solução, avaliada pela sua capacidade de reduzir o arrasto no escoamento no interior de uma conduta, atinge um valor crítico, ocorre um novo comportamento do escoamento, que se detecta sobretudo por uma variação acentuada do coeficiente de arrasto semelhante ao de uma mudança brusca da camada limite sobre o cilindro de laminar para turbulento. Estes autores, descobriram ainda que, à medida que a degradação do polímero aumenta, a largura da esteira começa por diminuir e posteriormente retorna aos valores do solvente, quando a degradação do polímero é já tão intensa que inibe a capacidade da solução em reduzir o coeficiente de arrasto. Os aditivos, sejam polímeros ou fibras, devem ter, segundo os autores, um profundo efeito nas camadas de corte livre e em particular na formação, crescimento e movimento dos vórtices na retaguarda do cilindro ou de outros corpos tridimensionais não esbeltos. Ainda segundo estes autores, a pressão na base do cilindro é consideravelmente aumentada pela presença de polímero, tal facto conduz a uma redução do arrasto na gama de números de Reynolds em estudo. Igualmente importante é a constatação de que a presença de aditivos precipita a ocorrência de características do escoamento normalmente observadas a números de Reynolds mais elevados.

Neste último trabalho ficou por estudar, não só o efeito da pseudoplasticidade, como também o efeito da adição do polímero nos vários regimes de escoamento que ocorrem desde que tem início a ejeção de vórtices do cilindro.

Outros trabalhos onde se aborda o arrasto de fluidos viscoelásticos em torno de cilindros de grande diâmetro são os de Kya *et al.* (1980) e Kato e Mizuno (1983). No primeiro estudo averigua-se o efeito da injeção de soluções poliméricas na camada limite sobre a pressão na base de um semicilindro para $Re = 2 \times 10^5$. Os resultados mostram que a pressão na base aumenta geralmente com o aumento da velocidade de injeção ou com o aumento da concentração de polímero nas soluções. Esse aumento de pressão na base atinge a saturação para um determinado quociente entre a velocidade de injeção e do escoamento livre. Um mecanismo proposto pelos autores para explicar o aumento de pressão na base e a consequente diminuição do coeficiente de arrasto é o

seguinte: dado que as soluções não-Newtonianas exibem propriedades viscoelásticas, as camadas de corte que contêm as soluções poliméricas diminuíram a interação entre o fluido dentro e fora da região da base, o que conduziu ao aumento de pressão aí localizado. Experiências realizadas com placas colocadas no local outrora ocupado pelas camadas de corte, parecem corroborar esta ideia.

Kato e Mizuno (1983), estudaram o arrasto induzido pelo escoamento de fluidos viscoelásticos em torno de cilindros. Neste caso, a gama de números de Reynolds abrangida é relativamente elevada, $Re < 5 \times 10^4$, embora a relação L/D seja apenas igual a dois. As soluções muito concentradas de óxido de polietileno (0,2% - 0,5%) foram estudadas até números de Reynolds de 100, tendo-se verificado que neste caso, C_d , é só função de Re , não dependendo da elasticidade ou do índice de potência. Para números de Reynolds na gama 10^3 - 5×10^4 , foi investigado o comportamento das soluções diluídas de óxido de polietileno [0,003-0,03] %, tendo-se detectado reduções de arrasto que chegaram aos 33% para as soluções mais concentradas. A distribuição da pressão em torno do cilindro, mostrou ser igual à da água, para uma concentração de 30 ppm (0,003%), sendo já consideravelmente diferente daquela da água entre $70^\circ < \theta < 180^\circ$, para uma concentração de 50 ppm (0,005%). Neste último caso, a pressão na base aumentou 30% e a separação atrasou-se aproximadamente 10° , comparativamente aos valores apresentados pela água.

Cadot e Lebey (1999), estudaram o efeito que a injeção de fluidos viscoelásticos na camada limite de um cilindro exerce na respectiva esteira. Segundo estes autores, um aumento da taxa de injeção do fluido viscoelástico origina, relativamente ao caso Newtoniano ($Re = 185$), um aumento do comprimento de onda dos vórtices de von Kármán, uma diminuição da espessura da esteira e um aumento do comprimento da região de formação de vórtices. A elasticidade parece ser a principal responsável pela modificação da esteira. A inibição da instabilidade na camada de corte, encontrada por Azaiez e Homsy (1994) pode, ainda de acordo com Cadot e Lebey, explicar o aumento da região de formação de vórtices.

Cadot e Kumar (2000), investigaram o escoamento de soluções heterogêneas ligeiramente pseudoplásticas, e observaram o decréscimo na frequência de ejeção, acompanhado do incremento do comprimento de formação e a inibição da formação de estruturas de larga escala, que atribuíram à elasticidade do fluido.

Bergins *et al.* (2001), utilizando soluções surfactantes catiónicas, constataram a supressão da ejeção de vórtices com o número de Reynolds, devido à presença de estruturas induzidas pelas características elásticas do fluido.

Cressman *et al.* (2001), investigaram um escoamento puramente bidimensional de óxido de polietileno em torno de um cilindro de 2 mm. A solução utilizada continha um surfactante cujo objectivo seria estabilizar a formação de uma película de “sabão”, tendo-se observado uma diminuição da frequência de ejeção de vórtices juntamente com o aumento do comprimento de formação e a supressão das flutuações de velocidade.

Já no âmbito dos fluidos pseudoplásticos existe um número diminuto de trabalhos, nomeadamente estudos de escoamentos a elevados números de Reynolds.

Coelho e Pinho (2003a), estudaram a forma como as propriedades reológicas, nomeadamente a elasticidade e pseudoplasticidade influenciam a demarcação dos regimes de escoamento relativa à ejeção de vórtices em torno de cilindros assim como essas propriedades influenciam variáveis como o número de Strouhal ou o comprimento de formação. Para tal, realizaram medições das frequências de ejeção e de comprimentos de formação (l_f), em fluidos Newtonianos e em soluções aquosas de dois polímeros - CMC e tilose - com concentrações entre os 0,1 e 0,6%, que compreendiam

vários graus de pseudoplasticidade e elasticidade. Neste estudo, utilizaram cilindros de diâmetros de 10 e 20 mm, correspondendo a razões de bloqueamento na ordem dos 5 e 10 %, respectivamente. O número de Reynolds (Re^*) utilizado, baseou-se na taxa de deformação ($U_\infty/2D$), com valores situados entre 50 e 9×10^3 , isto é, compreendendo os regimes de ejeção laminar, transição e de transição na camada de corte. A crescente elasticidade dos fluidos de trabalho originou uma redução dos vários números de Reynolds críticos – Re^*_{irt} , Re^*_{ftr} , $Re^*_{f\downarrow}$ - diminuindo a extensão do regime de transição a tal ponto que, inclusive, este foi suprimido para a solução de tilose a 0,6 %. Por outro lado, concluíram que a pseudoplasticidade foi indirectamente responsável pela redução observada em Re^*_{irt} aumentando o número de Strouhal e consequentemente os filamentos do vórtice percursores do regime de transição. No regime laminar, um número de Strouhal modificado teve sucesso na sobreposição da frequência de ejeção com o número de Reynolds para as várias soluções. Em contraste, a elasticidade crescente dos fluidos originou um incremento no comprimento de formação, contribuindo para um decréscimo de St . O efeito combinado da pseudoplasticidade e da elasticidade foi então um aumento do número de Strouhal. Por fim, consideraram que a elasticidade é mais apropriadamente quantificada pelo número de elasticidade Re'/We – em que Re' é definido para uma taxa de deformação na parede do cilindro, a 75° do ponto de estagnação frontal - do que apenas pelo número de Weissenberg, sendo portanto este grupo adimensional determinado com base numa viscosidade obtida a uma elevada taxa de deformação característica, típica da camada limite, em vez do valor médio ($U_\infty/2D$) utilizado na determinação de Re^* .

1.3.4 TRABALHOS NUMÉRICOS

Existem poucos trabalhos numéricos que estudam o escoamento de fluidos não-Newtonianos em torno de cilindros de elevado diâmetro.

Um dos primeiros, Chiba e Horikawa (1987 a, b) estudaram o comportamento de um escoamento face a um cilindro que está inclinado em relação à direcção do movimento. De acordo com estes autores, para fluidos viscoinelásticos o comprimento de esteira é afectado não só pelo número de Reynolds como também pelo diâmetro do cilindro, isto é, tanto menor o segundo, maior seria o comprimento da esteira. Concluíram igualmente, que a elasticidade tem um pequeno efeito nas tensões de corte enquanto afecta fortemente as tensões normais.

Harnoy (1987), mostrou que o efeito da relaxação de tensão, que é descrito pelo tempo de relaxação, pode retardar a separação do escoamento, sugerindo mesmo que o processo de relaxação da tensão é mais importante que o efeito das tensões normais.

Huang e Feng (1995), estudaram o efeito do bloqueamento, no coeficiente de arrasto. Estes autores detectaram efeitos distintos da elasticidade no coeficiente de arrasto consoante o bloqueamento da secção de teste seja inferior ou superior a 10%, já Chiba e Horikawa (1987 b), para ângulos pequenos de inclinação do cilindro, e Harnoy (1987) detectaram uma diminuição do coeficiente de arrasto com o aumento da elasticidade à semelhança daquilo que já haviam verificado Acharya *et al.* (1976 a).

Relativamente ao efeito da pseudoplasticidade sobre o coeficiente de arrasto, todos os autores que estudaram este efeito, à excepção de Harnoy (1987), são unânimes em afirmar que um aumento da pseudoplasticidade implica uma diminuição do coeficiente de arrasto. D'Alessio e Pascal (1996) verificaram ainda que um aumento da pseudoplasticidade origina uma diminuição do comprimento da esteira e um aumento do ângulo de separação da camada limite. Todos estes trabalhos restringiram-se a gamas

de números de Reynolds onde está ausente a ejeção de vórtices, havendo portanto necessidade de se efectuarem mais estudos para valores superiores.

Oliveira (2001), desenvolveu um esquema apropriado de discretização de 2ª ordem em relação ao tempo, de forma a remover a difusão artificial. As suas previsões efectuadas com um fluido FENE-CR de viscosidade constante, mostraram um aumento do comprimento de formação e uma diminuição do número de Strouhal devido à elasticidade do fluido para números de Reynolds entre 50 e 140. O número de Reynolds característico do início da ejeção de vórtices, apenas aumentou ligeiramente em relação ao valor Newtoniano de 47-50.

Mais recentemente, Mitsoulis (2004), simulou numericamente o escoamento de um fluido com tensão de cedência - plástico de Bingham - em torno de um cilindro circular que se movia entre duas paredes paralelas. Este autor, utilizando um modelo viscoplástico contínuo, estudou a influência de diferentes razões (2:1 a 50:1) entre a distância entre as placas (H) e o diâmetro (D) do cilindro na quantificação dos coeficientes de arrasto para uma extensa gama de números de Bingham, confirmando qualitativamente os resultados obtidos por outros autores para um cilindro infinito e fluidos Newtonianos.

Mehmet e Owens (2004), conferiram no seu estudo particular relevância ao efeito de aditivos poliméricos na estabilidade linear de escoamentos bidimensionais em torno de um cilindro confinado. Constataram que essa adição confere um efeito estabilizador no escoamento para um modelo tipo FENE de viscosidade constante e que depende fortemente das propriedades elásticas e pseudoplásticas das soluções poliméricas de elevado peso molecular, propriedades essas que possuem efeito redutor da energia cinética contida nas flutuações da velocidade atrás do cilindro, retardando o aparecimento da ejeção de vórtices.

Por fim, Soares *et al.* (2005), realizaram um estudo numérico respeitante ao escoamento em estado estacionário em torno de um cilindro aquecido, de um fluido cuja viscosidade obedece ao modelo da lei de potência. O trabalho realizado teve como objectivos averiguar a dependência das componentes individuais da força de arrasto e das características da transferência de calor do índice da lei de potência ($0,5 \leq n \leq 1,4$), do número de Prandtl ($1 \leq Pr \leq 100$), e do número de Reynolds ($5 \leq Re \leq 40$). A precisão do procedimento numérico foi estabelecida utilizando resultados experimentais e numéricos anteriormente disponíveis relativos à transferência de calor e de quantidade de movimento de fluidos Newtonianos e de fluidos que seguiam a lei de potência. As equações de quantidade de movimento e de energia foram resolvidas utilizando um método de diferenças finitas de segunda ordem de forma a serem determinados os componentes do coeficiente de arrasto, os números de Nusselt locais e médios, realizando-se o mapeamento do campo de temperaturas junto ao cilindro. Os resultados obtidos forneceram conhecimentos fundamentais do comportamento do escoamento e da transferência de calor no escoamento de fluidos não-Newtonianos sobre um cilindro circular, assim como mostraram que o efeito do índice de potência no comportamento do escoamento é mais fortemente condicionado pelas condições cinemáticas e menos pelo tipo de condição térmica de fronteira estabelecida na superfície do cilindro.

1.4 FUNDAMENTAÇÃO DO TEMA DA TESE

O trabalho a realizar surge na sequência do estudo sobre o escoamento de fluidos não-Newtonianos em torno de um cilindro, que teve início nesta faculdade há já alguns anos. Os fluidos então utilizados constituíam soluções aquosas de polímeros, tilose e CMC, bem como uma mistura Newtoniana, de glicerina e água. Os fluidos não-

Newtonianos apresentavam simultaneamente características elásticas e pseudoplásticas, que nas soluções mais concentradas eram relativamente acentuadas. Como resultado deste trabalho foi possível inferir o papel da elasticidade na redução do regime de transição e o papel da pseudoplasticidade no aumento da frequência de ejeção dos vórtices. Estudos com soluções elásticas, mas pouco pseudoplásticas ou pseudoplásticas com um reduzido 1º patamar Newtoniano, seriam os próximos passos a dar na tentativa de melhor se conhecer este tipo de escoamentos.

No presente trabalho, analisou-se o escoamento de soluções aquosas de um polímero de elevada massa molecular – a poliacrilamida, PAA - em torno de dois cilindros distintos, levando em consideração que efectivamente estas soluções embora sendo elásticas apresentam uma reduzida pseudoplasticidade. Deste modo procurou-se separar o efeito da pseudoplasticidade que, de acordo com Coelho e Pinho (2003a), promove o aumento do número de Strouhal, do efeito da elasticidade que, de acordo com vários autores, diminui o valor deste mesmo grupo adimensional. Uma vez que a instalação a utilizar será basicamente a mesma que foi utilizada nos trabalhos de Coelho e Pinho, as diferenças entre os resultados então obtidos e os actuais será devida ao aumento da preponderância da elasticidade face à pseudoplasticidade.

No desenvolvimento do trabalho experimental, recorrendo à anemometria *laser-Doppler* (LDA), realizaram-se medições de velocidade, frequências de ejeção e comprimentos de formação dos vórtices, em dois cilindros de diâmetro elevado (10 e 20 mm).

Assim, foi possível delimitar os regimes de escoamento e através da comparação de resultados, avaliar o papel da pseudoplasticidade e da elasticidade na ejeção de vórtices e nos regimes de escoamento.

1.5 ORGANIZAÇÃO DA TESE

A presente tese está organizada da forma seguidamente indicada.

No **Capítulo 1**, para além de ter sido efectuada a revisão bibliográfica apresentado os conhecimentos actualmente existentes relativos ao escoamento de fluidos Newtonianos/não-Newtonianos em torno de cilindros, procurou-se fundamentar o tema do trabalho aqui apresentado.

No **Capítulo 2**, foi descrita a instalação experimental e os equipamentos utilizados, assim como o procedimento adoptado no decorrer dos ensaios realizados. Adicionalmente, apresenta-se a análise de erros inerente às medições realizadas e às grandezas adimensionais determinadas.

No **Capítulo 3**, caracterizaram-se reologicamente os fluidos estudados neste trabalho, sendo esta caracterização realizada por intermédio de ensaios de viscosidade viscométrica e oscilatórios.

No **Capítulo 4**, descreveram-se os ensaios de visualização do escoamento efectuados com o objectivo principal de determinar as velocidades críticas de início de ejeção de vórtices, inerentes a cada fluido/cilindro utilizados. Para tal, fez-se uma exposição de um reduzido número de imagens captadas no decorrer destes ensaios.

O **Capítulo 5** da tese, foi reservado à apresentação dos resultados experimentais deste estudo, efectuando-se a comparação e análise dos grupos adimensionais calculados a partir das frequências de ejeção de vórtices/comprimentos de formação determinados para todos os fluidos e para os dois cilindros ensaiados. Inicialmente, (secção 5.2), mostram-se os resultados obtidos com o fluido Newtoniano, realizando-se a comparação com valores de literatura. Na secção 5.3, discute-se o método utilizado na definição da viscosidade característica do escoamento, culminando na adopção de um

número de Reynolds com o qual se irão analisar os resultados relativos às soluções não-Newtonianas. Ainda nesta secção avalia-se o efeito do diâmetro do cilindro e da concentração do polímero no comportamento das curvas $St-Re^*$, analisando-se conjuntamente todos os resultados obtidos.

Na secção 5.4, realiza-se a delimitação dos regimes de escoamento evidenciados, recorrendo-se às curvas de distribuição espectral de potência (DEP) em função da frequência e à conjugação das curvas do número de Strouhal e do comprimento de formação adimensionalizado, l_f/D , em função do número de Reynolds, Re^* . Nesta secção faz-se primeiramente a análise global do comportamento dos fluidos ensaiados, seguindo uma análise mais detalhada apenas para as soluções contendo 0,005 e 0,02% em PAA, cilindro de 20 mm.

Na secção seguinte, 5.5, avalia-se globalmente a influência do diâmetro nos valores de St^* e l_f/D , e uma vez que, o comportamento de uma solução não é, por si só, exemplificativo, optou-se por analisar este efeito no comportamento de todos os fluidos ensaiados. Na secção 5.6, realiza-se o estudo comparativo das curvas de Strouhal e de comprimento da região de formação para os fluidos estudados, focando apenas os regimes de ejeção laminar e transição.

Finalmente, na secção 5.7, aborda-se a questão da reprodutibilidade obtida nos ensaios efectuados., nomeadamente das medições de frequência de ejeção e do comprimento de formação.

No **Capítulo 6**, comparam-se os resultados obtidos com a PAA, com aqueles obtidos por Coelho P.M (2000), para outros dois polímeros de características diferentes: a CMC e a tilose.

Finalmente, no **Capítulo 7**, apresentam-se as principais conclusões retiradas do trabalho realizado e as sugestões para estudos a realizar posteriormente.

Segue-se a lista de referências bibliográficas e três anexos, **Anexos A, B e C**.

No primeiro anexo, apresentam-se os gráficos que traduziram a variação do nível de turbulência encontrado no decorrer dos ensaios no túnel de água, efectuando-se a respectiva análise. No Anexo B, surgem os gráficos do $l_f/D - Re^*$, em coordenadas lineares onde sobressai o valor de $Re^*(l_f/D)$ para cada solução ensaiada. Por fim, no Anexo C, exibem-se e analisam-se todos os resultados que permitiram encontrar os valores do número de Reynolds que demarcam os diversos regimes de ejeção de vórtices.

CAPÍTULO 2

INSTALAÇÃO E EQUIPAMENTOS UTILIZADOS

2.1 INTRODUÇÃO

Nas secções 2.2 e 2.3, realiza-se a descrição da instalação experimental e dos equipamentos utilizados, seguidamente, na secção 2.4, descrevem-se genericamente os procedimentos adoptados em cada uma das fases do trabalho experimental efectuado.

Na secção 2.5, analisam-se as incertezas inerentes às grandezas medidas, velocidade, viscosidade e temperatura, bem como aquelas inerentes aos grupos adimensionais utilizados na apresentação dos resultados experimentais.

2.2 DESCRIÇÃO DA INSTALAÇÃO EXPERIMENTAL

Na Figura 2.1 esquematiza-se a instalação experimental utilizada neste trabalho, a mesma de Coelho (2000), descrita seguidamente.

A instalação tem as seguintes dimensões: 5 m de comprimento; 2,5 m de altura e 0,7 m de largura, possuindo um volume interno de 450 L. A sua construção foi realizada em aço inox AISI 304, sendo os vários componentes do túnel interligados por meio de flanges com juntas de borracha, de forma a assegurar uma boa estanqueidade.

O enchimento da instalação é realizado a partir de um tanque de plástico munido de quatro anteparos verticais junto à parede e a toda a altura do tanque, estando instalado no seu interior um agitador mecânico do tipo axial com quatro pás, de velocidade controlada por um variador de frequência. Cada solução polimérica foi homogeneizada durante um mínimo de 4 horas no tanque e deixada repousar, procedendo-se em seguida ao enchimento da instalação experimental.

Para minimizar a formação de bolsas de ar, o enchimento da instalação é feito muito lentamente: inicialmente por gravidade e seguidamente, com o auxílio de uma bomba circuladora de caudal próximo a 12 L/min.

Para permitir a saída do ar do interior da instalação, todas as válvulas de purga (3) são abertas, sendo sucessivamente fechadas à medida que o nível de fluido aumenta no interior da conduta. As válvulas colocadas no topo da câmara de tranquilização estão munidas de tubos de acrílico transparente que permitem visualizar o nível de fluido dentro da instalação.

O deslocamento do fluido no interior da conduta é realizado pela bomba centrífuga (13), com uma velocidade máxima de 1300 r.p.m., com uma altura manométrica de 10 m.c.a. para um caudal de 100 m³/h, sendo a potência nominal de accionamento da bomba de 5,5 kW. A regulação do caudal foi realizada por intermédio de um variador de frequência (V_f) que controlava a velocidade de rotação do rotor. Para caudais muito baixos foi necessário recorrer à válvula (14), situada a jusante da bomba.

O fluido segue o percurso assinalado no esquema, entrando na denominada câmara de tranquilização (15), de 1,5 m de comprimento por 0,43 m de altura e 0,35 m de largura. Esta secção assente num suporte rígido, tem como principal tarefa, como o nome indica, a de reduzir a turbulência do escoamento e uniformizar a distribuição de velocidades em toda a secção transversal. Isso faz-se por intermédio de deflectores (2) e de uma rede metálica (4) colocados à entrada da câmara. Na zona intermédia inseriu-se uma estrutura de favos (5) de papel impregnados em resina, de 40 mm de comprimento e 3 mm de diâmetro, que contribui para a redução da turbulência transversal à direcção

do escoamento. Por fim, as redes (6) colocadas à saída teriam como função adicional a de reduzir a turbulência axial do escoamento. Estas redes tiveram de posteriormente de ser removidas pois, com as soluções poliméricas de PAA, causavam uma tal resistência ao escoamento, que o suporte destas além de se deformar plasticamente saía da sua posição inicial; algo que nunca sucedeu com as soluções de CMC e tilose anteriormente estudadas.

À saída da câmara de tranquilização existe uma contracção (7), com uma razão de áreas igual a 6:1. Para além de fazer a ligação entre tubagens com secções diferentes, a contracção uniformiza a velocidade e reduz a turbulência sobretudo na direcção axial (Bradshaw,1970), através do aumento da velocidade que imprime ao escoamento.

A jusante encontra-se a denominada secção de trabalho (9), de 1 m de comprimento, feita de acrílico transparente com paredes laterais duplas, possuindo uma secção interna de 197 mm de altura por 120 mm de largura. Cada cilindro ensaiado (8) foi inserido nas paredes internas amovíveis.

Uma vez que a oscilação da temperatura do fluido influencia a respectiva viscosidade, este parâmetro foi controlado e mantido na gama de trabalho [15 - 25] °C - com o auxílio de uma corrente de água fria que escoava no interior de uma serpentina de cobre (10), de 20 m de comprimento e de 8 mm de diâmetro interno.

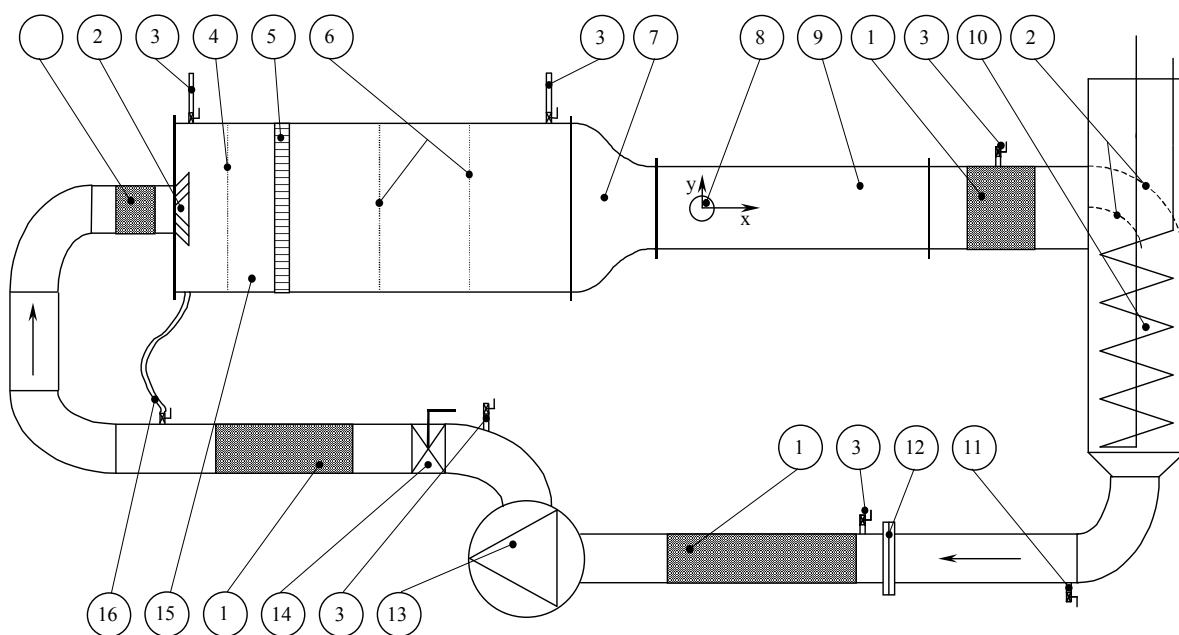


Figura 2-1 Esquema da instalação experimental (FEUP, Laboratório de Hidráulica).

1-mangas de borracha, 2-deflectores de escoamento, 3-purgadores de ar, 4-rede uniformizadora da velocidade, 5-favos, 6-redes uniformizadoras da velocidade e atenuadoras da turbulência longitudinal, 7-contracção, 8-cilindro, 9-secção de trabalho, 10-serpentina de aquecimento/arrefecimento, 11-válvula de esvaziamento da instalação, 12-rede de protecção da bomba, 13-bomba, 14-válvula reguladora de caudal, 15-câmara de tranquilização, 16-mangueira de esvaziamento da câmara de tranquilização. As setas indicam o escoamento. (extraído de Coelho, 2000).

O facto de não se esperar que o fluido atingisse uma temperatura pré-definida para iniciar as medições, tinha como objectivo aproveitar o tempo de vida útil do fluido, já que as moléculas do polímero usado se degradam rapidamente. Os valores da temperatura eram registados amiudadas vezes ao longo de um ensaio, para possibilitar a posterior determinação correcta, por interpolação, das viscosidades do fluido que seriam utilizadas no cálculo dos diversos números de Reynolds desse ensaio.

A medição de temperatura do fluido no interior do túnel foi realizada por intermédio de uma RTD do tipo Pt 100 de três fios, inserida na câmara de tranquilização (15), estando por sua vez ligada a um condicionador de sinal modelo 205 – MC2 da Newport, provido de monitor, onde se fazia a leitura dos valores da temperatura em graus Celsius.

O esvaziamento da instalação processava-se inicialmente por gravidade e de seguida com o auxílio de uma bomba centrífuga.

No decorrer deste trabalho foram utilizados cilindros com dois diâmetros diferentes - de 20 mm e 10 mm de diâmetro - com razões de comprimento de 6:1 e 12:1, respectivamente. O bloqueamento, definido como sendo o quociente entre a área frontal do cilindro (A) e a área da secção de passagem, era de 5% ou 10% consoante o diâmetro do cilindro (D) utilizado fosse o de 10 ou de 20 mm. O local de fixação dos cilindros era o mesmo e encontrava-se a uma distância de $7,5 \cdot D$ e $15 \cdot D$ da entrada da secção de trabalho, respectivamente para os cilindros da maior e menor diâmetro.

2.3 DESCRIÇÃO DA INSTRUMENTAÇÃO

2.3.1 SISTEMA DE ANEMOMETRIA *LASER* - DOPPLER (LDA)

Representando esta técnica analítica um papel fulcral em todo o trabalho realizado, ir-se-à primeiramente apresentar os princípios básicos em que se fundamenta, utilizando maioritariamente informação obtida através do boletim técnico N° 25 da TSI. Na Figura 2-2, representa-se esquematicamente a região de intersecção de dois feixes de radiação coerente com a mesma intensidade e comprimento de onda. Segundo o modelo das franjas (Durst *et al*, 1976), formam-se nesta região franjas de interferência, isto é, uma sucessão alternada de locais, onde num a luz dos dois raios se cancelam e noutro se complementam. Esta região vai pois formar o volume de controlo ($v.c$), onde se efectuam as medições de velocidade. As partículas em suspensão no fluido, ao atravessarem as franjas reflectem a radiação luminosa aí existente com uma frequência que se relaciona com a velocidade do seguinte modo:

$$f = \frac{V_p}{d_f} \quad (2-1)$$

em que f , representa a frequência da radiação difundida pelas partículas que atravessam as franjas do volume de controle, com uma velocidade, V_p , e uma distância entre as franjas, igual a d_f . Esta distância, está relacionada com o comprimento de onda do raio laser, λ , e com o ângulo que os dois raios fazem entre si, φ , através da seguinte equação:

$$d_f = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin(\varphi/2)} \quad (2-2)$$

Como se pode ver, só são necessários o comprimento de onda do raio laser, λ , e o ângulo entre os raios, φ , características do próprio sistema (consultar Tabela 2-1), para relacionar a frequência com a velocidade. Esta é uma das vantagens de um sistema de anemometria *laser* pois prescinde de calibrações. De salientar ainda que a única componente de velocidade medida é aquela que é perpendicular às franjas.

Para permitir avaliar não só o valor como o sentido da velocidade usam-se raios *laser* com frequências ligeiramente diferentes entre si. À diferença entre as frequências dos dois raios denomina-se deslocamento de frequência, f_{sh} , e segundo o modelo de franjas estas passam a ter um movimento de translação com uma velocidade $f_{sh}.d_f$.

Assim e tirando partido do efeito Doppler, a frequência do sinal criada pelo movimento das partículas no volume de controlo será igual, maior ou menor que f_{sh} consoante a velocidade das partículas seja respectivamente nula, de sentido oposto à velocidade das franjas ou de sentido idêntico. A alteração da frequência dos raios pode atingir várias dezenas de MHz, mas quando comparada com a frequência do raio *laser* esta variação é insignificante, da ordem de 0,07 %, pelo que na equação 2-2 o comprimento de onda permanece inalterado.

O tamanho do volume de controlo (v.c.), está relacionado com o valor do diâmetro dos raios no ponto de intersecção destes, d_l , e com o ângulo entre ambos, φ , ver Figura 2-2, através das seguintes expressões:

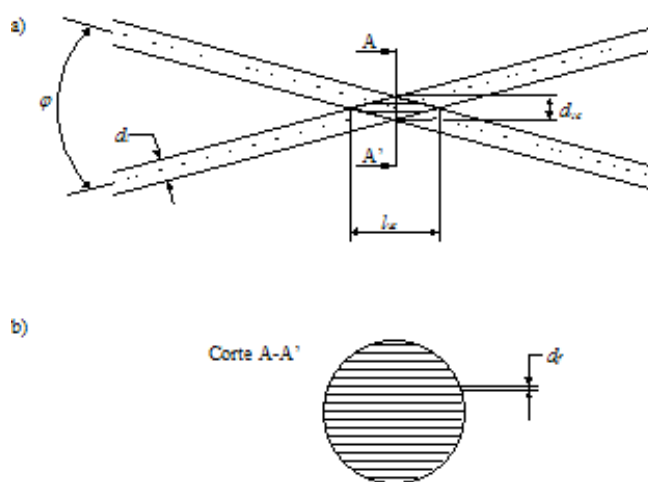


Figura 2-2 a) Região onde se interceptam dois raios *laser* e respectivas grandezas características. b) Representação em corte do volume de medição. As linhas horizontais representam as franjas no volume de medição (extraído do boletim técnico N°25 da TSI).

$$l_{vc} = \frac{d_l}{\sin(\varphi/2)} \quad (2-3)$$

$$d_{vc} = \frac{d_l}{\cos(\varphi/2)} \quad (2-4)$$

Onde l_{vc} e d_{vc} são respectivamente o comprimento e o diâmetro do volume de controlo.

O número de franjas no volume de controlo, N_f , relaciona-se com o diâmetro deste e com a distância entre as franjas através da expressão $N_f = d_{vc}/d_f$. Contudo de acordo com Tropea (1993), a utilização de um deslocamento de frequência produz um efeito equivalente ao aumento do número de franjas. Neste caso, o número de franjas, N_f , é dado pela seguinte equação:

$$N_f = \frac{f_{sh} \cdot d_{vc}}{V_p} + \frac{d_{vc}}{d_f} \quad (2-5)$$

Note-se que o quociente d_{vc}/V_p representa o tempo de residência da partícula no volume de controlo onde se efectua a medição da velocidade.

De seguida apresentam-se as principais características do anemómetro *laser*-Doppler utilizado.

Tabela 2-1 Principais características do anemómetro *laser*-Doppler (LDA) utilizado.

Comprimento de onda do <i>laser</i> (λ):	827 nm
Potência do <i>laser</i> na origem:	100 mW
Meio ângulo entre raios no ar ($\phi/2$):	3,68°
Tamanho do volume de medição em água (intensidade e^{-2}):	
Eixo menor (d_{vc})	37 μ m
Eixo maior (l_{vc})	550 μ m
Espaçamento entre franjas (d_f):	6,44 μ m
Deslocamento de frequência (f_{sh}):	1,0 a 3,0 MHz

Na Figura 2-3, apresenta-se esquematicamente o conjunto de equipamentos utilizados na medição da velocidade por anemometria *laser*-Doppler (LDA). O modelo utilizado foi um DFLDA da INVENT, encontrando-se alguns dos seus componentes esquematizados na mesma figura. O sistema óptico de emissão encontra-se inserido de forma compacta numa caixa (6). No seu interior o laser de 100 mW de potência ($\lambda=827$ nm) emite um feixe de radiação que é posteriormente dividido em dois e após a introdução do deslocamento de frequência em duas células de Bragg, estes feixes são encaminhados para as fibras ópticas por intermédio de acopladores. As fibras ópticas (5), conduzem os raios até à sonda óptica S30 (4) equipada com uma lente de 120 mm de distância focal. O fotodetector foi montado no componente (1) sendo do tipo fotodiodo de avalanche, e tem como função captar a luz difundida pelas partículas em suspensão ao atravessarem as franjas do volume de controlo (v.c.). Após a conversão deste sinal em tensão, este é enviado para o processador de sinal (9). A unidade de potência (7), alimenta o laser, o fotodetector e comanda as células de Bragg, que são os dispositivos responsáveis pela alteração da frequência dos raios. Ao captar a luz difundida pelas partículas no lado oposto à sonda (4) conforme se apresenta na mesma figura, diz-se que o fotodetector, (1), está montado na direcção directa.

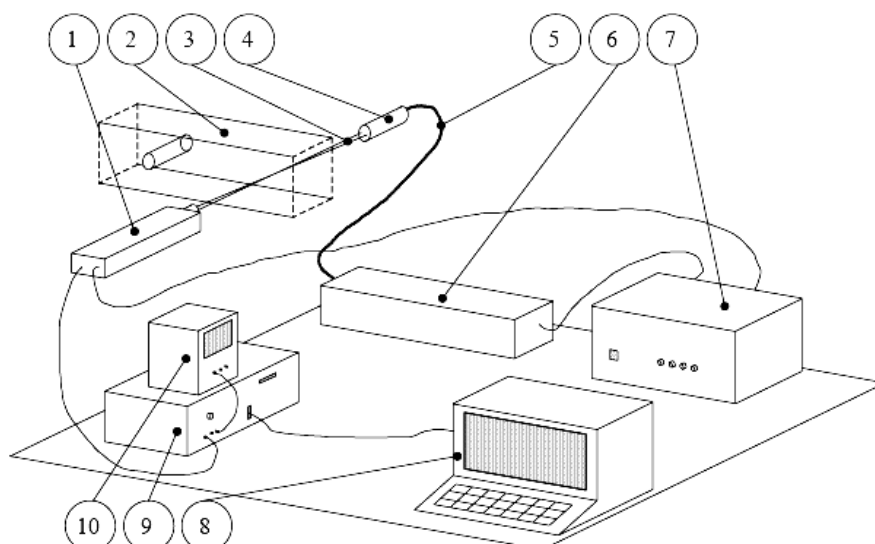


Figura 2–3 Esquema do conjunto de equipamentos utilizados na medição de velocidades 1- equipamento onde se faz a recepção da luz reflectida pelas partículas, 2- secção de trabalho com o cilindro montado, 3- raios laser, 4- sonda, 5- fibras ópticas, 6- fonte de laser, separador de raios e células de Bragg, 7- fonte de alimentação e controlador das células de Bragg, 8- computador utilizado no tratamento de dados, 9- processador de sinal (mede a frequência inerente aos “bursts”), 10- osciloscópio. (figura extraída de Coelho, 2000).

O processador de sinal utilizado (9), era um contador digital modelo 1990 C da TSI, equipado com filtros passa baixo e passa alto para eliminar o ruído e o pedestal – sinal de baixa frequência, portador do sinal que contém a informação sobre a velocidade e que surge em virtude da intensidade de luz do raio laser ser maior no centro, diminuindo em direcção à periferia. O sinal remanescente, do tipo sinusoidal de amplitude modulada, é denominado de “burst” (Figura 2-4), e irá ainda ser sujeito a dois tipos de validação: validação em amplitude e validação em frequência.

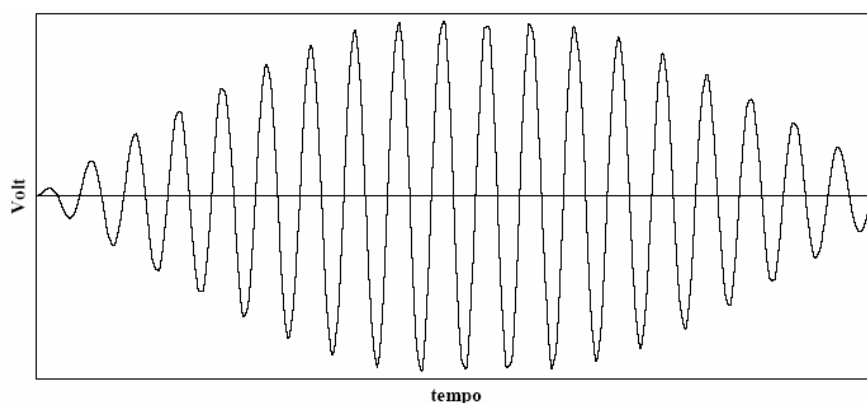


Figura 2–4 Representação esquemática de um sinal do fotodetector após filtragem, “burst”.

A primeira validação tem como objectivo assegurar que apenas são admitidos sinais de grande amplitude pois estes são possuidores de maiores razão sinal/ruído. A segunda, é realizada por intermédio de uma comparação entre ciclos de “burst”, por forma a eliminar sinais com origem em ruído ou múltiplas presenças de partículas no volume de controlo. Esta validação processa-se através da verificação da reprodutibilidade do

período de cada ciclo dentro do "burst". O critério de validação adoptado de 1% de comparação, foi o mais restritivo possível. Finalmente, é determinada a frequência do "burst", que está relacionada com a velocidade da partícula, por intermédio da equação (2.1) mediante a medição do tempo, T , que demora a ser gerado um dado número de ciclos do "burst", N , previamente seleccionado.

Durante as medições, realizou-se apenas uma medição de velocidade por "burst" e o número de ciclos analisados, N , variou entre 2^2 e 2^7 . A selecção do número de ciclos a utilizar pelo processador de sinal foi realizada de maneira a que este fosse o máximo possível sem contudo exceder metade do número de franjas no volume de medição.

O critério da escolha do número de ciclos é apresentado como regra no manual do processador de sinal e visa obter medições de velocidade com o menor ruído e incerteza possível.

A expressão que relaciona a velocidade da partícula, V_p , com o número de ciclos analisados pelo processador de sinal, N , e com o deslocamento de frequência, f_{sh} , será:

$$V_p = \frac{\lambda \left(\frac{N}{T} - f_{sh} \right)}{2 \cdot \sin(\varphi/2)} \quad (2-6)$$

onde T é o tempo correspondente ao somatório dos N períodos dos N ciclos.

Um osciloscópio (10), Figura 2-3, estava ligado ao processador de sinal e monitorizava permanentemente a forma dos "bursts" e o nível de ruído. A visualização dos "bursts" permitia também ajustar, não só o alinhamento do fotodíodo, como também o ganho a utilizar, uma vez que estas operações eram efectuadas procurando otimizar a forma e número de "bursts" mantendo um baixo nível de ruído.

As informações digitalizadas sobre as frequências contidas nos "bursts", compiladas pelo processador de sinal, eram permanentemente actualizadas na porta de comunicação deste, podendo ser lidas por intermédio do computador, elemento (8) na Figura 2-3, através de uma placa de interface modelo 1400A da DOSTEK. Neste computador, equipado com um processador Intel 386, um conjunto mínimo de 2000 medições era sujeito a um tratamento estatístico de forma a se obter a velocidade média e o respectivo desvio padrão da amostra. Os dados sobre a frequência contida nos "bursts", e que eram sucessivamente disponibilizados na porta do processador de sinal, foram lidos com uma periodicidade fixa para tornar o valor médio da velocidade independente das frequências próprias do escoamento, eliminando-se assim uma das fontes de erro sistemático em LDA (boletim técnico N°25 da TSI). Afim de evitar a repetição de leituras, tinha de se garantir que a frequência de aquisição de dados por parte do processador e consequente disponibilização na porta do processador de sinal, era sempre superior à frequência com que eram efectuadas as leituras por parte do computador.

Para se conseguir um bom sinal no osciloscópio, e consequentemente uma elevada frequência de aquisição de dados durante os ensaios, era necessário verificar regularmente o alinhamento do fotodíodo com os raios laser e também a potência destes de forma a mantê-la o mais elevada possível. A sensibilidade do anemómetro *laser-Doppler* às variações da temperatura ambiente é a principal responsável por estes acertos.

A medição de frequências de ejeção de vórtices foi possível recorrendo à aplicação da transformada de Fourier a conjuntos de pares de valores constituídos pelas grandezas velocidade-tempo. Esta operação foi realizada por *software* da DOSTEK que estava já incluído no programa de aquisição de dados fornecido para operar com o contador

digital. O posicionamento do conjunto sonda (4) e equipamento óptico de recepção (1), era realizado através de uma mesa de deslocamento que possuía movimento segundo os três eixos coordenados. As medições foram realizadas num plano perpendicular ao eixo do cilindro e coincidente com o plano de simetria da secção de trabalho.

2.3.2 SISTEMA DE REOLOGIA

De modo a ser possível compreender o escoamento de um fluido polimérico, é necessário determinar as propriedades desse mesmo fluido numa extensa gama de condições de deformação, por variação da tensão de corte, e/ou por variação da taxa de deformação, assim como um meio de avaliar as suas características elásticas.

Dada a natureza não-Newtoniana dos fluidos utilizados – soluções com uma percentagem mássica de 0,005; 0,01; 0,02 e 0,03% em poliacrilamida - revela-se pois essencial, a sua detalhada caracterização reológica.

Para tal, foram utilizados dois reómetros distintos, ambos rotacionais, tendo como objectivo possibilitar o varrimento de um maior intervalo de taxas de deformação.

O reómetro da PHYSICA, modelo UM/MC 100, que se encontra representado na Figura 2-5, trata-se de uma unidade universal de medida, no qual podem ser montadas várias geometrias. No caso particular, foi utilizado o Z1-DIN, Figura 2-6, um sistema de duplos cilindros concêntricos, seleccionado porque este sistema permitiria efectuar medições a mais baixas taxas de deformação com resultados com menor incerteza em virtude dos seus maiores binários dada a existência de duas superfícies cilíndricas em contacto com a amostra.

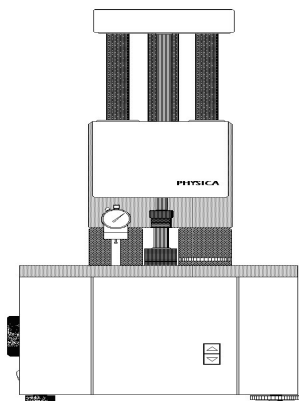


Figura 2-5 Esquema do reómetro UM/MC 100 da PHYSICA.

Em todos os ensaios executados, injectou-se cerca de 17 mL de amostra no espaço existente entre os dois cilindros concêntricos. Um dos cilindros, foi colocado em rotação a uma velocidade n (rpm) conhecida e relacionada com a taxa de deformação $\dot{\gamma}$ (s^{-1}), através da expressão $n = 5,039 \dot{\gamma}$. Foi então medido o binário M , necessário para fazer rodar o cilindro exterior, que por sua vez está relacionado com a tensão de corte, τ (Pa), através da expressão:

$$\tau = 0,067 M / M_{max} \times 1000 \quad (2-7)$$

A viscosidade do fluido, μ , é calculada através da própria definição:

$$\mu = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} \quad (2-8)$$

O controlo da temperatura era, neste caso, obtido através de um banho termostático.

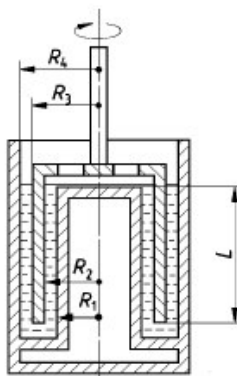


Figura 2-6 Esquema do sistema de medida utilizado, cilindros concêntricos Z1-DIN. $R_1=22,25$ mm, $R_2=22,75$ mm, $R_3=23,5$ mm, $R_4=24$ mm e $L=111$ mm, volume da amostra 17 cm^3 .

O reómetro da TA, modelo AR 2000, representado na Figura 2-7, tinha montada a geometria de cone e prato, 40 mm e 2° , (Figura 2-8), que permitiu efectuar os ensaios de viscosidade viscométrica a taxas de deformação mais baixas. Como o nome indica, a amostra do fluido em questão é colocada entre o cone rotativo e um prato estacionário, que contém um elemento denominado de Peltier, regulador da temperatura de ensaio.



Figura 2-7 Reómetro TA- AR 2000, esquema do sistema de medida utilizado, geometria de cone e prato (40 mm, 2°), com sistema de controle de temperatura incorporado (UHP).

Ambos os reómetros eram comandados por um computador com *software* adequado à realização de diversos tipos de ensaios reológicos.

Os resultados obtidos nos testes efectuados, são exibidos no capítulo seguinte.

2.4 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Antes de se procederem aos ensaios propriamente ditos, foi necessário verificar se a mesa de deslocamento estava, de facto, alinhada com a secção de trabalho, efectuando-se as necessárias correcções.

Igualmente, confirmou-se se os raios do laser estavam paralelos com as superfícies horizontais da secção de trabalho, e procurou-se estabelecer como origem do eixo de coordenadas o eixo do cilindro, com o auxílio do cartão detector de infravermelhos e de um comparador.

Todos os ensaios realizados foram precedidos de um alinhamento/maximização da potência do laser com o auxílio do medidor óptico da intensidade dos raios e parafusos de alinhamento dos acopladores de fibras ópticas.

Recorreu-se então a uma técnica de visualização de escoamentos correntemente utilizada: a injeção de solução de permanganato de potássio através de um orifício existente na parede do cilindro inserido transversalmente na secção de trabalho (Figura 2.1, itens 8 e 9). Estes ensaios permitiram prever o local onde se deveriam efectuar as medições da frequência de ejeção dos vórtices (f), assim como visualizar a delimitação da esteira formada e os principais regimes de escoamento/ejeção de vórtices. Adicionalmente, sempre que possível, determinaram-se frequências de ejeção de vórtices através da contagem dos vórtices e da cronometragem do tempo.

Dado que durante os ensaios se considerou como representativa da velocidade média do escoamento a velocidade no ponto de coordenadas $x = -60$ mm e $y = -40$ mm, sistema de eixos de referência xx e yy com a origem no eixo do cilindro, Figura 2-1 (8), procurou-se à *posteriori* compensar eventuais erros inerentes a esta metodologia. Para esse efeito, corrigiram-se as velocidades pontuais, utilizadas aquando da recolha dos dados experimentais, através de correlações obtidas, por recurso a regressões aplicadas à relação entre estes valores pontuais e as velocidades médias de escoamento, mais correctas mas mais morosas de obter, calculadas por integração de perfis de velocidade medidos na zona de escoamento livre a montante do cilindro. Essa correcção foi realizada para todos os fluidos e ambos os cilindros. Como exemplo, apresentam-se na Figura 2-8, os perfis de velocidade apenas para a solução 0,03% PAA, $D = 20$ mm. As velocidades médias foram obtidas por integração numérica dos perfis de velocidade.

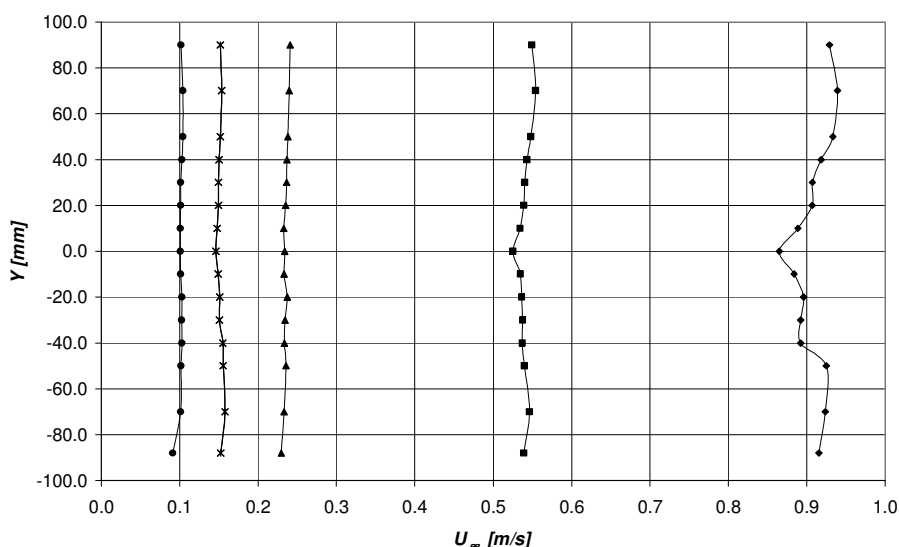


Figura 2-8 Tratamento gráfico de vários perfis transversais de velocidade.

Seguidamente, a jusante do cilindro e no eixo central da secção de trabalho, procurou-se “encontrar”, o ponto correspondente ao fim do comprimento de formação de esteira, isto é, o ponto em que a flutuação turbulenta da velocidade, u' , fosse a mais elevada. Por fim, no ponto de coordenadas $(4D; -0,5D)$, mediu-se a velocidade em função do tempo tendo o *software* de aquisição, através de FFT, permitindo extrair curvas de distribuição do espectro de potência (DEP) em função da frequência que pela sua análise, permitiram encontrar a abcissa do ponto ao qual corresponde a ordenada mais elevada (pico), obtendo-se assim a frequência de ejeção dos vórtices e determinar o correspondente número de Strouhal (St).

Nos ensaios de visualização efectuados foi possível constatar que na generalidade dos ensaios, aumentando a velocidade de rotação do motor a 800 rpm com o auxílio do variador de frequência, as bolhas de ar existentes desprendiam-se, atravessando o percurso óptico dos raios laser, dificultando assim as medições da velocidade. Optou-se então por não exceder esta velocidade de rotação, limitando assim a gama de valores de velocidade, a que se obteriam os comprimentos de formação/frequência de ejeção de vórtices. Por vezes, principalmente para a água e soluções menos concentradas, foi necessário adicionar pequenas partículas – leite em pó – de forma a permitir efectuar leituras com o LDA para as velocidades mais baixas.

No capítulo 5, apresentam-se os resultados obtidos e a respectiva análise.

2.5 ANÁLISE DE INCERTEZAS

Nesta secção, primeiramente faz-se uma pequena introdução genérica ao cálculo de incertezas, apresentando-se de seguida, nas subsecções 2.5.1 e 2.5.2, o processo utilizado na determinação/quantificação das incertezas das grandezas directamente medidas pelos vários equipamentos, nomeadamente a velocidade e a viscosidade.

Na subsecção 2.5.3, efectuar-se-á a avaliação das incertezas associadas aos principais grupos adimensionais utilizados na apresentação dos dados experimentais, como sejam os números de Reynolds (Re), e de Strouhal (St).

De acordo com vários autores, (Coleman e Steele, 1989, Holman, 1994), um resultado experimental, r , é no geral uma função de j variáveis X_i ,

$$r = r(X_1, X_2, \dots, X_j) \quad (2-9)$$

A incerteza no resultado, U_r , para uma análise geral, é dada por:

$$U_r = \left[\sum_{i=1}^J \left(\frac{\partial_r}{\partial X_i} U_{X_i} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2-10)$$

onde U_{X_i} são as incertezas na medição das variáveis X_i . Considerando a análise detalhada de incertezas, proposta por Coleman e Steele (1989) pág. 75-119, discriminam-se as duas componentes da incerteza, uma associada ao erro fixo, ou sistemático, e outra ao erro aleatório. A incerteza global de um resultado, U_r , será dada neste último caso pela equação $U_r = (Br^2 + Pr^2)^{\frac{1}{2}}$ onde Br e Pr são estimativas, com intervalos de confiança de 95%, dos limites para os erros fixo e de precisão respectivamente, e que são calculados do seguinte modo:

$$P_r = \left[\sum_{i=1}^J \left(\frac{\partial r}{\partial X_i} P_{X_i} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2-11)$$

$$B_r = \left\{ \sum_{i=1}^J \left[\left(\frac{\partial r}{\partial X_i} B_{X_i} \right)^2 + \sum_{k=1}^J \frac{\partial r}{\partial X_i} \frac{\partial r}{\partial X_k} \rho_{ik} B_{X_i} B_{X_k} (1 - \delta_{ik}) \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2-12)$$

onde o delta de Kronecker é,

$$\delta_{ik} = \begin{cases} 1 & i = k \\ 0 & i \neq k \end{cases} \quad (2-13)$$

e o coeficiente de correlação entre os erros fixos das variáveis X_i e X_k é $\rho_{ik} = \rho_{ki}$. As derivadas relativas constituem os coeficientes de sensibilidade.

A segunda parcela dentro da raiz quadrada na Equação (2-12) é diferente de zero nos casos onde os erros fixos da medição de variáveis distintas não são independentes entre si, por exemplo quando duas variáveis são medidas com o mesmo transdutor.

Os erros fixos e aleatórios de cada uma das J variáveis são normalmente influenciados por um conjunto M de erros elementares significativos que são estimados no início da análise. Os erros fixo e de precisão da variável J , por exemplo, são calculados com base nos erros elementares respectivos do seguinte modo:

$$B_{x_j} = \left[(B_{X_j})_1^2 + (B_{X_j})_2^2 + \dots + (B_{X_j})_M^2 \right] \quad (2-14)$$

$$P_{x_j} = \left[(P_{X_j})_1^2 + (P_{X_j})_2^2 + \dots + (P_{X_j})_M^2 \right] \quad (2-15)$$

2.5.1 INCERTEZAS ASSOCIADAS ÀS MEDIÇÕES DE VELOCIDADES E DE POSICIONAMENTO DO LASER

Dada a morosidade e complexidade dos cálculos inerentes às incertezas associadas à utilização do LDA nas medições realizadas, optou-se por utilizar sempre que possível as correlações obtidas por Coelho (2000), uma vez que o equipamento e a instalação que este autor utilizou foram os mesmos do presente trabalho.

Aplicando à Equação (2-5), a expressão de análise geral de incertezas, Equação (2-10), este autor calculou a incerteza relativa da velocidade da partícula, U_{VP}/V_P , para uma única leitura, em função do número de ciclos utilizados no processamento do sinal (N), e do valor do deslocamento de frequência (f_{sh}) Figura 2–9. As incertezas elementares que utilizou para as várias variáveis constam da Tabela 2–2, sendo as velocidades que foram escolhidas na sua análise a máxima e mínima com que trabalhou, respectivamente 2 e 0,052 m/s, mais uma intermédia de 1 m/s, sendo as duas últimas aproximadamente os valores extremos do trabalho em curso.

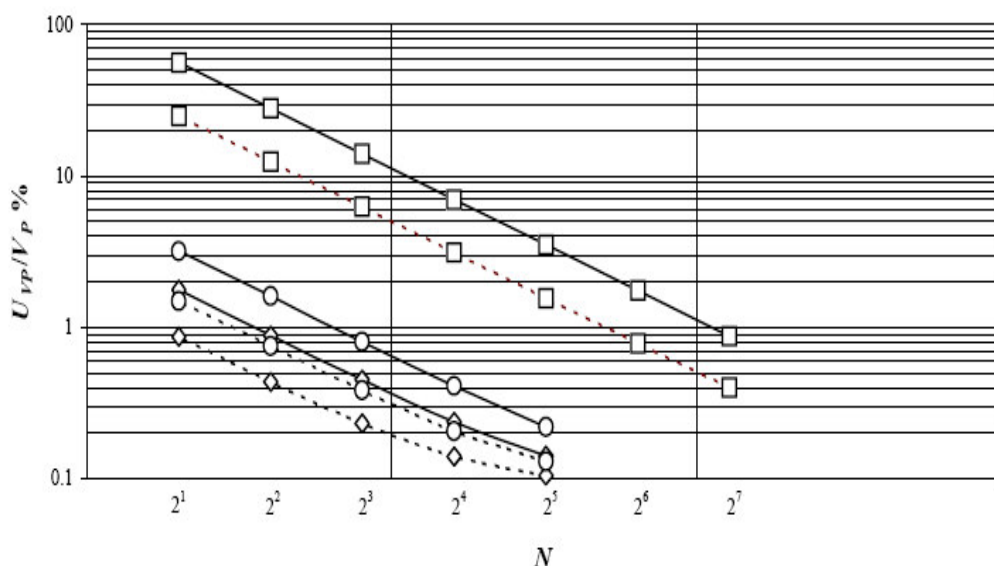


Figura 2-9 Incerteza relativa da velocidade de uma partícula em função do número de ciclos. ($\diamond$) $V_p = 2$ m/s; ($\circ$) $V_p = 1$ m/s; ($\square$) $V_p = 0,052$ m/s, — $f_{sh} = 3$ MHz, ---- $f_{sh} = 2$ MHz. (extraído de Coelho, 2000).

Tabela 2-2 Incertezas utilizadas no cálculo de U_{vp}/V_p

U_λ	U_T	$U_{f_{sh}}$	U_ϕ
$\pm 0,5$ nm	± 1 ns	± 1 Hz	$\pm 0,005^\circ$

No caso de se pretender a incerteza do valor médio da velocidade, U_v , de uma amostra com n leituras, a expressão a utilizar seria

$$U_v = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^n U_{vp_i}^2}}{n} \quad (2-16)$$

onde U_{vp} é a incerteza de cada leitura, calculada de maneira idêntica à que deu origem à Figura 2–9.

Como se pode comprovar através desta figura, é importante usar o maior número de ciclos possível, bem como deslocamentos de frequência pequenos, para assim se reduzir a incerteza na medição da velocidade de uma partícula. Na prática, os valores médios de velocidade foram obtidos com amostras contendo entre 2000 a 3000 medições pelo que a incerteza do valor médio é substancialmente inferior à de uma única medição. Assim, medindo n vezes a mesma velocidade V_p a incerteza do valor médio das n medições será igual a $U_{vp}/(V_p \sqrt{n})$, o que para $n = 2000$ dá origem a uma incerteza máxima no valor médio de $\pm 0.08\%$ quando $N = 2^5$, $f_{sh} = 3$ MHz e $V_p = 0,052$ m/s que é a situação mais desfavorável, em termos de erro com que se trabalhou, atendendo ao critério de selecção do valor de N já referido em 2.3.1.

A Equação (2-6) e a análise de incerteza realizada, mostra que o aumento da incerteza da velocidade da partícula com a diminuição do número de ciclos ou com o

aumento do deslocamento de frequência, está relacionado com a diminuição do tempo T . O peso dessa contribuição nunca é inferior a 50%, aumentando rapidamente com a diminuição do número de ciclos utilizados e é para as velocidades mais baixas que a influência da incerteza de T é maior. Para além desta incerteza, classificada na literatura como sendo de ordem zero pois é exclusivamente inerente aos equipamentos (admitiu-se que o escoamento não apresentava flutuações ao longo do tempo), foram determinadas ainda mais duas contribuições. A primeira contribuição contabiliza a incerteza estatística da velocidade (também chamada de precisão), P_v , uma vez que num dado ponto a velocidade varia ao longo do tempo. A segunda contribuição tem um carácter de erro fixo ou sistemático, e será designado por $B_{V\text{média}}$, contabilizando o facto de se ter admitido que a velocidade média do escoamento, calculada por integração de um perfil de velocidade a montante do cilindro, podia ser substituída por apenas uma medição de velocidade no ponto de coordenadas $(-3 \cdot D, -2 \cdot D)$ após esta ter sido corrigida de forma a minimizar o erro.

No presente trabalho, optou-se por considerar um valor de incerteza relativa da precisão, P_v , na velocidade igual a 1,52%, valor máximo determinado por Coelho (2000), por recolha de um mínimo de 16 amostras de 2000 leituras cada e supondo que a velocidade média das amostras seguia uma distribuição t de Student, estimou o intervalo onde, com 95% de confiança, era provável encontrar o valor médio da velocidade.

O limite de erro sistemático da velocidade média, $B_{V\text{média}}$, foi estimado com base na diferença entre a velocidade no ponto de referência após correcção e o valor obtido por integração do perfil de velocidades, em cada um dos intervalos de velocidade em estudo. Na Tabela 2-3 apresenta-se a $B_{V\text{média}}$ relativa aos dois diâmetros de cilindro, assim como a incerteza global na medição da velocidade, U_v , dada pela expressão

$$U_v = \sqrt{B_{V\text{média}}^2 + P_v^2}.$$

Tabela 2-3 Valores do erro fixo relativo à medição da velocidade média

	[0,01- 0,06] m/s	[0,06-0,3] m/s	[0,3 – 1,4] m/s
$B_{V\text{média}} (D= 10 \text{ mm})$	0,61 %	0,38 %	0,15 %
$B_{V\text{média}} (D= 20 \text{ mm})$	1,44 %	0,20 %	0,11 %
$U_V (D = 10 \text{ mm})$	1,64 %	1,57 %	1,53 %
$U_V (D = 20 \text{ mm})$	2,09 %	1,53 %	1,52 %

Através dos resultados aqui exibidos é manifesto que a incerteza de ordem zero de 0,08% inerente ao anemómetro laser é desprezável face às restantes parcelas que contribuem para a incerteza total.

A incerteza global associada ao posicionamento relativo do volume de controlo do sistema laser, local onde se realizavam as medições de velocidade, era de $\pm 10 \mu\text{m}$ no plano horizontal (coincidente com o eixo do cilindro e a direcção do escoamento) e de $\pm 5 \mu\text{m}$ na direcção vertical.

Por seu lado, a incerteza sistemática inerente ao posicionamento absoluto relativamente ao eixo do cilindro do volume de controlo do laser, foi estimada em $\pm 0,5 \text{ mm}$ para cada uma das três direcções x , y , e z .

2.5.2 INCERTEZAS ASSOCIADAS ÀS MEDIÇÕES DE VISCOSIDADE E TEMPERATURA

Relativamente à avaliação da incerteza relativa à viscosidade, poder-se-ão considerar essencialmente três componentes: a incerteza devida à medição da viscosidade propriamente dita, a incerteza na viscosidade em virtude da incerteza na temperatura e a incerteza sistemática inerente à degradação do polímero. A primeira componente segundo Escudier *et al.* (1998), é condicionada maioritariamente pela medição do binário do reómetro em causa. Esta incerteza varia com a taxa de deformação, tendo o valor de 0,36% para a taxa de deformação igual a 3300 s^{-1} , de 6,2% para 10 s^{-1} , indo até 56,6% para $0,73 \text{ s}^{-1}$. Todavia, segundo Coelho (2000), as curvas resultantes do modelo ajustado aos dados experimentais da viscosidade, e que efectivamente foram as utilizadas na prática, apresentam incertezas significativamente inferiores. Essas curvas basearam-se no modelo de Carreau-Yasuda e foram posteriormente utilizadas na determinação da viscosidade em função da taxa de deformação.

Para valores da incerteza da viscosidade, obtida por utilização do modelo de Carreau-Yasuda, optou-se por considerar os valores máximos determinados por Coelho (2000) e patentes na Tabela 2-4 ($B_{\mu_{C-Y}}/\mu_{C-Y}$) para as taxas de deformação de 0, 1, 3, 10, 50, 100, 400, 10^3 , 4×10^3 e 10^4 s^{-1} . Estes valores foram obtidos assumindo que apenas a incerteza inerente à medição da viscosidade é significativa e que por sua vez esta é exclusivamente devida à medição do binário, i.e., não se considerou, por exemplo, os erros inerentes à determinação da taxa de deformação.

Tabela 2-4 Incerteza na viscosidade (valores máximos), ao utilizar para o efeito o modelo Carreau-Yasuda, em função da taxa de deformação.

$\dot{\gamma} [\text{s}^{-1}]$	0	1	3	10	50	100	400	10^3	4×10^3	10^4
$B_{\mu_{C-Y}}/\mu_{C-Y}$	16,6%	12,0%	7,4%	4,8%	1,3%	0,9%	1,8%	0,9%	2,7%	6,0%

A incerteza global, essencialmente sistemática, associada à medição da temperatura do fluido dentro do túnel de água era de $\pm 0,8^\circ\text{C}$, e o impacto na precisão da viscosidade, P_μ , foi avaliada segundo a expressão $P_\mu = \frac{\partial \mu}{\partial T} \times U_T$.

A incerteza de carácter sistemático da viscosidade, associada à degradação do polímero, B_μ , foi tomada para as soluções poliméricas como estando compreendida entre $0,1 < B_\mu < 20\%$, isto é, é uma incerteza assimétrica (consultar subsecção 3.3.1), pois com a degradação a viscosidade só pode diminuir.

2.5.3 INCERTEZAS INERENTES ÀS VARIÁVEIS ADIMENSIONAIS

Aqui apresentam-se as incertezas global (U), sistemática (B) e aleatória (P) associadas aos grupos adimensionais mais relevantes neste trabalho que são, o número de Strouhal, St e o número de Reynolds, Re^* .

Na análise de incertezas dos números de Reynolds e de Strouhal, embora os valores da incerteza propriamente ditos sejam tendencialmente maiores para valores mais baixos da variável independente (Re^*), procurou-se percorrer a totalidade da gama utilizada, com o objectivo de se obter uma perspectiva geral do comportamento.

Cada componente das incertezas relativas à determinação dos números de Strouhal (U_{St} , B_{St} , P_{St}) e de Reynolds (U_{Re^*} , B_{Re^*} , P_{Re^*}) estão patentes na Tabela 2–5 para o escoamento em torno do cilindro de 10 mm de diâmetro, e na Tabela 2–6, para o cilindro com 20 mm de diâmetro.

A incerteza aleatória inerente à frequência de ejeção de vórtices, P_f , foi estimada como sendo igual a metade do intervalo com que o programa de implementação da transformada de Fourier apresentava as frequências na distribuição espectral de potência.

Os valores da incerteza da velocidade utilizados no cálculo de U_{St} e U_{Re^*} foram já apresentados anteriormente Tabela 2–3. Para o diâmetro do cilindro e massa volúmica só se considerou existir erros sistemáticos que foram estimados em $B_D = 0,2\%$ e $B_\rho = 0,1\%$ respectivamente. Os valores de P_{St} , P_{Re^*} , B_{St} e B_{Re^*} , foram calculados por intermédio das Equações (2–11) e (2–12).

Da análise das Tabelas 2–5 e 2-6, imediatamente ressaltam os valores de incerteza relativos ao número de Reynolds, onde o erro fixo associado à viscosidade é bastante elevado (entre 1,7 e -20%) e assimétrico, em virtude da degradação de polímero afectar a viscosidade do fluido tendencialmente no sentido de a diminuir. Embora não tenha sido efectuado este tipo de ensaio para todos os fluidos com o objectivo de avaliar a dependência de degradação do fluido da sua concentração em polímero, pode-se inferir que esse efeito é menor para as soluções menos concentradas. Os valores aqui apresentados são valores extremos.

De resto, é notório que as incertezas são essencialmente de carácter aleatório e no geral apresentam valores aceitáveis.

A incerteza do número de Strouhal está, para ambos os cilindros, compreendida entre $5,3\% > U_{St} > 1,8\%$, valor médio 3,5%, enquanto P_f está na gama $5,3\% > P_f > 0,9\%$, para o cilindro de 10 mm e de $5,0\% > P_f > 0,8\%$, para o cilindro de 20 mm.

No que concerne à incerteza global do número de Reynolds usado para representar o número de Strouhal, U_{Re^*} , verifica-se que esta também aumenta com a diminuição da velocidade e é sobretudo devida à incerteza na viscosidade, embora o efeito da incerteza da velocidade não seja totalmente desprezável.

Tabela 2-5 Incerteza relativa global do St e Re^* e respectivos componentes, para o cilindro de $D=10$ mm.

<i>Fluido</i>	Re^*	St	P_f %	B_U %	P_μ %	B_μ %	B_{St} %	P_{St} %	U_{St} %	B_{Re^*} %	P_{Re^*} %	U_{Re^*} %
Água	6220	0,205	0,9	0,2	≈ 0	≈ 0	0,3	1,8	1,8	0,3	1,5	1,5
	1701	0,213	1,4	0,4	≈ 0	≈ 0	0,4	2,0	2,1	0,4	1,5	1,6
	843	0,184	1,7	0,4	≈ 0	≈ 0	0,4	2,3	2,3	0,4	1,5	1,6
	285	0,178	2,7	0,6	≈ 0	≈ 0	0,6	3,1	3,2	0,6	1,5	1,7
	156	0,163	4,5	0,6	≈ 0	≈ 0	0,6	4,8	4,8	0,6	1,5	1,7
0,005% PAA	6231	0,216	1,4	0,2	$1,8 \times 10^{-4}$	0,4/-20	0,3	2,0	2,1	-0,5/+20	1,6	-1,6/+20,1
	2331	0,211	1,4	0,2	$1,9 \times 10^{-4}$	0,8/-20	0,3	2,0	2,1	-0,8/+20	1,7	-1,7/+20,1
	297	0,181	1,4	0,4	$2,4 \times 10^{-4}$	4,3/-20	0,4	2,0	2,1	-4,3/+20	4,6	-4,6/+20,1
	65	0,126	1,4	0,6	$2,6 \times 10^{-4}$	6,7/-20	0,6	2,0	2,1	-6,7/+20	6,9	-6,9/+20,1
0,01% PAA	5233	0,208	1,5	0,2	$2,5 \times 10^{-4}$	0,4/-20	0,3	2,1	2,2	-0,5/+20	1,6	-1,6/+20,1
	2948	0,208	1,5	0,2	$2,3 \times 10^{-4}$	0,7/-20	0,3	2,1	2,2	-0,8/+20	1,7	-1,7/+20,1
	446	0,185	1,5	0,4	$2,4 \times 10^{-4}$	3,2/-20	0,4	2,1	2,2	-3,2/+20	3,5	-3,5/+20,1
	65	0,121	1,5	0,6	$2,8 \times 10^{-4}$	6,7/-20	0,6	2,1	2,2	-6,7/+20	6,9	-6,9/+20,1
0,02% PAA	3230	0,188	1,5	0,2	$3,0 \times 10^{-4}$	0,6/-20	0,3	2,1	2,2	-0,7/+20	1,6	-1,6/+20,1
	670	0,164	1,5	0,2	$3,3 \times 10^{-4}$	2,6/-20	0,3	2,1	2,2	-2,6/+20	3,0	-3,0/+20,1
	125	0,156	1,5	0,4	$5,3 \times 10^{-4}$	4,8/-20	0,4	2,1	2,2	-4,8/+20	5,0	-5,1/+20,1
	65	0,137	1,5	0,6	$6,9 \times 10^{-4}$	6,7/-20	0,6	2,1	2,2	-6,7/+20	6,9	-6,9/+20,1
0,03% PAA	2161	0,197	1,5	0,2	$5,9 \times 10^{-4}$	0,9/-20	0,3	2,1	2,2	-0,9/+20	1,8	-1,8/+20,1
	759	0,164	1,9	0,2	$5,8 \times 10^{-4}$	2,6/-20	0,3	2,4	2,4	-2,6/+20	3,0	-3,0/+20,1
	172	0,154	2,5	0,4	$6,1 \times 10^{-4}$	4,7/-20	0,4	2,9	3,0	-4,7/+20	4,9	-4,9/+20,1
	64	0,149	5,0	0,4	$7,7 \times 10^{-4}$	6,7/-20	0,4	5,2	5,3	-6,7/+20	6,9	-6,9/+20,1

Relativamente aos fluidos não-Newtonianos, verificou-se para o cilindro com 10 mm de diâmetro que U_{Re^*} tem como limites mínimo e máximo U_{Re^*} e $U_{Re^*}^+$, estando o limite mínimo, U_{Re^*} , compreendido entre $6,9\% > U_{Re^*} > 1,6\%$ (valor médio 4,2%), e o valor máximo $U_{Re^*}^+ = 20,1\%$.

Para as soluções ensaiadas com o cilindro de 20 mm de diâmetro U_{Re^*} está compreendida entre $6,2\% > U_{Re^*} > 1,7\%$, (valor médio 4,0%), e $U_{Re^*}^+ = 20,1\%$.

Para fluidos Newtonianos a incerteza dos números de Reynolds é significativamente menor, uma vez que, neste caso, não existe degradação das moléculas. Assim, ela depende basicamente da incerteza de carácter aleatório da velocidade, P_v , conforme se pode observar através da análise dos dados tabelados, para o cilindro de 10 mm, a incerteza do número de Strouhal, $U_{St} = 2,8\%$ e $U_{Re} = 1,6\%$; enquanto para o cilindro de 20 mm, $U_{St} = 3,2\%$ e $U_{Re} = 1,8\%$.

Tabela 2-6 Incerteza relativa global do St e Re^* e respectivos componentes, para o cilindro de $D=20$ mm.

Fluido	Re^*	St	P_f %	B_U %	P_μ %	B_μ %	B_{St} %	P_{St} %	U_{St} %	B_{Re^*} %	P_{Re^*} %	U_{Re^*} %
Água	23954	0,203	1,5	0,6	$\cong 0$	$\cong 0$	0,6	2,1	2,2	0,6	1,5	1,7
	10165	0,204	2,5	0,7	$\cong 0$	$\cong 0$	0,7	2,9	3,0	0,7	1,5	1,7
	1512	0,206	1,9	0,8	$\cong 0$	$\cong 0$	0,8	2,4	2,6	0,8	1,5	1,8
	628	0,164	3,8	0,9	$\cong 0$	$\cong 0$	0,9	4,1	4,2	0,9	1,5	1,8
	302	0,146	3,8	0,9	$\cong 0$	$\cong 0$	1,0	4,1	4,2	1,0	1,5	1,8
0,005% PAA	17943	0,204	2,5	0,6	$1,5 \times 10^{-4}$	0,1/-20	0,6	2,9	3,0	-0,7/+20	1,5	-1,7/+20,1
	10875	0,206	2,5	0,7	$1,5 \times 10^{-4}$	0,2/-20	0,7	2,9	3,0	-0,7/+20	1,5	-1,7/+20,1
	7296	0,209	2,5	0,7	$1,5 \times 10^{-4}$	0,3/-20	0,7	2,9	3,0	-0,8/+20	1,5	-1,7/+20,1
	1603	0,198	3,0	0,8	$2,3 \times 10^{-4}$	1,4/-20	0,8	3,4	3,5	-1,6/+20	1,5	-2,2/+20,1
	121	0,156	3,8	1,0	$2,7 \times 10^{-4}$	5,7/-20	1,0	4,1	4,2	-5,8/+20	1,5	-6,0/+20,1
0,01% PAA	13732	0,205	1,3	0,6	$1,7 \times 10^{-4}$	0,1/-20	0,6	2,0	2,1	-0,7/+20	1,5	-1,7/+20,1
	7707	0,216	1,3	0,7	$1,7 \times 10^{-4}$	0,3/-20	0,7	2,0	2,1	-0,8/+20	1,5	-1,7/+20,1
	3418	0,221	1,7	0,7	$1,8 \times 10^{-4}$	0,7/-20	0,7	2,3	2,4	-1,0/+20	1,5	-1,8/+20,1
	766	0,194	1,7	0,8	$2,1 \times 10^{-4}$	2,5/-20	0,8	2,3	2,4	-2,6/+20	1,5	-3,1/+20,2
	160	0,145	5,0	1,0	$3,1 \times 10^{-4}$	4,8/-20	1,0	5,2	5,3	-4,9/+20	1,5	-5,1/+20,1
0,02% PAA	7501	0,219	1,3	0,6	$2,7 \times 10^{-4}$	0,3/-20	0,6	2,0	2,1	-0,7/+20	1,5	-1,7/+20,1
	2668	0,206	2,5	0,7	$3,5 \times 10^{-4}$	0,8/-20	0,7	2,9	3,0	-1,1/+20	1,5	-1,9/+20,1
	2440	0,206	2,5	0,7	$3,6 \times 10^{-4}$	0,9/-20	0,7	2,9	3,0	-1,1/+20	1,5	-1,9/+20,1
	583	0,192	2,5	0,8	$5,5 \times 10^{-4}$	2,6/-20	0,8	2,9	3,0	-2,7/+20	1,5	-3,1/+20,1
	137	0,151	5,0	0,8	$1,1 \times 10^{-4}$	5,0/-20	0,8	5,2	5,3	-5,1/+20	1,5	-5,3/+20,1
0,03% PAA	4016	0,197	0,8	0,6	$5,1 \times 10^{-4}$	0,5/-20	0,6	1,7	1,8	-0,8/+20	1,5	-1,7/+20,1
	2049	0,198	0,8	0,7	$5,2 \times 10^{-4}$	0,9/-20	0,7	1,7	1,8	-1,1/+20	1,5	-1,9/+20,1
	808	0,183	1,5	0,7	$5,8 \times 10^{-4}$	2,4/-20	0,7	2,1	2,3	-2,5/+20	1,5	-2,9/+20,1
	253	0,184	3,0	0,8	$8,0 \times 10^{-4}$	4,4/-20	0,8	3,4	3,5	-4,5/+20	1,5	-4,7/+20,1
	95	0,112	5,0	0,8	$1,3 \times 10^{-3}$	5,9/-20	0,8	5,2	5,3	-6,0/+20	1,5	-6,2/+20,1

CAPÍTULO 3

CARACTERIZAÇÃO REOLÓGICA DOS FLUIDOS

3.1 INTRODUÇÃO

O polímero utilizado neste trabalho - a poliacrilamida, sigla PAA, referência Separan AN-934 SH - é um polímero aniônico de elevado peso molecular, que tem como algumas das possíveis aplicações, a co-polimerização para a produção de géis, a utilização no tratamento primário de águas residuais como agente floculante dos sólidos suspensos, *etc.*

Sabendo que qualquer escoamento envolve o deslocamento relativo das macromoléculas, a viscosidade será uma das propriedades mais importantes a considerar no estudo de escoamentos de soluções não-Newtonianas. Foi então realizada, a caracterização reológica dos fluidos de trabalho, efectuando-se primeiramente ensaios de medição da viscosidade viscométrica a duas temperaturas de operação, 15 e 25°C. Definiu-se assim, o comportamento da cada solução quando submetida à acção de uma força ou sistema de forças, levando em consideração factores como a respectiva concentração, presença de aditivos e a marcada influência da temperatura de trabalho.

Como consequência da aplicação de uma força, a deformação que ocorre no material pode ser recuperável ou irrecurável. A deformação recuperável ou elástica é independente do tempo, isto é, manifesta-se instantaneamente com a aplicação da força e desaparece rapidamente com a remoção da mesma. A deformação irrecurável, viscosa ou plástica, desenvolve-se continuamente sob ação da força aplicada, a sua relaxação não determina o retorno do corpo ao estado não-deformado. Para aferir das propriedades elásticas das soluções poliméricas em estudo, foram então realizados ensaios oscilatórios de corte.

Neste capítulo, faz-se a apresentação dos resultados decorrentes dos ensaios reológicos realizados no âmbito deste trabalho. Na secção 3.2, descreve-se a metodologia associada à preparação das soluções. Na secção 3.3, apresentam-se os resultados decorrentes dos ensaios de viscosidade viscométrica, incluindo na subsecção 3.3.1, o ensaio realizado tendo em vista constatar o efeito da degradação por acção mecânica na viscosidade das soluções em estudo. Na secção 3.4, mostram-se os resultados dos ensaios oscilatórios, apresentando-se adicionalmente os cálculos efectuados tendo em vista a determinação do tempo de relaxação de cada solução ensaiada.

3.2 PREPARAÇÃO DAS SOLUÇÕES A ENSAIAR

As soluções de moléculas orgânicas, como as soluções de poliacrilamida utilizadas neste trabalho, são biodegradáveis, propiciando o desenvolvimento de bactérias, e consequente alteração das suas características reológicas e dinâmicas.

Shaver e Merrill (1959), foram os primeiros a sugerir a adição de um ácido biológico para minimizar esse efeito - no caso presente, o Kathon LXE - o que de acordo com Walters (1980), implica que a caracterização reológica tenha que ser realizada com o aditivo.

Foram então preparadas amostras de 1 kg das soluções a ensaiar – 0,005; 0,01; 0,02; 0,03 % em PAA - dissolvendo-se o polímero em água da rede de abastecimento do Porto, onde fora acrescentado o ácido biológico Kathon LXE 1,5% da Rohm e Haas na

concentração de 0,02% em peso. As soluções foram posteriormente agitadas mecanicamente durante aproximadamente 2 horas, realizando-se a caracterização reológica após um período de repouso mínimo também de 2 horas, conservando-se a amostra no frigorífico. Avaliou-se então a correspondente viscosidade viscométrica destas soluções, em dois reómetros rotacionais com diferentes geometrias incorporadas - cilindros concêntricos e de cone e placa - ambos com sistemas termostáticos com controle de temperatura. O recurso ao reómetro da PHYSICA, de qualidade inferior ao da TA, ficou a dever-se à necessidade de se obterem valores de viscosidade a taxas de deformação mais elevadas que aquelas facultadas pelo sistema de medição utilizado pelo reómetro da TA. Nos ensaios oscilatórios de corte, para ser possível obter valores coerentes dos módulos de dissipação (G'') e de elasticidade (G') e de consequentemente estimar o tempo de relaxação, λ_e , utilizaram-se soluções mais concentradas - 1; 1,5, 2 e 2,5% de PAA. Estes ensaios foram apenas realizados na geometria de cilindros concêntricos.

3.3 DETERMINAÇÃO DA VISCOSIDADE VISCOMÉTRICA

Sendo a viscosidade fortemente influenciada pela variação da temperatura, é necessário um controlo apertado desta variável. Contudo, como não foi possível a manutenção de um valor constante de temperatura no túnel de água afim de aproveitar ao máximo o tempo de vida útil das moléculas de polímero, efectuaram-se as medições da viscosidade viscométrica a duas temperaturas - 15 e 25°C - aproximadamente a gama de temperaturas a que foi realizado o estudo do escoamento propriamente dito, efectuando-se posteriormente interpolações lineares para as temperaturas intermédias.

Realizou-se um ajuste dos resultados experimentais obtidos aos modelos reológicos de Carreau-Yasuda e de lei de potência, descritos, respectivamente, pelas equações 3-1 e 3-2 :

$$\mu = \mu_{\infty} + (\mu_0 - \mu_{\infty}) \left[1 + \left(\lambda \dot{\gamma} \right)^a \right]^{\frac{n-1}{a}} \quad (3-1)$$

onde, μ_{∞} e μ_0 , são respectivamente, a viscosidade a uma taxa de deformação teoricamente infinita e a viscosidade a uma taxa de deformação nula; λ , é uma constante de tempo cujo inverso define o valor da taxa de deformação que separa as regiões de viscosidade constante e viscosidade variável; n , é um expoente cujo afastamento de 1 é proporcional ao nível de pseudoplasticidade e a , é o parâmetro proposto por Yasuda que quando toma o valor 2 dá origem ao modelo de Carreau.

Há semelhança do trabalho concretizado por Coelho (2000), o ajuste dos parâmetros de cada um dos modelos foi realizado pelo programa *Solver* - incluído na folha de cálculo *Excel* da *Microsoft* - utilizando como critério a minimização do erro quadrado. O valor dos parâmetros obtidos e das gamas de taxa de deformação aplicadas, encontram-se nas Tabelas 3-1 a 3-3.

Tabela 3-1 Parâmetros do modelo de Carreau-Yasuda ($T= 15^{\circ}\text{C}$)

[C] _{PAA}	μ_0 [Pa.s]	μ_{∞} [Pa.s]	λ [s]	a	n	$\dot{\gamma}$ [s ⁻¹]
0,005%	$2,60 \times 10^{-3}$	$9,67 \times 10^{-4}$	0,592	1,384	0,799	[2 - 1526]
0,01%	$4,56 \times 10^{-3}$	$1,00 \times 10^{-3}$	1,467	0,816	0,787	[2 - 1526]
0,02%	$2,10 \times 10^{-2}$	$1,90 \times 10^{-3}$	0,647	0,378	0,438	[1- 1615]
0,03%	$2,25 \times 10^{-2}$	$2,00 \times 10^{-3}$	1,736	1,178	0,607	[0,5 - 1479]

Tabela 3-2 Parâmetros do modelo de Carreau-Yasuda ($T= 25^{\circ}\text{C}$)

$[C]_{\text{PAA}}$	μ_0 [Pa.s]	μ_{∞} [Pa.s]	λ [s]	a	n	$\dot{\gamma}$ [s^{-1}]
0,005%	$2,13 \times 10^{-3}$	$1,00 \times 10^{-3}$	0,220	0,542	0,619	[2 - 2010]
0,01%	$4,26 \times 10^{-3}$	$1,20 \times 10^{-3}$	0,031	0,374	0,297	[4 - 1150]
0,02%	$9,32 \times 10^{-3}$	$1,67 \times 10^{-3}$	0,027	0,463	0,001	[1,5 - 1462]
0,03%	$1,28 \times 10^{-2}$	$1,91 \times 10^{-3}$	0,317	1,156	0,458	[0,6 - 1762]

A expressão descritiva da lei da potência é dada por:

$$\mu = K \dot{\gamma}^{n-1} \quad (3-2)$$

onde K é o índice de consistência e n é o índice de potência.

Tabela 3-3 Parâmetros do modelo lei de potência ($T= 15$ e 25°C)

$[C]_{\text{PAA}}$	0,005%		0,01%		0,02%		0,03%	
	15 °C	25°C	15 °C	25°C	15 °C	25°C	15 °C	25°C
K [Pa.s ⁿ]	0,0025	0,0019	0,0046	0,0032	0,0096	0,0076	0,0172	0,0153
n	0,918	0,922	0,869	0,872	0,766	0,779	0,709	0,658
$\dot{\gamma}$ [s^{-1}]	[9-130]	[3-270]	[12-170]	[10-380]	[2-50]	[2-210]	[5-157]	[4-110]

Nas Figuras 3-1 a 3-4, comparam-se as curvas de viscosidade obtidas para as diversas soluções ensaiadas, contendo 0,005%; 0,01; 0,02 e 0,03% em PAA, com o respectivo ajuste aos modelos de Carreau-Yasuda e lei de potência, para as temperaturas de 15 e 25°C .

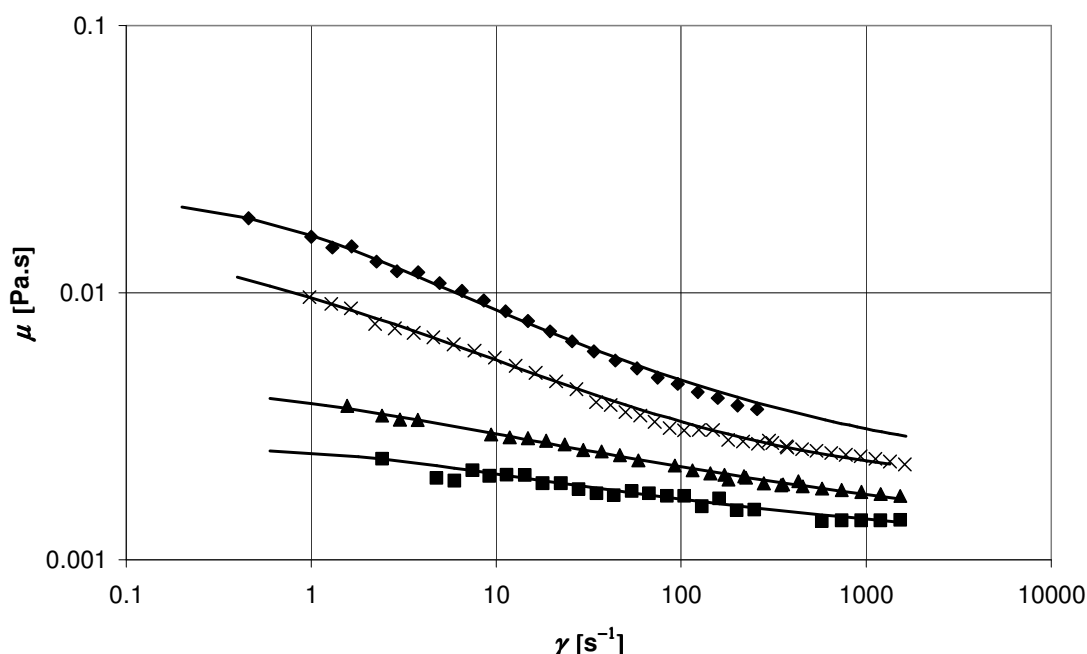


Figura 3-1 Dados experimentais da viscosidade viscométrica para as soluções de PAA e respectivas curvas de ajuste, à $T= 15^{\circ}\text{C}$: Comparação com as curvas obtidas pelo modelo de Carreau-Yasuda (linha contínua). (■) 0,005%PAA; (▲) 0,01% PAA; (×) 0,02% PAA; (◆) 0,03% PAA.

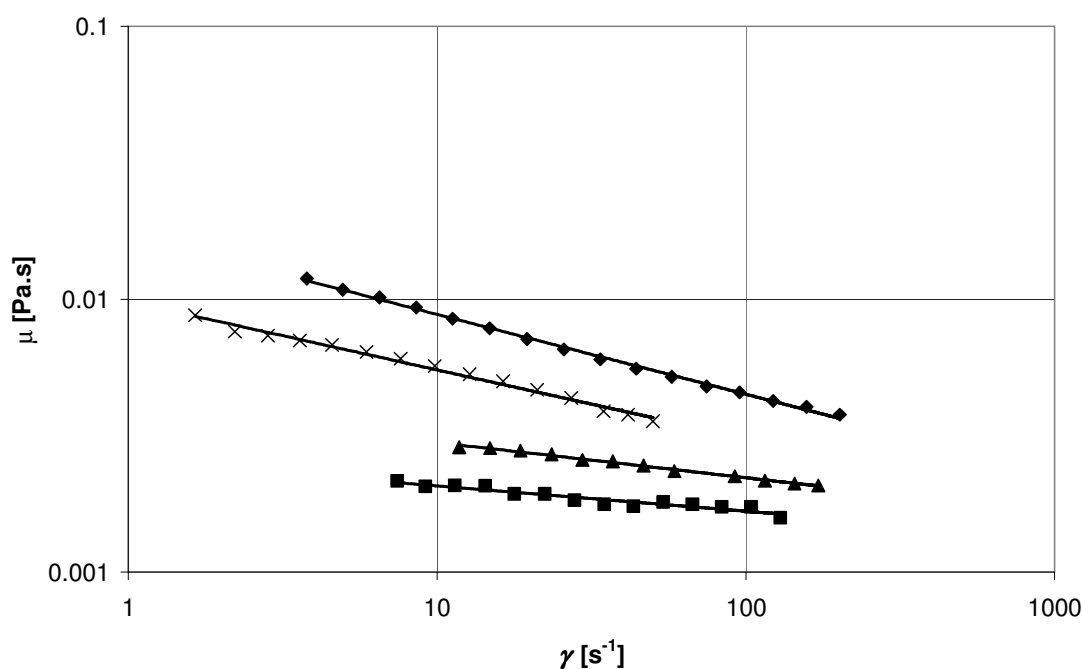


Figura 3-2 Dados experimentais da viscosidade viscométrica para as soluções de PAA e respectivas curvas de ajuste, à $T=15^{\circ}\text{C}$: Comparação com as curvas obtidas pelo modelo de lei da potência (linha contínua). (■) 0,005%PAA; (▲) 0,01% PAA; (×) 0,02% PAA; (◆) 0,03% PAA.

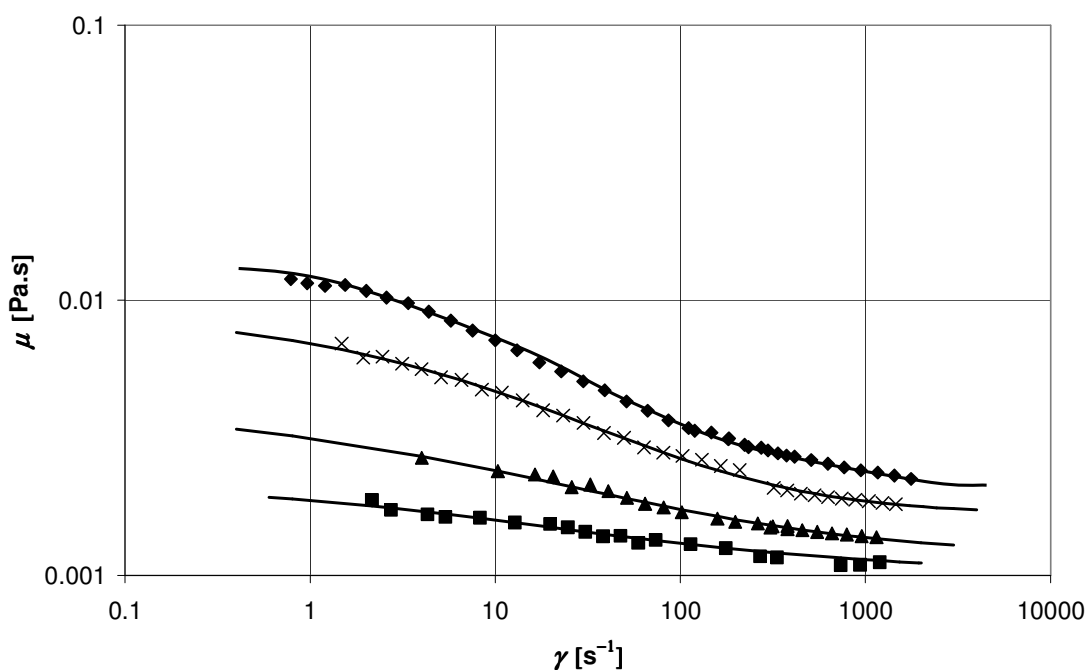


Figura 3-3 Dados experimentais da viscosidade viscométrica para as soluções de PAA e respectivas curvas de ajuste, à $T=25^{\circ}\text{C}$: Comparação com as curvas obtidas pelo modelo de Carreau-Yasuda (linha contínua). (■) 0,005%PAA; (▲) 0,01% PAA; (×) 0,02% PAA; (◆) 0,03% PAA.

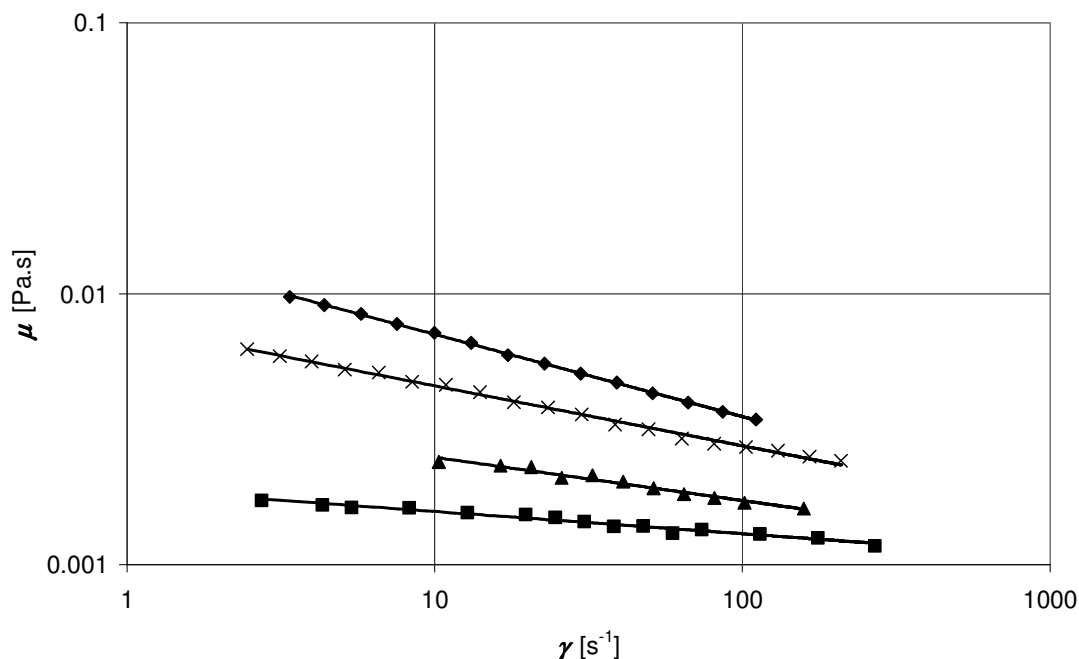


Figura 3-4 Dados experimentais da viscosidade viscométrica para as soluções de PAA e respectivas curvas de ajuste, à $T=25^{\circ}\text{C}$: Comparação com as curvas obtidas pelo modelo de lei da potência (linha contínua). (■) 0,005%PAA; (▲) 0,01% PAA; (×) 0,02% PAA; (◆) 0,03% PAA.

É possível constatar nas Figuras 3-1 e 3-2, que as soluções em estudo, realçando particularmente as soluções mais concentradas, têm um comportamento definitivamente não-Newtoniano: a sua viscosidade tem variações de ordens de grandeza à medida que varia igualmente a taxa de deformação imposta.

Como seria de esperar, para a temperatura de 25°C obtiveram-se valores de viscosidade inferiores aos obtidos para a temperatura de 15°C , e para ambas, a viscosidade aumenta com a concentração do polímero, diminuindo com o incremento da taxa de deformação, demonstrando efectivamente um comportamento pseudoplástico.

3.3.1 DEGRADAÇÃO DO POLÍMERO POR DEFORMAÇÃO DE ORIGEM MECÂNICA

Há semelhança do que foi descrito em trabalhos anteriormente realizados, tais como, Coelho *et al.* (1996), Coelho (2000), entre outros, ocorre degradação das propriedades reológicas dos fluidos, quando sujeitos a uma acção contínua de deformação de origem mecânica, originando a rotura das moléculas e consequente alteração da sua viscosidade (Pinho e Whitelaw, 1991). Uma vez que essa degradação depende da intensidade da deformação e da duração da sua aplicação, efectuaram-se estudos que visaram a avaliação do possível efeito do movimento mecânico gerado pela bombagem do fluido para dentro da instalação e a circular na conduta.

Para tal, reproduziram-se as condições em que se efectuaram todos os ensaios no túnel para a solução mais concentrada de 0,03% PAA (caso extremo), retirando-se amostras em cada uma das etapas, a saber:

- Extracção de amostra após agitação mecânica (6 horas), da solução preparada e respectiva estabilização (amostra fresca);
- Extracção de amostra após transferência da solução para a instalação (após transfega);

- Circulação contínua durante 6 horas, variando a velocidade do escoamento (variação de frequência e fecho da válvula), com recolha de amostra de hora a hora.

Foi então determinada a curva de viscosidade viscométrica, μ , em função da taxa de deformação, $\dot{\gamma}$, para cada amostra extraída, para $T = 25^\circ\text{C}$ (Figura 3-5).

Na Figura 3-6, apresenta-se o resultado de um ensaio similar para um tempo de ensaio de 4 horas, realizado anteriormente por Coelho (2000), para $T = 20,5^\circ\text{C}$ e para uma solução de concentração mássica igual a 0,04% em PAA. Este gráfico contém adicionalmente dados que retratam a variação da curva devida a ataque biológico, obtida 3 meses após a preparação da solução.

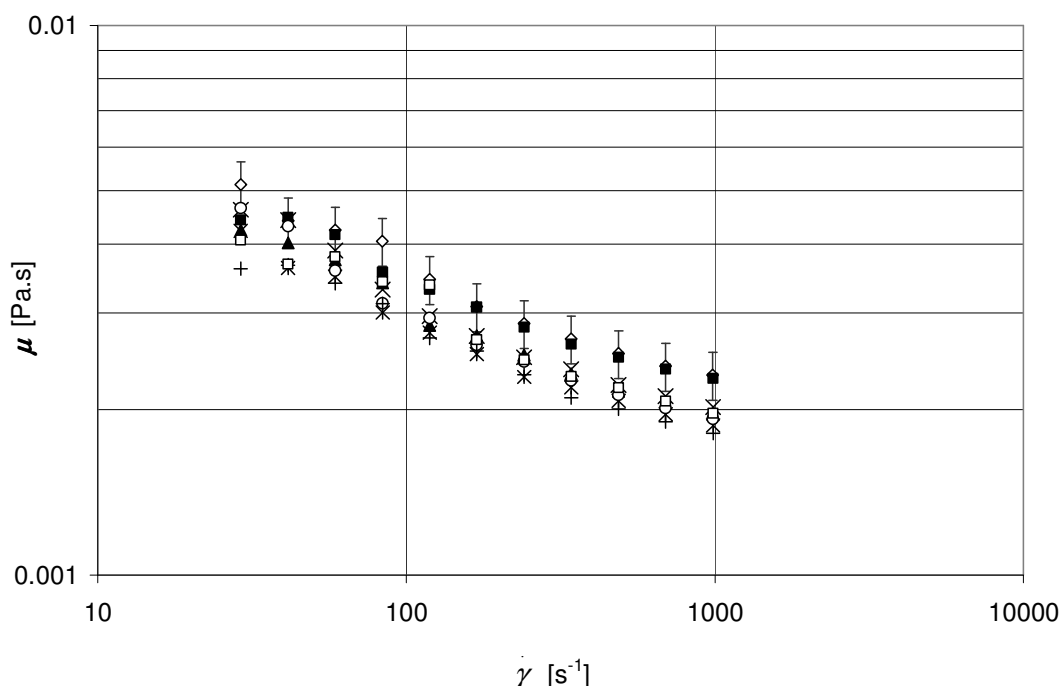


Figura 3-5 Comparação entre as curvas de viscosidade de amostras da solução 0,03% PAA extraídas ao longo de 6 h de ensaio. (◇) amostra fresca; (■) após transfega; (▲) 1 h; (×) 2 h; (☆) 3 h; (○) 4 h; (+) 5 h; (□) 6 h.

Ambos os gráficos, 3-5 e 3-6, incluem barras de erro de 10%, que seria o limite normalmente utilizado para rejeição da amostra.

Analisando a Figura 3-5 referente à solução 0,03% em PAA, verifica-se que a viscosidade sofre uma considerável variação, que se acentua de hora a hora. Com efeito, verifica-se que apenas na 1ª hora de ensaio já ocorreu uma diminuição significativa da viscosidade - na ordem dos 10% - com tendência a piorar para taxas de deformação mais baixas. A degradação traduzida pela redução da viscosidade, acentua-se entre a 2ª e a 5ª hora, oscilando entre os 10% e os 25%. Por fim, para a amostra extraída ao fim de 6 horas de ensaio, verifica-se um comportamento no mínimo inesperado: uma diminuição na percentagem de redução da viscosidade (na ordem dos 5%), em relação às amostras extraídas entre a 2ª e 5ª hora.

Este estranho resultado apenas se justificará, levando em consideração quaisquer alterações que eventualmente ocorreram a nível molecular, alterando assim a estrutura do composto de tal forma, que se reflectiu no valor da viscosidade.

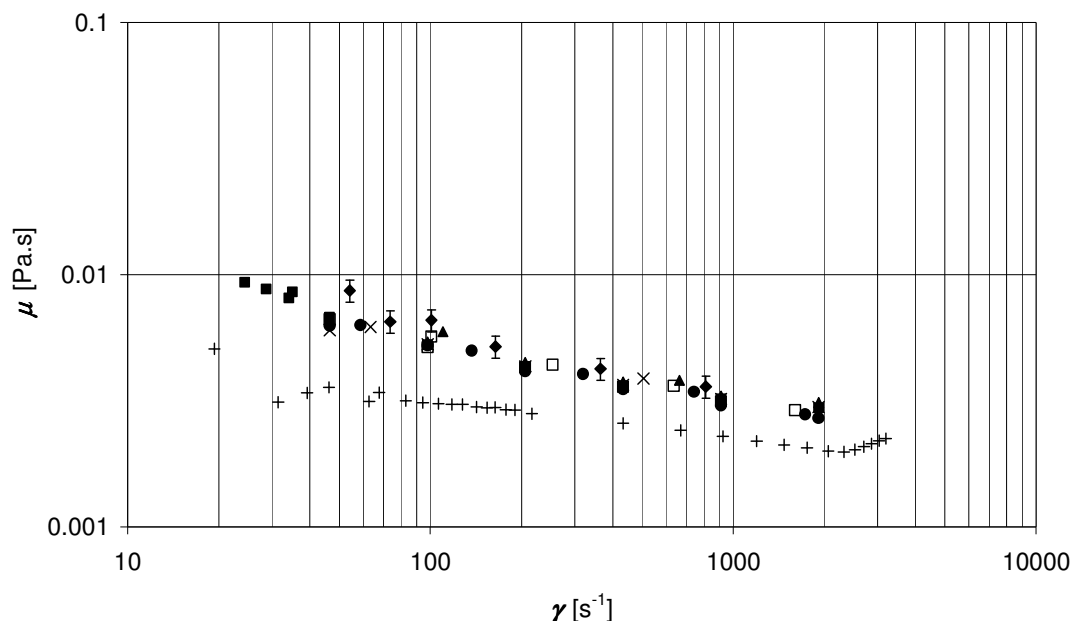


Figura 3-6 Comparação entre as curvas de viscosidade de amostras da solução 0,04% PAA extraídas ao longo de 4 h de ensaio. (◆) amostra fresca; (■) após transfega; (▲) 1 h; (×) 2 h; (✕) 3 h; (⬤) 4 h; (+) amostra após ataque biológico.

Relativamente à Figura 3-6; esperar-se-ia um comportamento pior, dado que a concentração da amostra analisada é superior, todavia isso não se verifica. Neste ensaio, apenas a partir da 4ª hora, encontram-se na generalidade, reduções na viscosidades superiores a 10%, critério que na ocasião foi seguido para rejeição da amostra. A curva correspondente ao ataque biológico, apenas serve para mostrar a alteração drástica na curva de viscosidade deste polímero, embora para atingir estes valores a amostra tem que ter vários meses de vida. O ensaio que deu origem à Figura 3-6, foi efectuado antes da execução do trabalho experimental, com base em pressupostos de regulação do caudal que posteriormente foram alterados, originando as informações que serviram de base à programação dos ensaios experimentais.

Afim de realizar os ensaios em tempo útil, optou-se por regular os baixos caudais, recorrendo simultaneamente ao variador de frequência e ao estrangulamento gradual com a válvula adufa, o que acarretou uma maior degradação do fluido.

Como compromisso, optou-se por rejeitar quaisquer amostras que não fossem utilizadas num período máximo de 12 horas após a sua preparação e amostras com mais de 4 horas de circulação na instalação.

3.4 ENSAIOS OSCILATÓRIOS

O comportamento dinâmico de um fluido não-Newtoniano é governado pelas suas características viscoelásticas, e será função do tipo de solicitação a ele aplicado. Dependendo da resposta ao estímulo mecânico, um material pode ser classificado como puramente elástico ou puramente viscoso ou viscoelástico. Para um sólido perfeitamente elástico que obedece à lei de Hooke, a deformação é proporcional à tensão aplicada, sendo o módulo de elasticidade a constante de proporcionalidade, enquanto um material viscoso ideal obedece à lei de Newton, que estabelece que a tensão é directamente proporcional à taxa de deformação, estando relacionadas através de uma característica

intrínseca que é a viscosidade. Na zona de comportamento linear os módulos de dissipação e de elasticidade são independentes da amplitude das deformações aplicadas.

A contribuição elástica e viscosa para o comportamento mecânico do polímero depende da temperatura e da frequência da deformação. Para melhor caracterizar as soluções poliméricas em estudo, determinaram-se os módulos de elasticidade, G' , e de dissipação, G'' , bem como a sua variação com a frequência de deformação. No tipo de ensaios efectuados - ensaios oscilatórios de corte - impõe-se uma deformação periódica sinusoidal de baixa amplitude, γ_a , com uma frequência, ω ,

$$\gamma(t) = \gamma_a \sin(\omega t) \quad (3-3)$$

e observa-se a resposta em tensão,

$$\tau(t) = \tau_a \sin(\omega t + \delta) \quad (3-4)$$

O ângulo δ , representa o ângulo de atraso entre a tensão e a deformação máxima, e o seu valor varia entre 0° , para fluidos perfeitamente elásticos e 90° para fluidos perfeitamente viscosos. Para o caso dos fluidos viscoelásticos, terá valores intermédios.

Dada a dificuldade em obter resultados coerentes para as soluções mais diluídas do polímero - 0,005; 0,01; 0,02 e 0,03% em PAA - foram ensaiadas soluções de concentração superior - 1; 1,5; 2 e 2,5% em PAA. Realizou-se primeiramente, um varrimento em amplitude de cada fluido para duas frequências de oscilação, 1 Hz e 0,1 Hz, com o intuito de se determinar a região de comportamento linear, por observação da resposta em tensão traduzida nas suas duas componentes, uma desfasada a 90° e outra em fase relativamente à deformação imposta, que definem duas quantidades proporcionais à viscosidade e elasticidade dos fluidos, respectivamente G'' e G' . Assim, o módulo de elasticidade, G' , a seguir equacionado,

$$G' \equiv \frac{\tau_a}{\gamma_a} \cos \delta \quad (3-5)$$

representa uma medida da energia de deformação armazenada de forma reversível, enquanto o módulo de dissipação (G'').

$$G'' \equiv \frac{\tau_a}{\gamma_a} \sin \delta \quad (3-6)$$

quantifica uma medida da energia cedida irreversivelmente pela amostra de fluido ao exterior, constituindo assim uma característica do comportamento viscoso do fluido.

O factor de perda ou “*damping*” – $\tan(\delta)$ - pode ser obtido através do quociente G''/G' , podendo dar-nos uma ideia do grau de viscoelasticidade das soluções em questão.

Na Figura 3-7, exibem-se os resultados obtidos para a solução com a concentração mássica de 2,5% em PAA, com varrimentos em amplitude efectuados às frequências de 1 e 0,1 Hz.

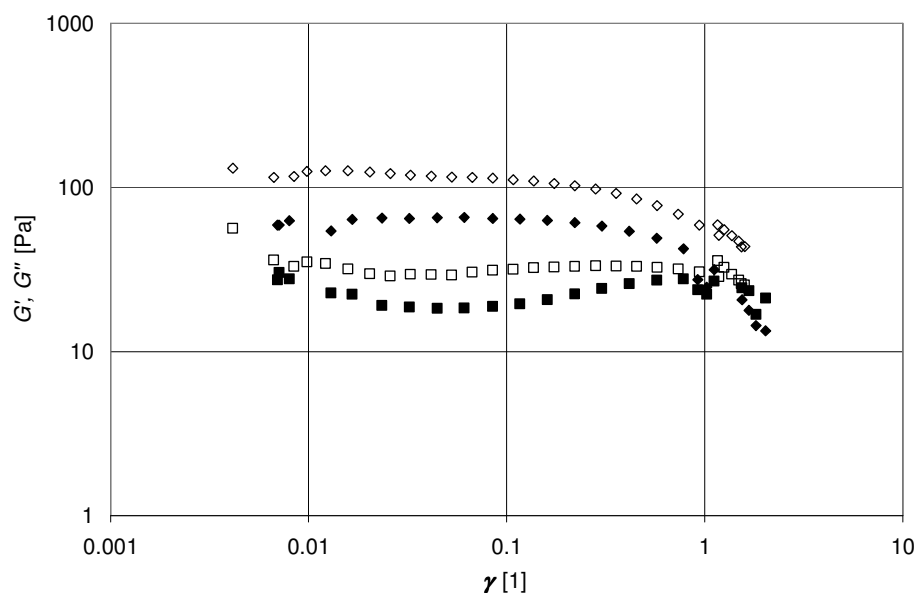


Figura 3-7 Módulos de rigidez viscosa, G'' e de elasticidade, G' , para a solução 2,5% PAA, para valores de frequência constante. ($\diamond, \square$), G'' ; ($\blacklozenge, \blacksquare$) G' ; ($\diamond, \blacklozenge$) 1 Hz ; ($\square, \blacksquare$) 0,1 Hz.

O ensaio oscilatório só apresenta características independentes da sua cinemática quando realizado em condições de baixa deformação, caso contrário o comportamento não linear dos fluidos é estimulado. Para o fluido em questão, foi possível encontrar uma zona de amplitudes de deformação relativamente extensa, em que ambos os módulos são praticamente independentes da amplitude de deformação, γ , estando-se, portanto, na região de comportamento linear.

Foi então realizado um varrimento em frequência para vários valores de deformação imposto, exemplificado na Figura 3-8, para o valor da amplitude de deformação, $\gamma = 0,2$; soluções de 2 e de 2,5 % PAA.

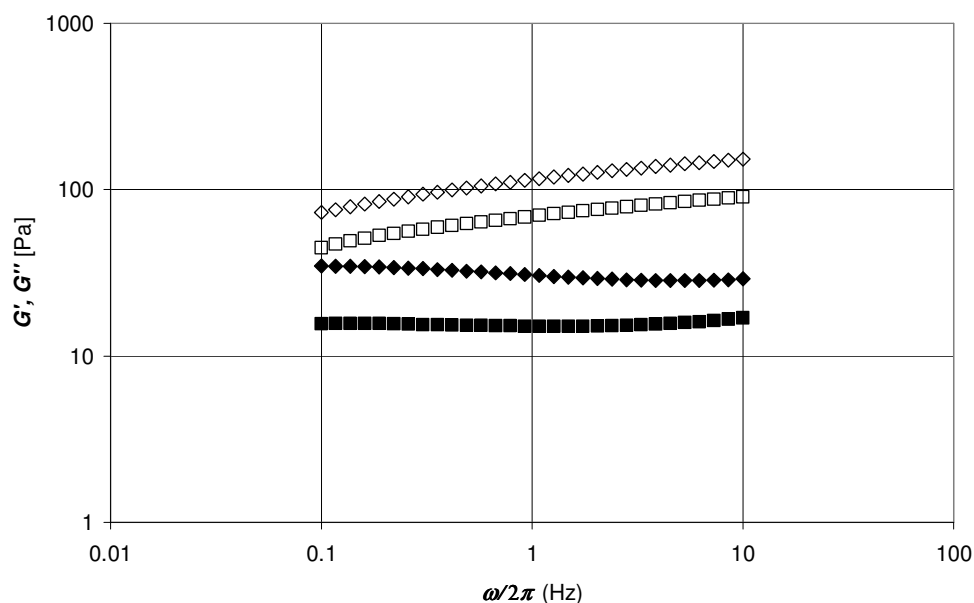


Figura 3-8 Módulos de rigidez viscosa, G'' e de elasticidade, G' , para as soluções contendo 2% e 2,5% em PAA, para $\gamma = 0,2$. ($\blacklozenge, \blacksquare$) G'' ; ($\diamond, \square$) G' ; ($\square, \blacksquare$) 2%; ($\diamond, \blacklozenge$) 2,5%.

Por análise desta figura, verifica-se que para estas soluções o módulo de elasticidade é notoriamente maior que o módulo de dissipação, factor indicativo de uma considerável elasticidade.

3.4.1 DETERMINAÇÃO DO TEMPO DE RELAXAÇÃO

Para além da medição dos módulos $G'(\omega)$ e $G''(\omega)$ procurou-se, recorrendo a estes dados, determinar os tempos de relaxação característicos das soluções utilizadas nos ensaios oscilatórios e posteriormente extrapolar os resultados obtidos, para assim determinar os tempos de relaxação das soluções de concentração mais baixa, 0,005%, 0,01%, 0,02% e 0,03%, efectivamente utilizadas no estudo do escoamento em torno do cilindro. O tempo de relaxação foi obtido a partir da expressão extraída de Bird *et al.* (1987),

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{\eta''/\omega}{\eta'} \quad (3-7)$$

mas para isso foi necessário ajustar o modelo de Maxwell generalizado aos dados experimentais de G' e G'' para se conseguir determinar o referido limite quando $\omega \rightarrow 0$. De notar que no regime linear $G' = \eta'' \cdot \omega$ e $G'' = \eta' \cdot \omega$.

Ainda de acordo com este autor, seleccionou-se um espectro de intervalos de tempos de relaxação, λ_{ek} , limitada superiormente por $\lambda_{emáx}$ e inferiormente por λ_{emin} , calculados respectivamente através das condições, $\lambda_{emáx} \omega_{min} > 1$ e $\lambda_{emin} \omega_{máx} < 1$, em que ω_{min} e $\omega_{máx}$, são respectivamente a menor e a maior frequência angular para as quais existem dados disponíveis. Foi então efectuado o ajuste das viscosidades (η_j) para cada tempo de relaxação arbitrado, utilizando mais uma vez o programa *Solver* da folha de cálculo *Excel*, tendo como critério a minimização da diferença entre os valores dos módulos de elasticidade e de rigidez, calculados, $G'(\omega_j)$ e $G''(\omega_j)$, e experimentais, $G'(j)$ e $G''(j)$, segundo a seguinte expressão (Bird *et al.*, 1987):

$$\sum_{j=1}^N \left\{ \left[\frac{G'(\omega_j)}{G'(j)} - 1 \right]^2 + \left[\frac{G''(\omega_j)}{G''(j)} - 1 \right]^2 \right\} \quad (3-8)$$

em que os módulos calculados são obtidos através do modelo de Maxwell generalizado,

$$G'(\omega_j) = \sum_{k=1}^N \frac{\eta_k \lambda_k \omega_j^2}{1 + (\lambda_k \omega_j)^2} \quad (3-9)$$

e de

$$G''(\omega_j) = \sum_{k=1}^N \frac{\eta_k \omega_j}{1 + (\lambda_k \omega_j)^2} \quad (3-10)$$

Por fim, determinaram-se os tempos de relaxação característicos de cada solução ensaiada, por aplicação da seguinte relação:

$$\lambda_e = \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{\eta''/\omega}{\eta'} \quad (3-7)$$

Embora o espaçamento dos tempos de relaxação arbitrados, λ_k , fosse inicialmente tomado em intervalos de décadas, foi necessário um menor espaçamento para obter um melhor ajuste dos dados teóricos aos experimentais. Adicionalmente, por variação do

número de λ_k , arbitrados, tentou-se diminuir o erro de ajuste, procurando-se assim encontrar o ponto correspondente ao ajuste com menor erro.

Como exemplo, na Figura 3-9, temos o ajuste efectuado para a solução com a concentração a 1,5% em PAA. A título meramente indicativo, os valores de tempo de relaxação (λ_e) obtidos são igualmente apresentados na Tabela 3-4.

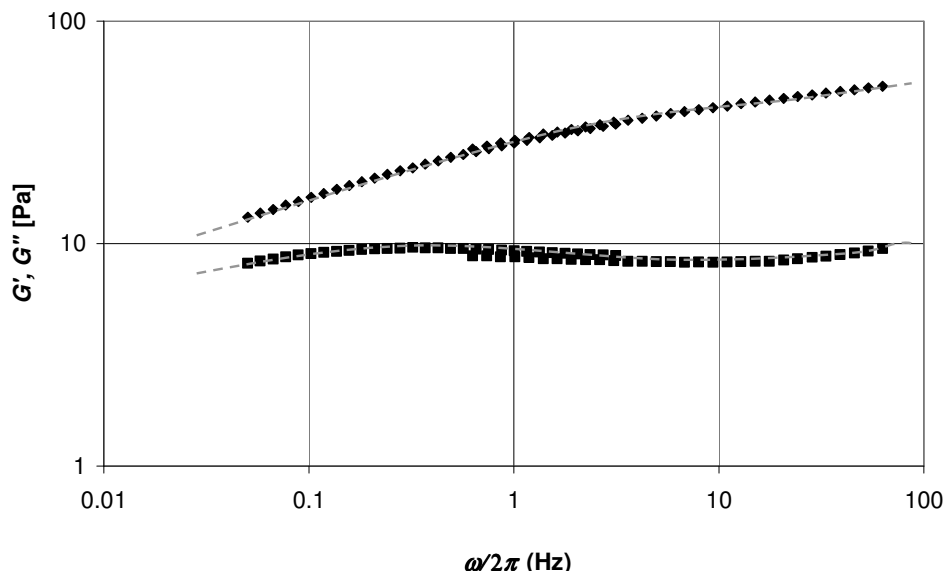


Figura 3-9 Módulos de dissipação viscosa, G'' e de elasticidade, G' , da solução 1,5% PAA. Comparação com as curvas de ajuste do modelo de Maxwell generalizado (linhas a tracejado). (■) G'' , (◆) G' .

Tabela 3-4 Tempos de relaxação (λ_e) das soluções ensaiadas, obtidos por extrapolação dos resultados otimizados.

[C] em PAA	λ_e [s]
0,005%	0,076
0,01%	0,174
0,02%	0,396
0,03%	0,642

O facto dos tempos de relaxação obtidos, dependerem fortemente do espectro de tempos de relaxação escolhidos para fazer o ajuste do modelo de Maxwell, confere uma incerteza demasiado elevada aos tempos de relaxação obtidos, tornando nula a sua utilidade prática. A prevista aquisição de reómetros mais precisos, permitirão num futuro próximo determinar com rigor estes tempos de relaxação.

Apesar de não ter sido possível determinar com confiança os tempos de relaxação destas soluções é indiscutível que estes fluidos apresentam características elásticas, como comprova a Figura 3-9, e o facto de ser possível através do modelo de Maxwell generalizado obter valores, embora pouco fidedignos, para os tempos de relaxação.

CAPÍTULO 4

VISUALIZAÇÃO DE ESCOAMENTOS

Neste capítulo, descrevem-se os ensaios conduzidos na instalação experimental, que permitiram confirmar o local onde se deveriam efectuar as subseqüentes medições da frequência de ejeção dos vórtices (f), e ter uma ideia do comprimento de formação da esteira (l_f), para cada fluido/cilindro ensaiados, na gama de números de Reynolds testada. Através destas visualizações foi também possível determinar com algum rigor o momento em que tinha início a ejeção de vórtices, para os diversos fluidos e para os dois cilindros, algo que com um anemómetro laser apenas, não é muito fácil de conseguir, pois obriga a realizar muitas medições com o subseqüente tratamento dos dados. Por outro lado, através da visualização e cronometragem dos vórtices ejectados pelo cilindro, foi possível determinar a frequência de ejeção de vórtices em alguns pontos, de uma forma independente do anemómetro laser.

A medição independente da frequência de ejeção, aquando dos ensaios de visualização, revelou-se importante por dois motivos: primeiro, há a garantia que essas medições foram realizadas com o fluido ainda pouco degradado, um ensaio de visualização demorava no máximo uma hora e eram realizados com a bomba à rotação mínima; segundo, permitiram confirmar mais tarde uma desconfiguração da placa de aquisição de dados, ao evidenciarem a diferença no valor das frequências medidas visualmente e as frequências determinadas através do anemómetro laser.

Na secção 4.1, explica-se o procedimento adoptado na determinação das velocidades limite, V_L , que definem o intervalo onde se encontra a velocidade crítica, V_c , isto é, a velocidade a que a ejeção de vórtices se inicia.

Na secção 4.2, mostram-se as imagens que foram captadas, dos principais regimes de ejeção de vórtices identificados, assim como a forma da esteira formada.

4.1 DETERMINAÇÃO DA VELOCIDADE CRÍTICA

Para determinação dos valores de velocidade associados ao início da ejeção de vórtices, V_c , recorreu-se a uma técnica de visualização de escoamentos correntemente utilizada: a injeção de um traçador - neste caso, uma solução de permanganato de potássio - através do orifício existente na parede do cilindro colocado transversalmente ao escoamento, na secção de trabalho (Figura 2.1, item 8 e 9).

A metodologia utilizada foi a seguinte: efectuou-se a injeção do traçador na superfície do cilindro, Figura 4-1, em simultâneo com a aquisição da velocidade de escoamento livre pelo sistema de anemometria *laser*-Doppler (LDA) e a captação fotográfica das várias fases do escoamento, visualizado através da trajetória da solução corada.

Repetiu-se o procedimento acima descrito, reduzindo gradualmente os caudais de escoamento através da válvula inserida no sistema para o efeito, de modo a ser possível visualizar o momento em que deixava de ocorrer ejeção de vórtices e consequentemente, saber a velocidade de escoamento livre correspondente tomada no ponto $(-3 \cdot D, -2 \cdot D)$. De seguida, o mesmo processo mas em sentido oposto: abrir a válvula e visualizar o momento a partir do qual havia, de facto, ejeção de vórtices.

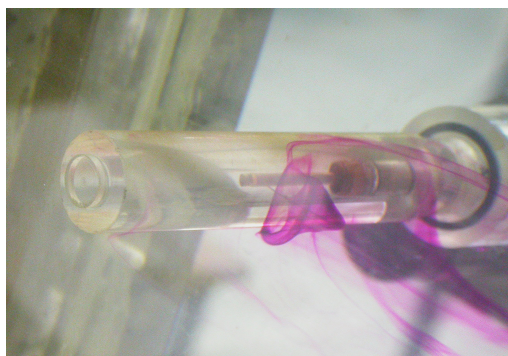


Figura 4-1 Pormenor da injeção de traçador na secção de trabalho da instalação experimental, através do orifício do cilindro de maior diâmetro.

Foram então obtidos para os dois cilindros ensaiados e para todos os fluidos (excepto solução com 0,03% em PAA, cilindro de 10 mm), intervalos de velocidade em que o limite inferior seria a velocidade em que já não se percepcionava a ejeção de vórtices, e como limite superior, a velocidade a partir da qual se revelava o fenómeno em causa.

Para o caso particular da solução com a concentração 0,03% em PAA e $D = 10$ mm, apenas foi possível visualizar a ondulação da esteira.

Todos os valores obtidos estão patentes na Tabela 4-1.

Tabela 4-1 – Intervalos de velocidade limite, V_L (m/s), visualizados para todos os fluidos e ambos os cilindros.

Fluido	V_L (m/s)			
	Sem ejeção	Com ejeção	Sem ejeção	Com ejeção
água	0,0052	0,0067	0,0043	0,0061
0,005% PAA	0,0116	0,0121	0,0094	0,0137
0,01% PAA	0,0095	0,0110	0,0161	0,0195
0,02% PAA	0,0445	0,0465	0,0356	0,0370
0,03% PAA	-	-	0,0596	0,0601
	$D = 10$ mm		$D = 20$ mm	

As velocidades, V_L , relativas às soluções poliméricas permitiram posteriormente determinar a taxa de deformação característica aplicável às soluções em estudo (ver secção 5.2).

4.2 REGIMES DE ESCOAMENTO VISUALIZADOS

Nesta secção, apresenta-se uma pequena selecção das fotografias consideradas como sendo representativas dos diferentes padrões de escoamento.

Este estudo foi realizado no sentido decrescente dos caudais, sendo possível constatar para uma extensa gama de velocidades de escoamento a ejeção turbulenta de vórtices, exemplificada na Figura 4-2 para a solução 0,005% em PAA, cilindro de 20 mm. Nesta figura é possível observar a ocorrência de uma rápida dispersão da solução corada. A partir de determinadas velocidades – variáveis e de acordo com a concentração da solução polimérica - a ejeção de vórtices torna-se laminar (Figura 4-3 e 4-4), sendo possível para valores de velocidade mais baixos, inclusivé, determinar - com o auxílio de um cronómetro e de um ponto de referência - a frequência de ejeção e determinar o correspondente número de Strouhal, como se referiu anteriormente.

A velocidades extremamente baixas a ejeção deixa finalmente de existir: inicialmente ainda se nota a presença de uma bolha de recirculação (Figura 4-5), sendo possível ver com nitidez a separação das camadas de corte sem interagirem entre si. Por fim, apenas visualiza-se uma linha corada, que por efeito da densidade ligeiramente superior da própria solução contrastante, executa um movimento descendente, acumulando-se na parte inferior da conduta (Figura 4-6). Na Figura 4-7, as fronteiras da esteira formada, estão perfeitamente definidas.

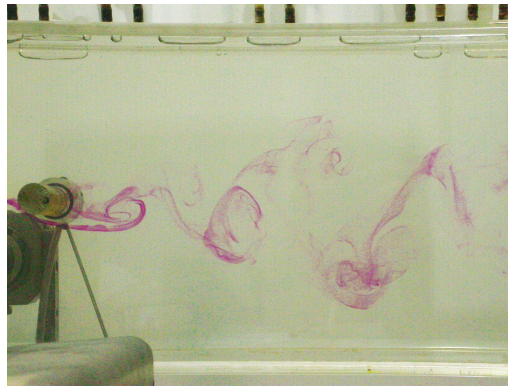


Figura 4-2 Ejeção turbulenta de vórtices (solução 0,005%PAA, $Re^* = 956$, $D = 20$ mm)

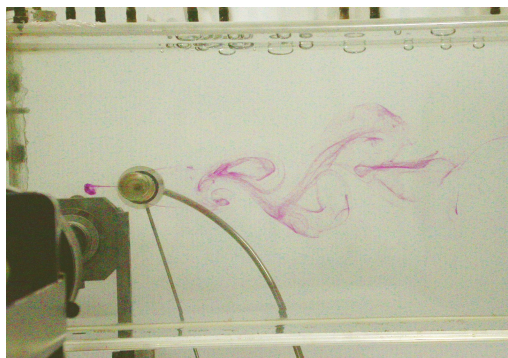


Figura 4-3 Ejeção laminar de vórtices (solução 0,005% PAA, $Re^* = 170$, $D = 20$ mm).



Figura 4-4 Ejeção laminar de vórtices (solução 0,02% PAA, $Re^* = 247$, $D = 20$ mm).

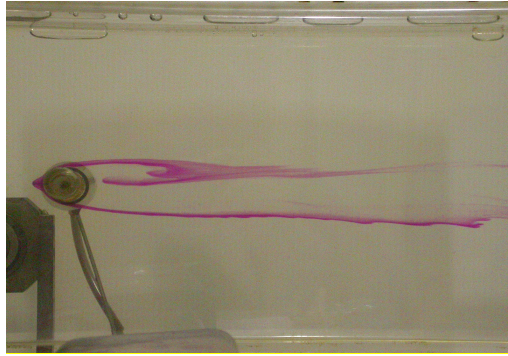


Figura 4-5 Sem ejeção de vórtices (solução 0,005% PAA, $Re^* = 80$, $D = 20$ mm).



Figura 4-6 Sem ejeção de vórtices: notar o efeito da densidade do traçador (solução 0,02% PAA, $Re^* = 66$, $D = 20$ mm).



Figura 4-7 Limites da esteira (solução 0,02% PAA, $Re^* = 145$, $D = 20$ mm).

Geralmente, estando presente uma elevada turbulência ocorre dispersão tridimensional (Figuras 4-8 e 4-10).



Figura 4-8 Pormenor da dispersão do traçador em torno do cilindro (solução 0,01% PAA, $D = 20$ mm).

Para todos os fluidos em causa, foi possível verificar a existência de ejeção de vórtices, excepto para a solução mais concentrada de 0,03% PAA, $D = 10$ mm, como se constata na Figura 4-9. Com efeito, apenas se observou uma intensa ondulação de esteira com bolha de recirculação, não se formando a característica estrada de vórtices, contudo captaram-se imagens de uma forte dispersão tridimensional (Figura 4-10). Já em relação aos ensaios efectuados com o cilindro $D = 20$ mm, a ejeção de vórtices ocorreu normalmente, conforme se vê na Figura 4-11.



Figura 4-9 Ausência de ejeção de vórtices, (solução 0,03% PAA, $Re^* = 752$, $D = 10$ mm).



Figura 4-10 Visualização da dispersão tridimensional, quando a turbulência está presente (solução 0,03% PAA, $D = 10$ mm).



Figura 4-11 Ejeção de vórtices, (solução 0,03% PAA, $Re^* = 136$, $D = 20$ mm),

Na Tabela 4-2, apresenta-se um quadro em que constam os valores de Strouhal calculados a partir das frequências de ejeção de vórtices determinadas a partir da observação visual.

Tabela 4-2 Valores do número de Strouhal (St) e de Reynolds (Re) calculados considerando as visualizações efectuadas (ambos os cilindros).

Fluido	água		0,005% PAA		0,01% PAA		0,02% PAA		0,03% PAA	
	Re	St	Re	St	Re	St	Re	St	Re	St
$D=10\text{mm}$			108	0,140	73	0,163	204	0,129		
			53	0,150	95	0,160	140	0,124		
			67	0,184			110	0,132		
							104	0,141		
							96	0,114		
							93	0,105		
$D=20\text{mm}$	198	0,150	322	0,180	313	0,184	323	0,139	677	0,180
	134	0,184	248	0,206	310	0,180	135	0,163	649	0,161
	84	0,174	250	0,219	179	0,183	101	0,171	541	0,157
			118	0,160	151	0,180	100	0,156		
					121	0,164	87	0,171		
					102	0,165	86	0,158		

Das visualizações realizadas, ressalta sobretudo o efeito da elasticidade sobre a ejeção de vórtices que ocorreu com a solução de 0,03% de PAA e o cilindro de 10 mm. Com o fluido não degradado, assistiu-se neste caso à inibição da interação entre as camadas de corte e ao conseqüente impedimento da formação de uma estrada de vórtices.

Por fim, apresenta-se na Figura 4-12 uma vista panorâmica da secção de trabalho, onde é possível ver a disposição geral do equipamento, desde o laser (I) do lado esquerdo da conduta, até ao fotodetector (II), incluindo a mesa de deslocação (III).

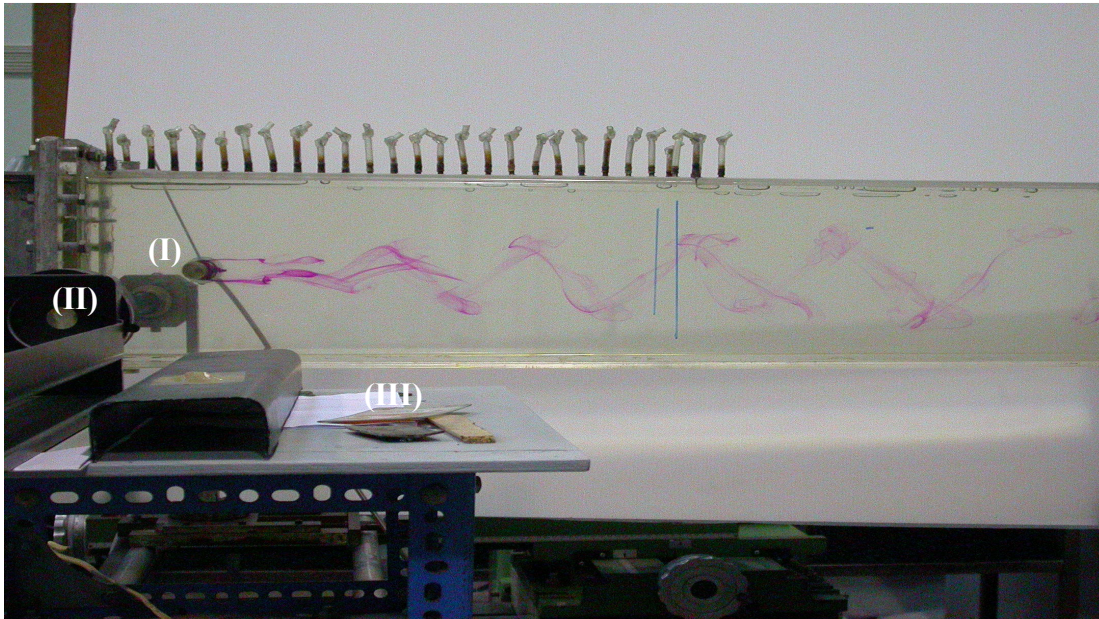


Figura 4-12 Perspectiva geral da secção de trabalho (I) laser; (II) fotodetector; (III) mesa de deslocação.

CAPÍTULO 5

EJECCIÓN DE VÓRTICES E REGIMES DE ESCOAMENTO

5.1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo, efectuar-se-á a comparação e análise dos resultados adimensionalizados, calculados a partir das frequências de ejeção de vórtices e os comprimentos de formação determinados, para todos os fluidos e para os dois cilindros ensaiados.

Na secção 5.2, ir-se-ão analisar os dados obtidos com o fluido Newtoniano estudado – a água - incluindo a sua comparação com os resultados da literatura.

Na secção 5.3, explica-se a metodologia usada na determinação do número de Reynolds característico, aplicada nos cálculos referentes às soluções não-Newtonianas em estudo. Posteriormente, na secção 5.4, serão delimitados os regimes de escoamento para todas as soluções, tomando como exemplo os ensaios efectuados para as soluções de concentração 0,005 e 0,02 % em PAA, cilindro de 20 mm.

Na secção 5.5, analisar-se-á o efeito da mudança de diâmetro do cilindro nas curvas do número de Strouhal e do comprimento da região de formação, para todos os fluidos estudados.

Na secção 5.6, realiza-se o estudo comparativo das curvas de Strouhal e de comprimento da região de formação para os fluidos estudados, focando apenas os regimes de ejeção laminar e transição.

Finalmente, na secção 5.7, aborda-se a questão da reprodutibilidade obtida nos ensaios efectuados.

5.2 ANÁLISE DOS RESULTADOS REFERENTES AO FLUIDO NEWTONIANO

Nesta secção, realizar-se-á a confrontação dos resultados obtidos para ambos os cilindros referentes apenas ao fluido Newtoniano, com aqueles que foram obtidos na mesma instalação por Coelho [2000] e com os dados da literatura de Henderson e Williamson [1996] e Unal e Rockwell [1988].

5.2.1 EJECCIÓN DE VÓRTICES

Nas figuras 5-1 e 5-2, respectivamente, representam-se os dados referentes às curvas do número de Strouhal em função do número de Reynolds (denominadas também de curvas $St-Re$), respeitantes à água, dados esses obtidos a partir dos resultados experimentais recolhidos. Nestas figuras mostram-se, igualmente, valores encontrados na literatura, nomeadamente os resultados teóricos a 2-D obtidos por Henderson e Williamson [1996], a banda de resultados experimentais compilados por Unal e Rockwell [1988], bem como os dados de Coelho [2000]. É de referir que os dados deste último autor, foram obtidos na mesma instalação experimental e para dois cilindros do mesmo diâmetro, para a água e para outro fluido Newtoniano - uma mistura aquosa contendo glicerina.

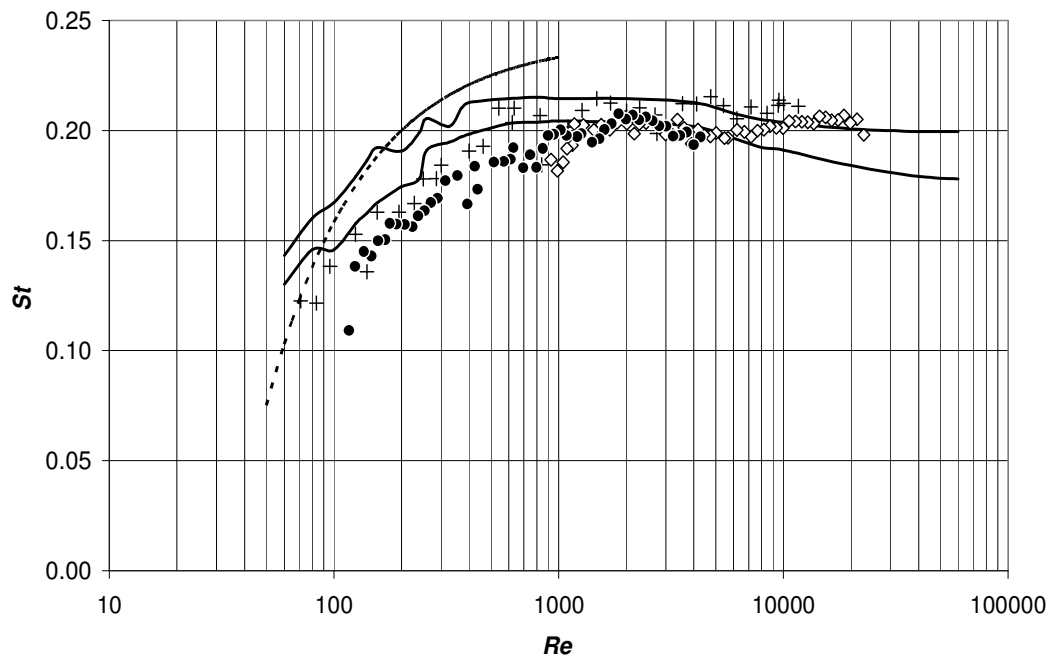


Figura 5-1 Curvas do St em função de Re , para a água, $D= 10$ mm. Comparação com valores encontrados na literatura referentes a fluidos Newtonianos. (+) valores experimentais; (◇) água, Coelho [2000]; (●) glicerina+água, Coelho [2000]; (-), Unal e Rockwell [1988]; (---), Henderson/Williamson [1996].

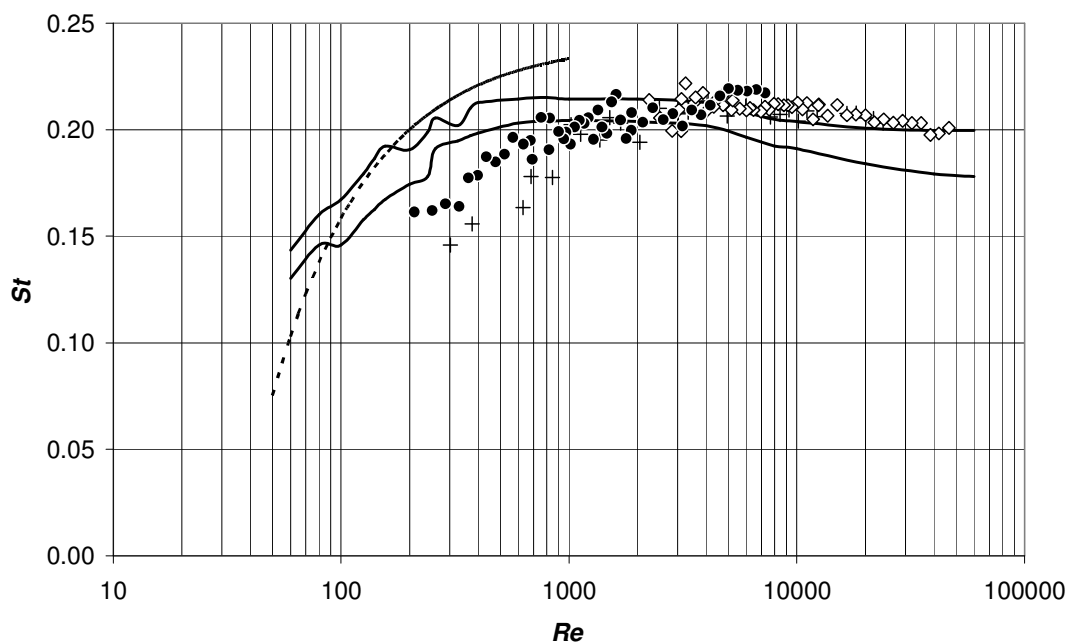


Figura 5-2 Curvas do St em função de Re , $D= 20$ mm. Comparação com valores encontrados na literatura referentes a fluidos Newtonianos. (+) valores experimentais; (◇) água, Coelho [2000]; (●) glicerina+água, Coelho [2000]; (-), Unal e Rockwell [1988]; (---), Henderson/Williamson [1996].

Pode-se dizer que os valores experimentais obtidos para ambos os cilindros neste trabalho, se integram genericamente nos valores encontrados na literatura. Em relação

aos dados da solução de glicerina recolhidos por Coelho [2000], foram incluídos por abrangerem uma gama de números de Reynolds mais extensa, permitindo seguir a tendência dos resultados experimentais deste trabalho.

Analisando mais pormenorizadamente o gráfico relativo ao cilindro de 10 mm, Figura 5-1, esperava-se maior proximidade aos dados de Coelho [2000], uma vez que os valores obtidos por este autor foram efectuados na mesma instalação experimental e com cilindros de idêntico diâmetro. Todavia, em toda a gama de números de Reynolds, nota-se que o número de Strouhal nos ensaios agora efectuados é sempre superior. Já relativamente ao cilindro de 20 mm, os valores enquadram-se na gama definida pelos dois fluidos Newtonianos. O facto do cilindro de 10 mm ser diferente do utilizado por Coelho [2000], pois efectivamente o actual difere do anterior no sistema de fixação, vai certamente originar diferentes efeitos de topo o que acaba por se reflectir nos valores de Strouhal.

5.2.2 COMPRIMENTOS DE FORMAÇÃO

Nas figuras 5-3 e 5-4, representam-se os dados respeitantes à variação do comprimento de formação adimensionalizado (l_f/D) em função do número de Reynolds (Re), para a água e os dois cilindros, realizando a comparação com os resultados de Coelho [2000] e a banda de resultados compilados por Unal e Rockwell [1988].

O critério adoptado para definir a extremidade final da região de formação foi, à semelhança de Coelho [2000] e antes dele Williamson [1996b] e Szepessy e Bearman [1992], o da posição no plano de simetria da esteira onde as flutuações de velocidade são maiores, isto é, $l_f/D (u')$.

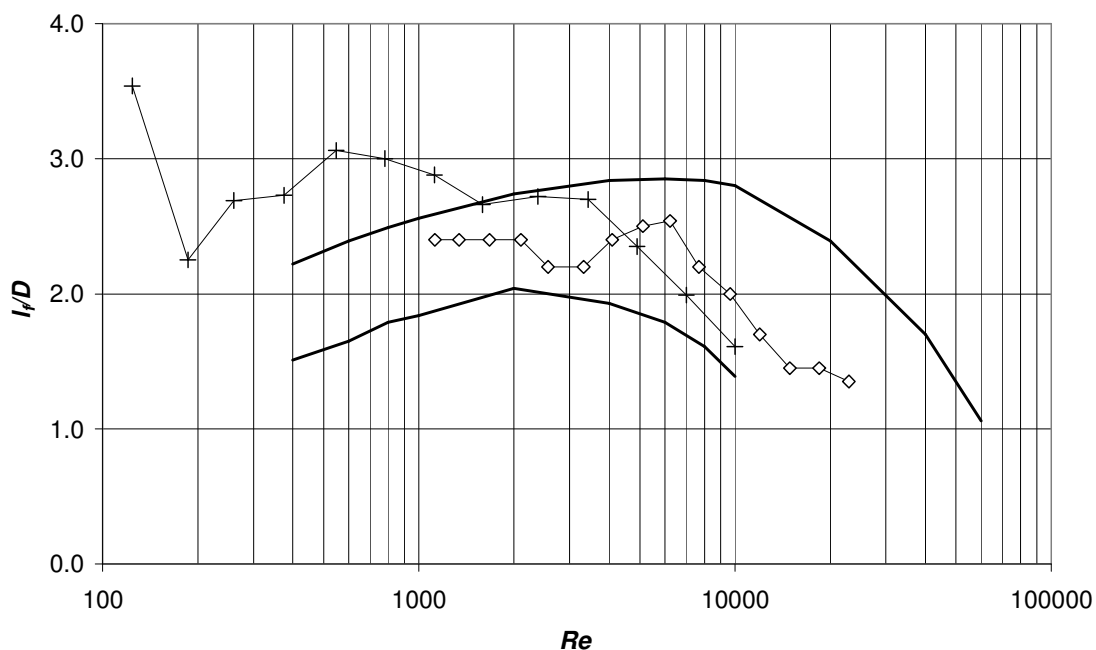


Figura 5-3 Curvas do l_f/D em função de Re para a água, $D=10$ mm. Comparação com valores encontrados na literatura referentes a fluidos Newtonianos. (+) valores experimentais; (◇) $l_f/D (u')$, Coelho [2000]; (-), Unal e Rockwell [1988].

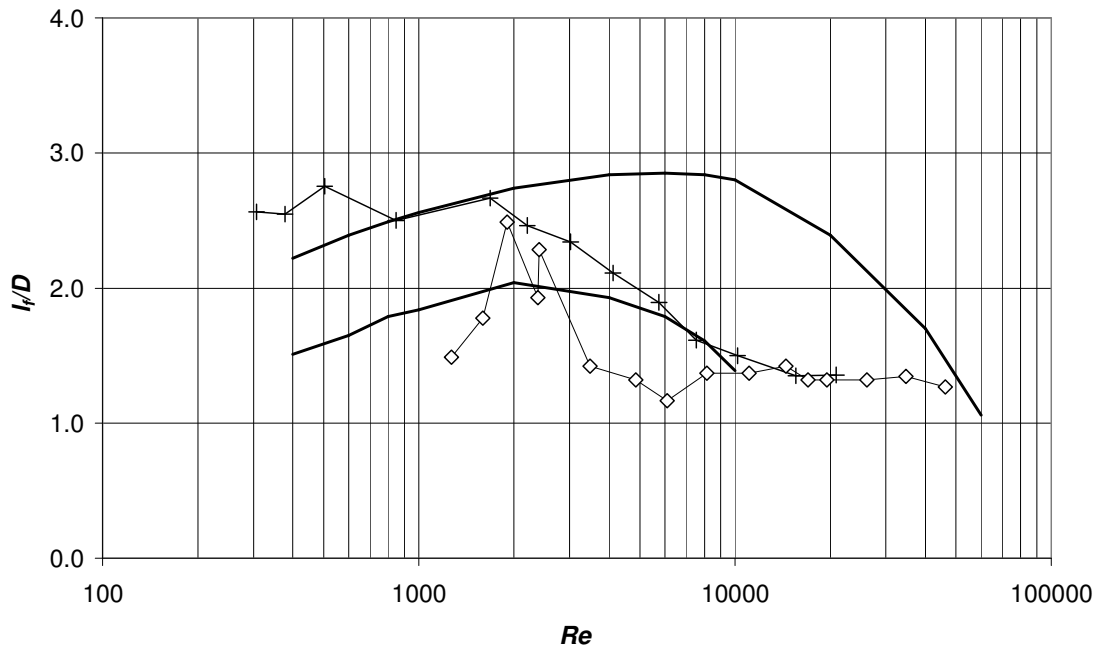


Figura 5-4 Curvas do l_f/D em função de Re para a água, $D=20$ mm. Comparação com valores encontrados na literatura referentes a fluidos Newtonianos. (+) valores experimentais; ($\diamond$) $l_f/D(u')$, Coelho [2000]; (-), Unal e Rockwell [1988].

Na Figura 5-3, relativa apenas ao cilindro de 10 mm, evidencia-se um deslocamento de toda a curva de comprimento de formação para a esquerda, relativamente aos resultados de Coelho [2000]. Relativamente aos valores de l_f/D na gama de números de Reynolds passível de ser comparada, os do presente trabalho são, embora não significativamente, superiores aos obtidos pelo mesmo autor. O número de Reynolds para o qual se dá um acentuado decréscimo do comprimento de formação, denominado de $Re_{l_f\downarrow}$, é de 3488 relativamente a este trabalho e aproximadamente de 6227 para os valores de Coelho [2000].

Na Figura 5-4, referente ao cilindro de 20 mm, ocorre um deslocamento similar da curva do comprimento de formação em função do número de Reynolds, embora menos acentuado, em relação aos valores observados por Coelho [2000]. Os valores dos comprimentos de formação são continuamente mais elevados dos que os valores encontrados por este autor, e $Re_{l_f\downarrow}$ é respectivamente de 1683 e 2402.

Analisando a banda de valores compilados por Unal e Rockwell, constata-se que $Re_{l_f\downarrow}$, encontra-se entre 2000 e 10000, o que engloba os valores acima indicados. Contudo, se para ambos os cilindros, os valores dos comprimentos de formação experimentalmente obtidos enquadram-se na banda de Unal e Rockwell, isso acontece apenas para valores de Reynolds, superiores a 1600. Até aí os valores do comprimento de formação são claramente superiores.

Este facto poderá ser justificado, pela influência da variação da intensidade da turbulência do escoamento livre no comprimento de formação, (consultar Anexo A, Figuras A-1 e A-2). Segundo Gerrard [1966b], um aumento da turbulência do escoamento livre pode acarretar uma diminuição do comprimento de formação. De facto, por consulta do trabalho de Coelho [2000], verifica-se que o autor tem valores de turbulência significativamente superiores aos deste trabalho, chegando a valores de 60% para as velocidades mais baixas, para ambos os cilindros.

Por outro lado, os fluidos ao possuírem um comprimento de formação mais elevado, e como a transição laminar/turbulento se aproxima do cilindro vinda de jusante para montante, também vão ter a transição nas camadas de corte mais cedo que aqueles fluidos cujo comprimento de formação é mais curto. Como é sabido, Coelho [2000] e Coelho e Pinho [2003a e b], quando a transição ocorre nas camadas de corte, acarreta uma redução acentuada do comprimento de formação, como se observa nas figuras 5-3 e 5-4. O mesmo sucede no presente caso: a diminuição acentuada do comprimento de formação ocorre mais cedo quando o comprimento de formação é maior, originando assim um deslocamento para a esquerda das curvas de comprimento de formação em função do número de Reynolds.

5.3 DEFINIÇÃO DO NÚMERO DE REYNOLDS PARA OS FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS

Ao contrário do que ocorre com os fluidos Newtonianos em que a viscosidade é constante, a viscosidade dos fluidos não-Newtonianos normalmente depende, de uma forma não linear e muito específica, da taxa de deformação aplicada. Deste modo a definição do número de Reynolds, mais concretamente a definição da taxa de deformação característica com a qual se irá determinar a viscosidade com que se calculará o Re , é um assunto polémico. Diferentes taxas de deformação características originam diferentes números de Reynolds e a questão que se pode colocar será: como determinar qual das várias taxas de deformação possíveis origina um Re cuja relação forças inércia/forças viscosas seja a mais próxima da reinante num mesmo escoamento com um fluido Newtoniano?

Adoptou-se como resposta a esta questão, o mesmo método que Coelho [2000] e Coelho e Pinho [2003a e 2003b] utilizaram, ou seja, assumiu-se que o número de Reynolds ao qual tem início a ejeção de vórtices, Re_{ev} , não é muito afectado pelas características dos fluidos. Ainda recentemente Oliveira [2001], constatou numericamente que a elasticidade aumenta apenas ligeiramente o valor de Re_{ev} . Deste modo, admitiu-se que o número de Reynolds ao qual tem início a ejeção de vórtices para os fluidos Newtonianos e que são conhecidos da literatura, serão os mesmos para os fluidos não-Newtonianos.

Procurou-se então uma expressão para a taxa de deformação do género $\dot{\gamma} = AU_{\infty}/D$, função da velocidade do escoamento livre e do diâmetro do cilindro e de uma constante A , que fosse a mesma para todas as soluções ensaiadas, que originasse um número de Reynolds próximo do valor esperado para o fluido Newtoniano e para a razão comprimento/diâmetro (L/D), do cilindro em questão.

Como ferramenta de cálculo utilizou-se o programa *Solver* da folha de cálculo *Excel*, em que as variáveis de optimização foram a constante A e as velocidades de início de ejeção de cada fluido limitadas inferiormente e superiormente pelos valores de velocidades limite, V_L , determinados experimentalmente, valores esses apresentados na Tabela 4-1, para cada solução e para cada cilindro. Mais uma vez, sublinha-se o facto, de não terem sido incluídos quaisquer valores referentes à solução com 0,03% em PAA, cilindro de 10 mm, dada a inexistência de qualquer ejeção organizada de vórtices. O objectivo dos cálculos realizados foi a obtenção de uma aproximação dos Re_{ev} das soluções poliméricas aos valores de literatura de Nishioka e Sato [1974] ou Lee e Budwig [1991] para fluidos Newtonianos, minimizando o erro quadrado.

Para Nishioka e Sato [1974], para um cilindro com uma razão $L/D=12$ (correspondente ao cilindro de 10 mm de diâmetro), o número de Reynolds crítico ao qual tem início a ejeção de vórtices (Re_{ev}) é de 63 e atendendo aos dados de Lee e

Budwig [1991] para as mesmas condições o Re_{ev} é igual a 68. Por interpolação dos valores experimentais obtidos por Nishioka e Sato [1974], para um $L/D=6$, como é o caso da presente geometria para o cilindro de 20 mm de diâmetro, obteve-se um $Re_{ev}=103$ e nos estudos de Lee e Budwig [1991], para além dos resultados experimentais dos próprios autores, estão patentes resultados de medições realizadas por outros investigadores, de onde se pode ver que Re_{ev} está compreendido entre 90 e 113 para $L/D=6$.

Após a optimização realizada - não esquecer que a viscosidade dinâmica das soluções poliméricas de poliacrilamida é função da taxa de deformação, conforme se constata pelo modelo de Carreau-Yasuda utilizado, expressão 3.1 - a expressão obtida para a taxa de deformação que permitiu, por sua vez, determinar a viscosidade característica com a qual se alcançou os números de Reynolds críticos, Re_c , próximos dos valores pretendidos, foi a expressão $\dot{\gamma} = A U / D$, em que $A \cong 0,57$. Assim os valores de número de Reynolds crítico representativos do início da ejeção de vórtices Re_{ev}^* , são os seguintes.

Tabela 5-1 Números de Reynolds críticos para as soluções de poliacrilamida (PAA) ensaiadas.

[C] PAA	Re_{ev}^*	
	10 mm	20 mm
0,005%	60	90
0,01%	55	104
0,02%	69	88
0,03%	-	90

As curvas $St-Re^*$ determinadas para todos os fluidos ensaiados, estão patentes nas figuras 5-5 e 5-6, juntamente com os valores compilados da literatura para fluidos Newtonianos de Unal e Rockwell [1988] e a curva teórica a 2-D de Henderson e Williamson [1996]. Os resultados referentes à solução de 0,03% PAA e cilindro de 10 mm são incluídos, pois com a solução degradada já foi possível medir frequências de ejeção.

Efectuando uma análise preliminar, é possível observar nas figuras 5-5 e 5-6 apresentadas onde se comparam as curvas $St-Re^*$ para todos os fluidos ensaiados, que a evolução das mesmas é genericamente idêntica para todos eles. De facto, o número de Strouhal aumenta com o incremento do número de Reynolds, atingindo um patamar aproximadamente para $St=0,22$. Seguidamente decresce suavemente, tendendo para um valor constante próximo de 0,2 para números de Reynolds mais elevados. Também se observa que as soluções mais concentradas têm uma maior dispersão dos resultados e que, como seria de esperar, para todos os fluidos ocorrem descontinuidades nas correspondentes curvas.

Olhando mais atentamente apenas a Figura 5-5, cilindro de 10 mm, verifica-se que a curva do número de Strouhal para as soluções menos concentradas, de 0,005% e 0,01% em PAA, é semelhante à da água, mas para as concentrações superiores para além de haver uma maior dispersão dos resultados, a mesma curva é tendencialmente inferior.

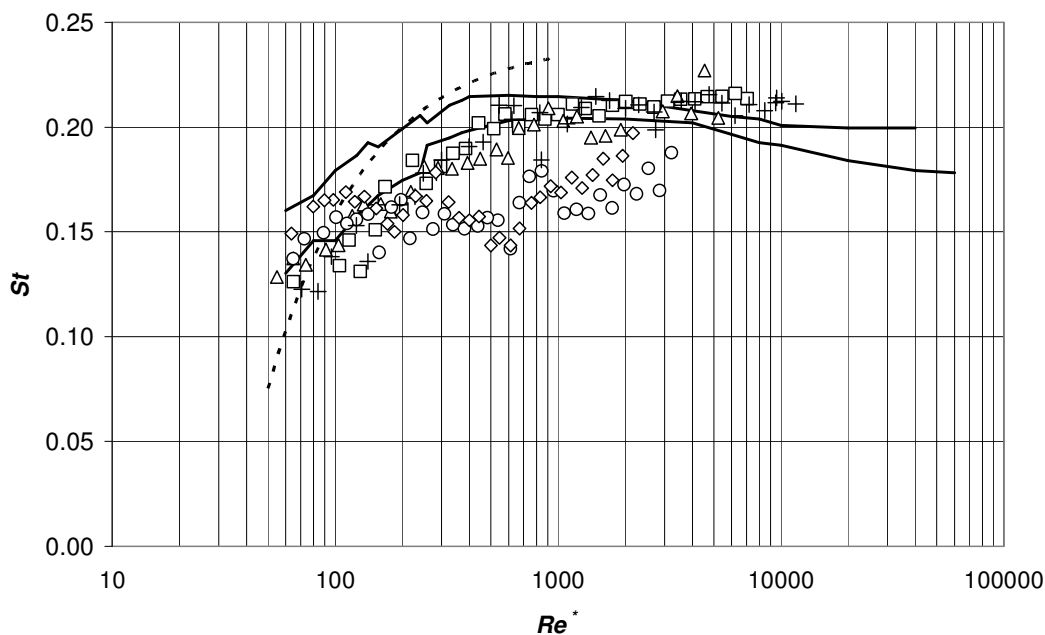


Figura 5-5 Curvas do St em função de Re^* , para todos os fluidos ($D= 10$ mm). Comparação com valores de literatura. (+) água; (□) 0,005% PAA; (Δ) 0,01% PAA; (○) 0,02% PAA; (◇) 0,03% PAA; (-), Unal/Rockwell [1988]; (---), Henderson/Williamson [1996].

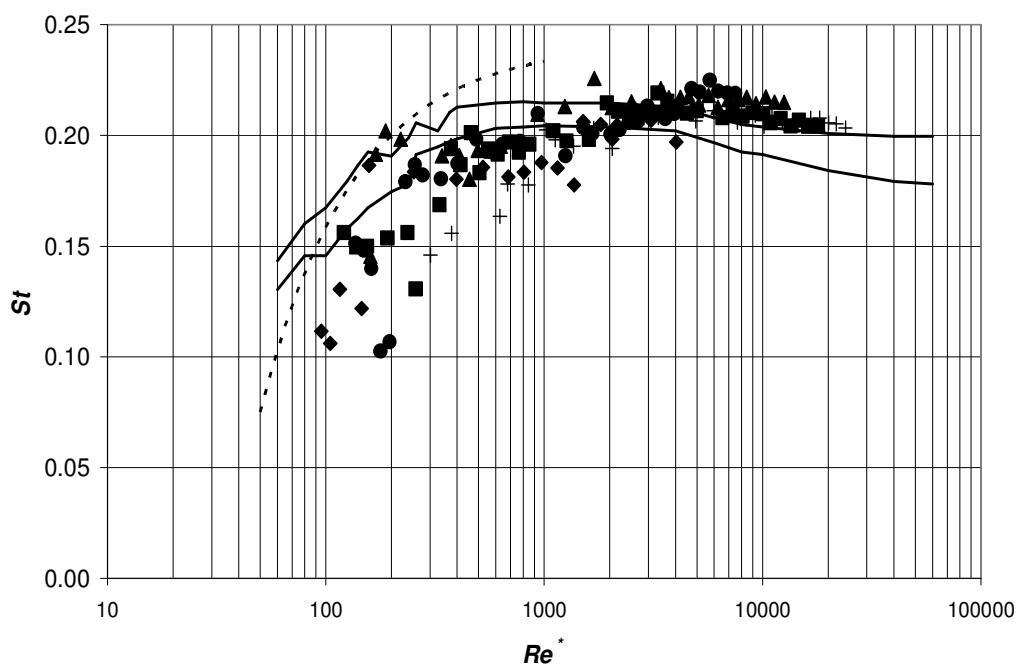


Figura 5-6 Curvas do St em função de Re^* , para todos os fluidos ($D= 20$ mm). Comparação com valores de literatura. (+) água; (■) 0,005% PAA; (▲) 0,01% PAA; (●) 0,02% PAA; (◆) 0,03% PAA; (-), Unal/Rockwell [1988]; (---), Henderson/Williamson [1996].

Já na Figura 5-6, para o cilindro de 20 mm, a situação é significativamente diferente, pois com efeito para números de Reynolds superiores a 300 – gama a partir da qual obtiveram-se, neste trabalho, valores experimentais para a água - os valores do número de Strouhal para as soluções poliméricas são genericamente superiores, contudo devido ao efeito da dispersão não existe uma relação clara entre o número de St e a concentração do polímero.

Este comportamento dispar das soluções perante os dois cilindros fica muito provavelmente a dever-se à degradação do polímero. Se repararmos nos dados obtidos aquando das visualizações, Tabela 4-1, onde o efeito da degradação do polímero ainda não se fez sentir, a tendência para a redução do número de Strouhal com a concentração de polímero, ou seja, com o aumento da elasticidade do polímero, verifica-se com os dois cilindros. Este efeito permanece no cilindro com 10 mm de diâmetro, apesar da degradação do polímero, pois o quociente entre as forças elásticas e as forças de inércia é muito maior neste cilindro, conforme se constata pela equação 1-7, e a degradação das propriedades elásticas dos fluidos não é suficiente para alterar esta tendência natural já exibida pelas soluções frescas.

5.4 DEMARCAÇÃO DOS REGIMES DE ESCOAMENTO

Com o objectivo de realizar a demarcação dos regimes de escoamento, recorreu-se essencialmente a duas ferramentas de análise, nomeadamente às curvas de distribuição espectral de potência (DEP) em função da frequência e à conjugação das curvas do número de Strouhal e do comprimento de formação adimensionalizado, l_f/D , em função do número de Reynolds, Re^* .

Nesta secção vai-se começar por analisar o comportamento dos fluidos ensaiados de uma forma global, e de seguida apenas para as soluções contendo 0,005 e 0,02% em PAA, cilindro de 20 mm. Os restantes fluidos serão analisados no Anexo C.

As curvas de distribuição do espectro de potência (DEP) em função da frequência resultam da aplicação da transformada de Fourier a conjuntos de pares de valores constituídos pelas grandezas tempo/velocidade e serviram primordialmente para determinar a frequência de ejeccção de vórtices - abcissa do ponto ao qual correspondia a ordenada mais elevada (pico) - sendo as medições realizadas na posição de coordenadas $x= 4.D$, $y= -0,5.D$. A variação do comprimento da região de formação adimensionalizado, l_f/D , com o número de Reynolds está também representado, pois o facto da sua diminuição brusca a partir de um dado momento estar associada com a ocorrência da transição na camada de corte, torna-o num auxiliar importante desta análise.

Nas figuras 5-7 e 5-9, mostram-se os resultados obtidos para as soluções contendo 0,005% e 0,02% em PAA, para o cilindro de 20 mm de diâmetro. Nestas figuras, exibem-se as curvas de Strouhal (St), e do comprimento de formação (l_f/D), em função de Re^* . Nas figuras 5-8 e 5-10, surgem os dados que traduzem o comportamento da distribuição espectral de potência (DEP) para as mesmas soluções. Uma vez que as leituras foram efectuadas em sentido descendente – das maiores para as menores velocidades - assim se ordenaram as curvas.

Tirando partido do facto de na região de transição o comportamento das curvas $St-Re^*$ e da distribuição espectral de potência ser bastante peculiar é possível, através da sua análise, inferir os números de Reynolds delimitadores deste regime. Bloor [1964], refere o trabalho de 1953 de Roshko, dizendo que este autor constatou que o regime de transição, que sucede ao regime de ejeccção laminar, é caracterizado pelo surgimento repentino e irregular de variações de velocidade na esteira bem como por uma

frequência de ejeção intermitente. Roshko voltou a encontrar uma frequência bem definida a número de Reynolds mais elevados, entre 300 e o valor crítico de 3×10^5 . Descobertas semelhantes foram também relatadas por Norberg [1994] que afirmou que “... a frequência de ejeção dos vórtices para números de Reynolds inferiores a 5×10^3 , excepto no regime de transição, está contida numa faixa de frequências muito estreita enquanto para valores de números de Reynolds superiores, mas ainda no regime subcrítico, a frequência de ejeção depende do tempo e tem uma largura de banda significativamente superior.”.

À luz destas constatações procurou-se analisar os gráficos como os das figuras 5-7 e 5-8, por forma a delimitar os regimes de escoamento.

Pela Figura 5-7, observa-se que o ponto em que o comprimento de formação decresce subitamente, ocorre para o número de Reynolds designado por $Re_{l/D}$ de 1850, com um valor de $l_f/D = 2,7$. Verifica-se igualmente que o regime laminar é difícil de inferir pois na respectiva DEP, Figura 5-8, há poucos ou nenhuns picos nítidos a baixos Re^* .

Analisando a Figura 5-8, no sentido decrescente vê-se que de $Re^* = 13248$ até $2645 < Re^* < 3256$, existem picos de base estreita e bem definidos, indicativos de que os vórtices ainda são turbulentos e que a zona de transição laminar/turbulento se encontra ainda na camada de corte, afastando-se do cilindro com a diminuição de Re^* .

A partir de então, observam-se distribuições espectrais de potência com vários picos predominantes de frequência similar ou picos esbatidos, indicativos de que vigora o regime de transição. O Re^*_{fit} será pois próximo de 2950. De notar, na Figura 5-7, que para $Re^* > Re^*_{fit}$, há uma menor dispersão dos valores de Strouhal.

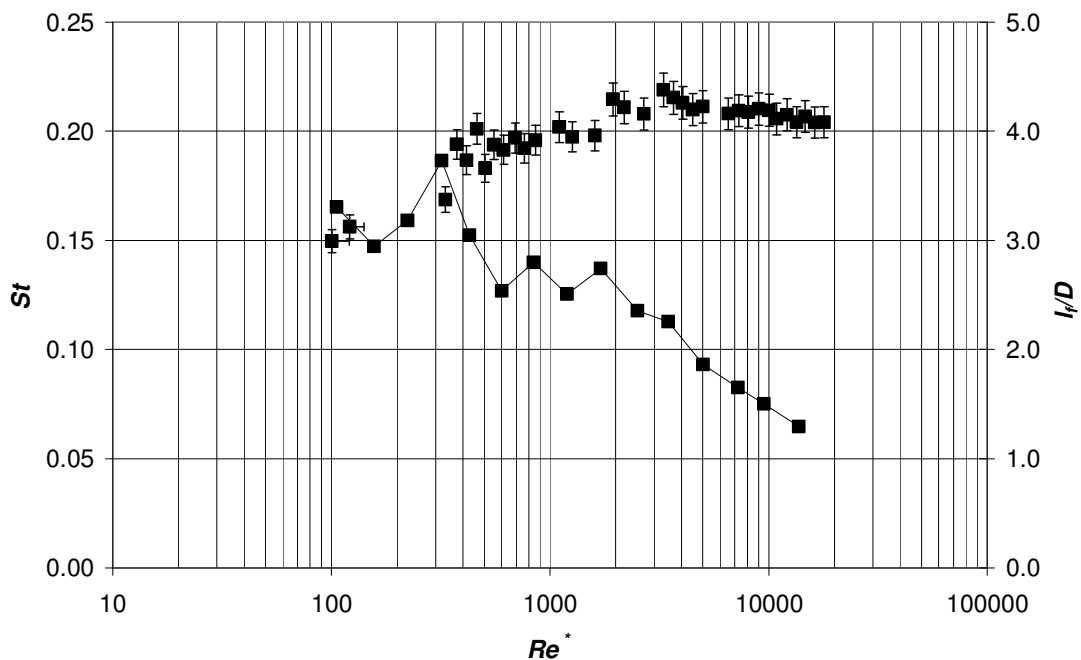


Figura 5-7 Curvas do St e do l_f/D em função de Re^* , para a solução de 0,005% PAA ($D=20$ mm). (■), $St-Re^*$; (□), $l_f/D-Re^*$; (┘, ┘), incertezas nos valores de St e Re^* .

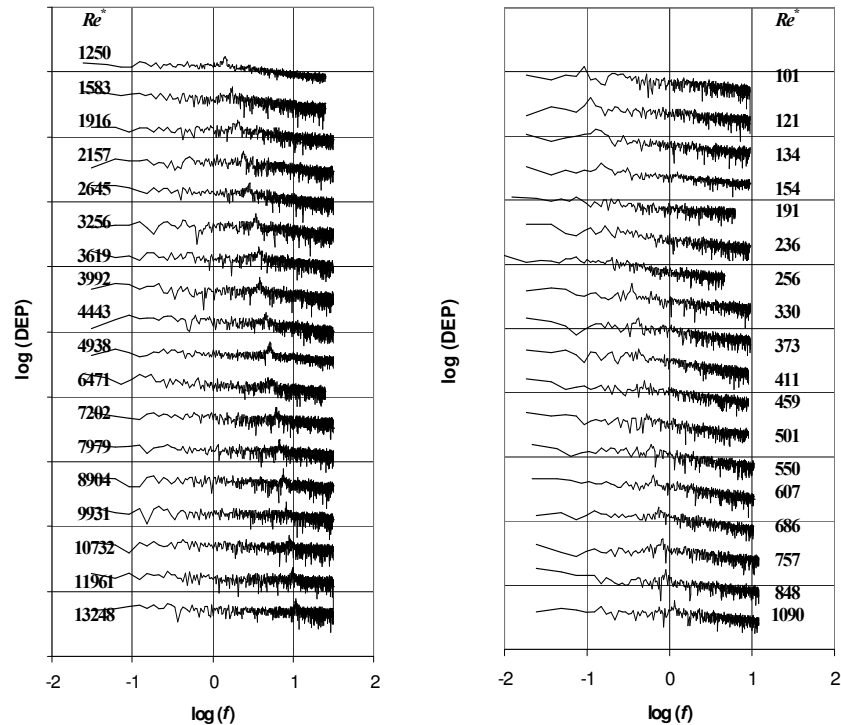


Figura 5-8 Curvas do $\log (DEP)$ vs $\log (f)$, solução 0,005% PAA, $D=20$ mm.

Observando conjuntamente as figuras 5-9 e 5-10, analisar-se-á da mesma forma a solução de 0,02% PAA, $D=20$ mm.

Através da análise da Figura 5-10, a partir dos números de Reynolds mais elevados, verifica-se que os picos nítidos terminam algures entre $2668 < Re^* < 2440$, valor médio 2554, ou seja será este o valor indicativo do Re^*_{fit} . Abaixo deste valor de número de Reynolds os picos da distribuição espectral de potência são todos indefinidos pelo que não é possível inferir qual o valor do Re^* que separa o regime de ejeção laminar do regime de transição. A diminuição brusca do comprimento de formação ocorre para um número de Reynolds próximo de 800 ao qual corresponde um valor de l_f/D próximo de 3.8, conforme se pode ver na Figura 5-9.

O facto da diminuição brusca do comprimento de formação ocorrer antes do fim do regime de transição significa está a ocorrer uma de duas situações, primeira hipótese; as camadas de corte, ainda laminares estão a sofrer instabilidades que promovem o arrastamento de fluido de dentro da região de formação, provocando assim uma diminuição do l_f , segunda hipótese; a transição já está a ocorrer nas camadas de corte mas os efeitos de topo, uma vez que não se trata de cilindros infinitos, ou perturbações no escoamento livre, estão a interferir na ejeção de vórtices, impedindo ou atrasando o estabelecimento da frequência de ejeção bem definida, típica do regime de transição nas camadas de corte.

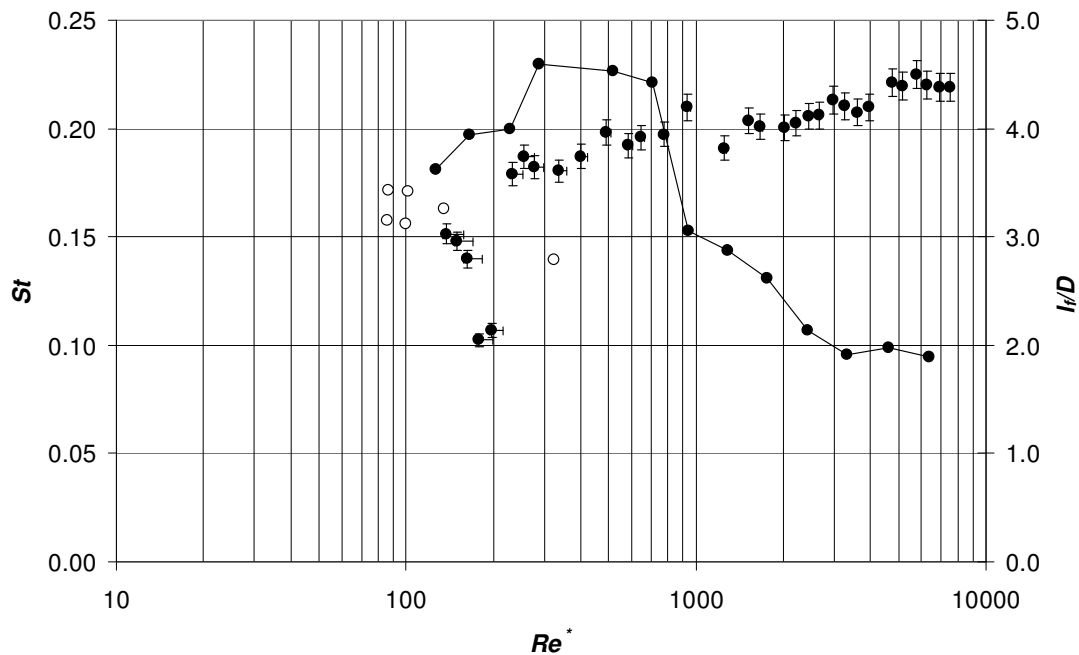


Figura 5-9 Curvas do St e do l_v/D em função de Re^* , para a solução com 0,02% PAA, $D=20$ mm. $St - Re^*$: (●) valores experimentais; (○), valores cronometrados; (-●-), $l_v/D - Re^*$; (⊥, ⊢), incertezas nos valores de St e Re^* .

Também se representam barras indicadoras do limite do erro nas figuras 5-7 e 5-9, que traduzem os valores das incertezas associadas aos grupos adimensionais, nomeadamente o número de Reynolds, U_{Re^*} , e de Strouhal, U_{St} , já referidos na secção 2.5.

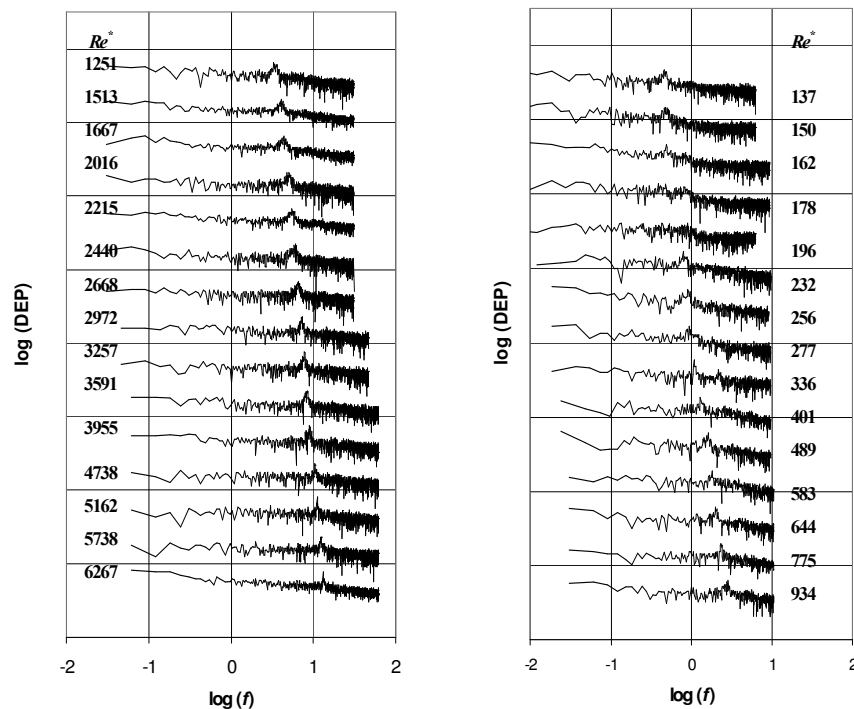


Figura 5-10 Curvas do $\log(DEP)$ vs $\log(f)$, solução 0,02% PAA, $D=20$ mm.

Após uma análise, tão detalhada quanto possível, dos dados obtidos experimentalmente (ver também os Anexos B e C), foi possível encontrar os números de Reynolds delimitadores do regime de transição bem como aqueles aos quais ocorre a redução abrupta do comprimento de formação, tabelas 5-2 e 5-3. Para o cilindro de 10 mm detectou-se predominantemente os números de Reynolds aos quais tem início o regime de transição, Re_{irt}^* . Para o cilindro de 20 mm de diâmetro foi possível detectar essencialmente os números de Reynolds aos quais termina o regime de transição, Re_{frit}^* .

Embora a degradação do polímero altere os resultados, sobretudo ao nível dos efeitos da elasticidade, ainda assim é possível observar os efeitos que a elasticidade, em conjunto com a reduzida pseudoplasticidade dos fluidos utilizados, exercem nos regimes de escoamento e no comprimento de formação.

Relativamente aos resultados obtidos por Coelho [2000], entre outros autores, continua-se a detectar um aumento do comprimento de formação com a elasticidade dos fluidos e mais concretamente com o aumento do quociente entre as forças elásticas e as forças viscosas, proporcional a $\nu\lambda_e/D^2$ (equação 1.7), já que o cilindro mais pequeno, para as mesmas soluções, apresenta maiores comprimentos de formação. O que já não está de acordo com os resultados de Coelho [2000] é o facto de, com as soluções de PAA, aos comprimentos de formação mais elevados não corresponder menores números de Reynolds aos quais tem início a redução brusca do comprimento de formação, Re_{lf}^* .

Relativamente ao número de Reynolds de início do regime de transição, Re_{irt}^* , o aumento da elasticidade conduz à sua diminuição, à semelhança do que já haviam constatado Coelho [2000] e Coelho e Pinho [2003 a e b], muito embora esses autores não tivessem excluído a hipótese da pseudoplasticidade, pelo facto de aumentar a frequência de ejeção de vórtices, contribuir para essa redução do Re_{irt}^* . Ora no caso presente, os fluidos são pouco pseudoplásticos e em consequência as frequências de ejeção são baixas, o que leva a concluir que a elasticidade dos fluidos é a principal responsável pela diminuição do Re_{irt}^* . Sarpkaya et al. [1973], também constataram que num escoamento em torno de um cilindro, os aditivos precipitam a ocorrência de características do escoamento normalmente observadas a de Re mais elevados.

A redução observada no Re_{irt}^* com a elasticidade do fluido, pode estar relacionada com o aumento no comprimento de formação com a elasticidade. Camadas de corte mais compridas eventualmente originam vórtices menos estáveis e como tal a turbulência surge mais cedo.

Tabela 5-2 Números de Reynolds delimitadores de regiões características do escoamento ($D=10$ mm).

Fluido	Início do regime de transição Re_{irt}^*	Fim do regime de transição Re_{frit}^*	Início da diminuição acentuada de l_f/D $Re_{lf}^*/l_f/D$
água	503	Não detectado	3500/2,7
0,005% PAA	277	1430	3400/3,1
0,01% PAA	147	Não detectado (>5000?)	3500/3,5
0,02% PAA	120	Não detectado (>3000?)	Não detectado/ $l_f/D_{\text{médio}}=4,3$
0,03% PAA	95	Não detectado (>2000?)	Não detectado/ $l_f/D_{\text{médio}}=5$

Tabela 5-3 Números de Reynolds delimitadores de regiões características do escoamento ($D=20$ mm).

Fluido	Início do regime de transição Re_{irt}^*	Fim do regime de transição Re_{ftr}^*	Início da diminuição acentuada de l_f/D $Re_{ifd}^*/l_f/D$
água	Não detectado	2460	1870/2,7
0,005% PAA	Não detectado	2950	1850/2,7
0,01% PAA	Não detectado	1875	600/2,8
0,02% PAA	Não detectado	2554	800/3,8
0,03% PAA	Não detectado	1890	1200/3,6

O número de Reynolds ao qual termina o regime de transição, e tem início o regime de transição nas camadas de corte, é que parece ter sido um dos parâmetros cujo comportamento mais se alterou com a utilização do PAA, relativamente ao trabalho de Coelho (2000). Este autor constatou que um aumento da concentração de polímero, seja ele CMC ou tilose, acarreta uma diminuição do Re_{ftr}^* , ora neste caso para o cilindro com 10 mm de diâmetro não se conseguiu detectar este Reynolds em nenhuma das soluções, tabela 5-2, e para o cilindro com 20 mm de diâmetro o comportamento do Re_{ftr}^* é, neste aspecto um pouco ambíguo, conforme se vê na tabela 5-3. Por outro lado, o facto do Re_{ifd}^* não diminuir com o aumento da concentração de polímero, como foi também observado por Coelho (2000), mas, ou manter-se constante em valores muito elevados, aproximadamente 3500, como no caso do cilindro com 10 mm de diâmetro, tabela 5-2, ou até aumentar com a concentração, como é o caso do cilindro com 20 mm de diâmetro, tabela 5-3, pode querer dizer que as camadas de corte estão agora a resistir mais ao surgimento das instabilidades de Kelvin-Helmholtz, precursoras da transição nas camadas de corte. Desta forma se explicaria o porquê do Re_{ftr}^* aumentar, neste caso, com a concentração de PAA.

5.5 INFLUÊNCIA DO DIÂMETRO NOS VALORES DE St e l_f/D

Nesta secção irá avaliar-se globalmente a influência do diâmetro nos valores de St^* e l_f/D . Uma vez que, o comportamento de uma solução não é, por si só, exemplificativo, analisou-se este efeito no comportamento de todos os fluidos ensaiados.

Na Figura 5-11 comparam-se as curvas de St e l_f/D em função de Re^* para os dois cilindros e para a água, repetindo-se a comparação para as soluções de PAA a 0,005%, 0,01%, 0,02% e 0,03% nas figuras 5-12, 5-13, 5-14 e 5-15, respectivamente.

No caso da água, Figura 5-11, a posição relativa das curvas de comprimento de formação é a mesma da obtida por Coelho [2000], isto é, com o cilindro de 10 mm o comprimento de formação, l_f/D , era maior que o do cilindro com 20 mm de diâmetro. No presente trabalho, e contrariamente ao esperado, já que St e l_f são inversamente proporcionais, Gerrard [1966b], o maior l_f/D do cilindro com 10 mm não se traduz num menor St . Talvez os diferentes sistemas de fixação dos dois cilindros sejam responsáveis por este comportamento distinto, pois provocam diferentes efeitos de topo, algo que não sucedeu no trabalho de Coelho [2000].

Relativamente às soluções poliméricas de PAA, figuras 5-12, 5-13, 5-14 e 5-15, uma diminuição do diâmetro acarreta um aumento do comprimento de formação que por sua vez origina um abaixamento do número de Strouhal, conforme era esperado. Neste caso., os efeitos elásticos parecem sobrepor-se aos eventuais efeitos de topo.

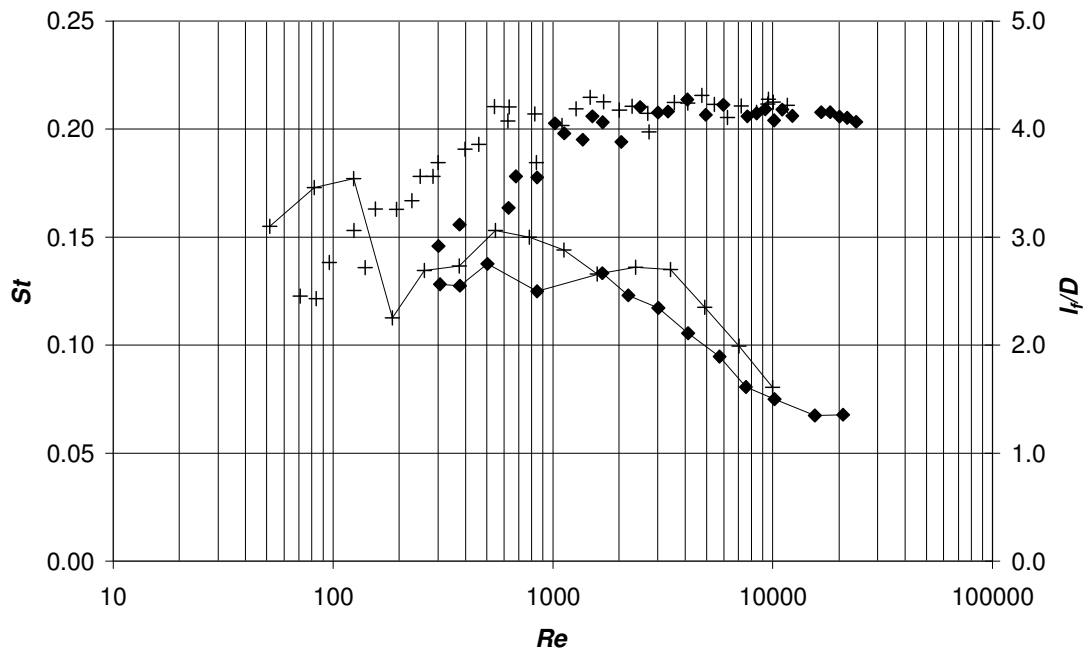


Figura 5-11 Curvas do St e do l/D em função de Re , para a água, comparação entre resultados experimentais obtidos para ambos os cilindros. $St-Re$: (+) 10 mm; (◆) 20 mm; $l/D-Re$: (-+-) 10 mm; (-◆-) 20 mm.

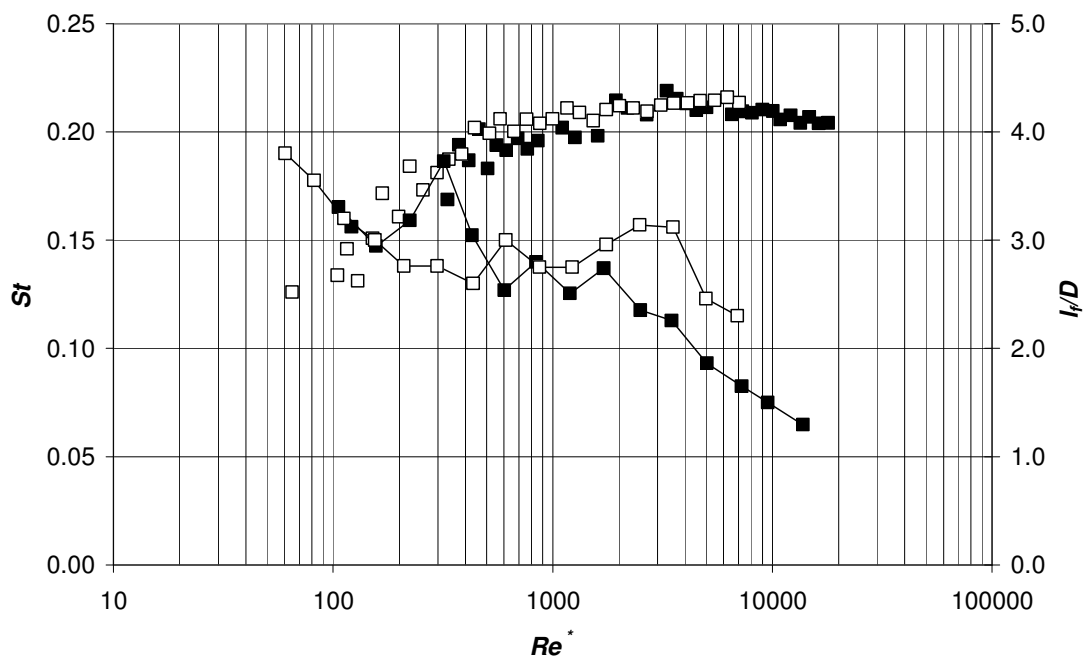


Figura 5-12 Curvas do St e do l/D em função de Re^* , para a solução 0,005% PAA, ambos os cilindros. $St-Re^*$: (□) 10 mm; (■) 20 mm; $l/D-Re^*$: (-□-) 10 mm, (-■-) 20 mm.

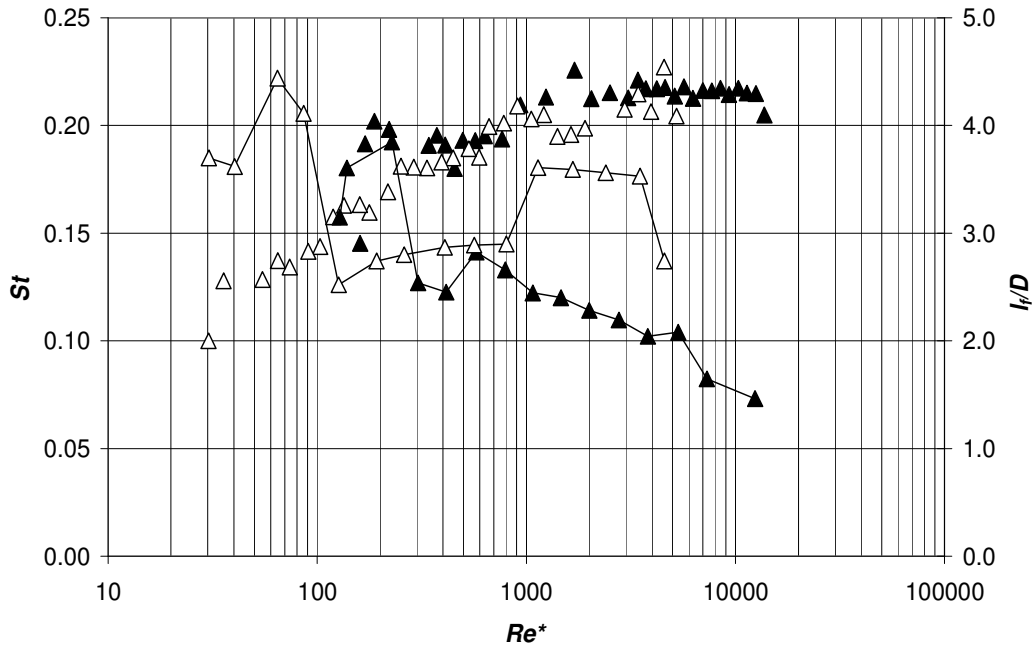


Figura 5-13 Curvas do St e do l_f/D em função de Re^* , para a solução 0,01% PAA, ambos os cilindros. $St-Re^*$: ($\triangle$) 10 mm, ($\blacktriangle$) 20 mm; $l_f/D-Re^*$: ($-\triangle-$), 10 mm; ($-\blacktriangle-$) 20 mm.

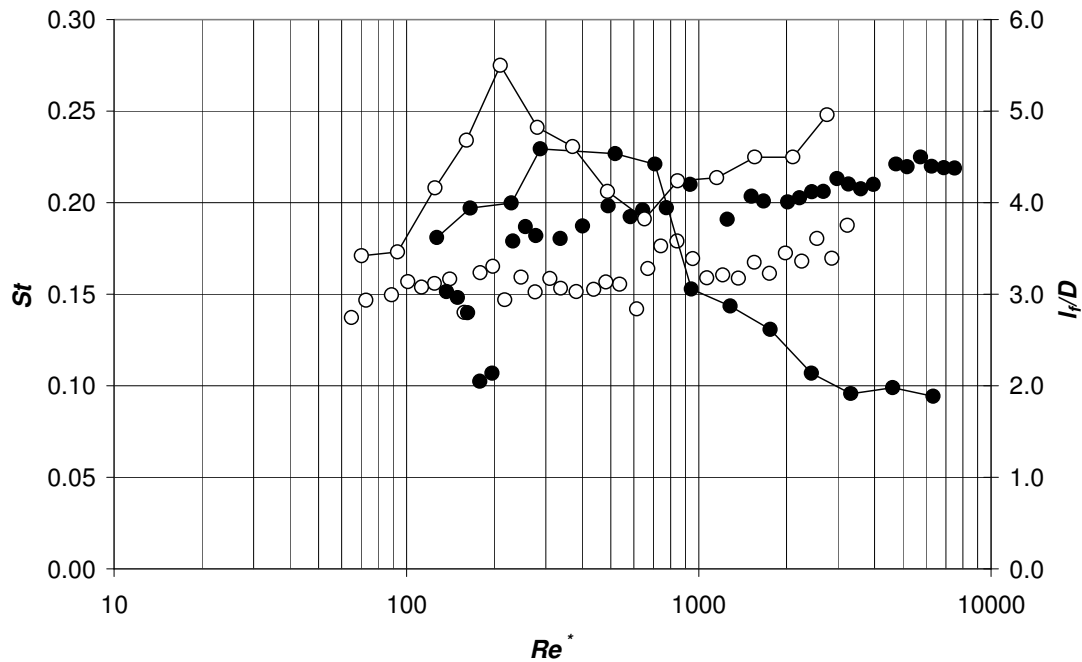


Figura 5-14 Curvas do St e do l_f/D em função de Re^* , para a solução 0,02% PAA, ambos os cilindros. $St-Re^*$: ($\circ$) 10 mm, ($\bullet$) 20 mm; $l_f/D-Re^*$: ($-\circ-$) 10 mm, ($-\bullet-$) 20 mm.

O aumento do l_f/D com a diminuição do diâmetro fica certamente a dever-se a um efeito da elasticidade. Como se referiu na secção anterior, é sabido que a elasticidade provoca um aumento do comprimento de formação, Cadot e Kumar [2001], Oliveira [2001], Coelho e Pinho [2003a], tendo inclusivé estes últimos autores encontrado uma correlação entre l_f/D e o número de Weissenberg ($We = \lambda_e U_\infty / D$). Ora, uma diminuição

do diâmetro potencia o efeito da elasticidade, já que aumenta o quociente entre as forças elásticas e as forças viscosas. Este efeito é mais notório à medida que a concentração de polímero aumenta.

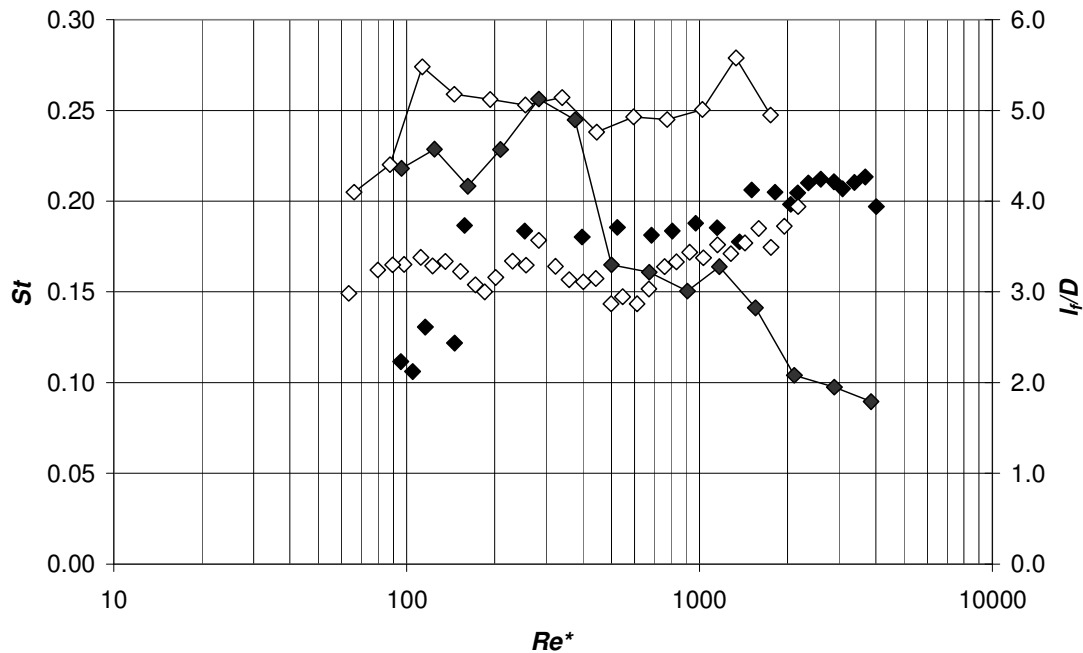


Figura 5-15 Curvas do St e do l/D em função de Re^* , para a solução 0,03% PAA, ambos os cilindros. $St-Re^*$: (◇) 10 mm, (◆) 20 mm; $l/D-Re^*$: (-◇-) 10 mm, (-◆-) 20 mm.

5.6 ANÁLISE DOS VÁRIOS REGIMES DE EJECCIÓN DE VÓRTICES

Nesta secção irá estudar-se a ejección de vórtices e o comprimento da região de formação, focando separadamente cada um dos regimes de ejección, nomeadamente o regime laminar e de transição, realizando-se, sempre que possível, a comparação entre os resultados obtidos para os dois diâmetros de cilindro.

5.6.1 Regime de Ejección Laminar

Como é possível constatar pelos dados constantes nas tabelas 5-2 e 5-3, onde se demarcam os regimes de ejección detectados para cada um dos cilindros ensaiados; só foi possível encontrar um regime laminar de fronteiras bem definidas para todos os fluidos, apenas para o cilindro de menor diâmetro. Com efeito, nos ensaios realizados com o cilindro de 20 mm, não se observou o limite inferior do regime de transição.

Nas figuras 5-16 e 5-17, realiza-se respectivamente a comparação das curvas de Strouhal e do comprimento de formação obtidas para todos os fluidos no regime laminar para o cilindro de 10 mm, tendo sido, igualmente, representada a curva de ejección bidimensional para fluidos Newtonianos obtida por Henderson, segundo Williamson [1996b], na qual estão simultaneamente ausentes o regime de transição e os efeitos de topo.

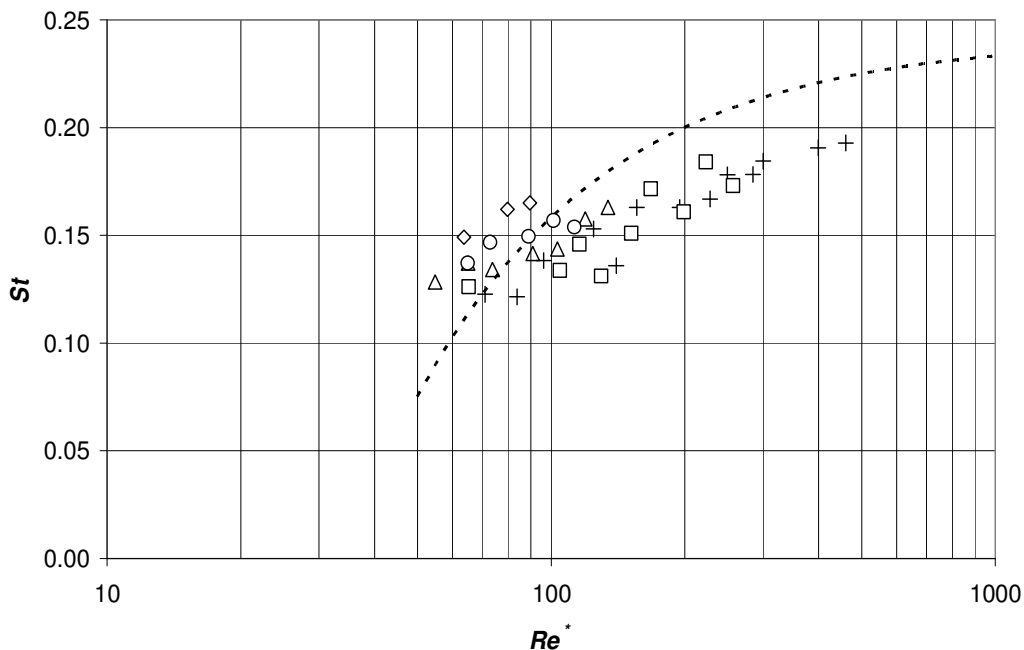


Figura 5-16 Comparação das curvas de Strouhal em função de Re^* , no regime laminar, para o cilindro de $D=10\text{mm}$. (+) água; (□) 0,005% PAA; (△) 0,01% PAA; (○) 0,02% PAA; (◇) 0,03% PAA; (...) Henderson 2-D [1996b].

Analisando a figura 5-16, embora não existam muitos pontos experimentais, verifica-se uma tendência para o aumento do número de Strouhal com a concentração de polímero, à semelhança daquilo que já sucedia nos resultados experimentais de Coelho (2000). Em virtude dos efeitos de topo a curva da água encontra-se, como seria de esperar, abaixo da curva de Henderson, curva teórica a 2-D, onde portanto estão ausentes os efeitos de topo. O facto de haver soluções com valores de St superiores a esta curva revela que se tratam de fenómenos provocados pela reologia dos fluidos e não por quaisquer efeitos geométricos, pois nesse caso a tendência era os valores de St ficarem abaixo da referida curva de Henderson, à semelhança do que sucede com os valores da água.

Na Figura 5-17, pode-se verificar a ocorrência da tendência para o aumento do comprimento de formação com o incremento da concentração em polímero.

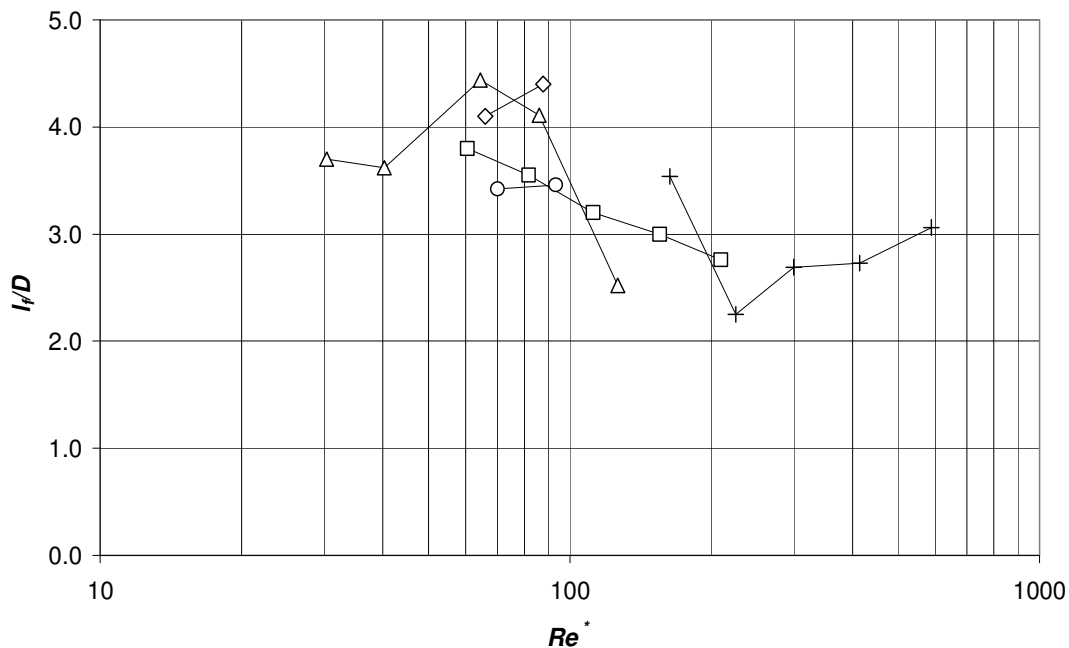


Figura 5-17 Comparação das curvas de l/D em função de Re^* , no regime laminar, para o cilindro de 10mm. (-+-) água; (-□-) 0,005% PAA; (-Δ-) 0,01% PAA; (-○-) 0,02% PAA; (-◇-) 0,03% PAA.

O aumento do número de Strouhal com a concentração fica certamente a dever-se à pseudoplasticidade dos fluidos, fenómeno este já observado por Coelho (2000). Com o aumento da pseudoplasticidade a espessura da camada limite diminui o mesmo sucedendo à espessura das camadas de corte e por fim ao comprimento de difusão, deste modo o Strouhal aumenta, conseguindo mesmo anular o efeito da elasticidade, que ao aumentar o comprimento de formação teria tendência a diminuir o St .

Como estes fluidos eram poucos pseudoplásticos, esperava-se que a elasticidade fosse preponderante e no global o número de Strouhal baixasse. Como houve degradação das soluções dentro do túnel de água, e esta degradação afecta sobretudo a elasticidade mas não tanto a pseudoplasticidade, ver figuras 3-5 e 3-6, os resultados podem muito bem estar a ser afectados por este facto. Eventualmente com soluções não degradadas ir-se-ia verificar uma redução do número de Strouhal com o aumento da concentração. Os pontos obtidos por cronometragem poderiam fazer alguma luz sobre este assunto, mas infelizmente são muito poucos e o processo de recolha e processamento não foi suficientemente estudado de forma a dar garantias de boa reprodutibilidade. Este terá de ser um dos aspectos a ter em conta na realização de trabalhos futuros.

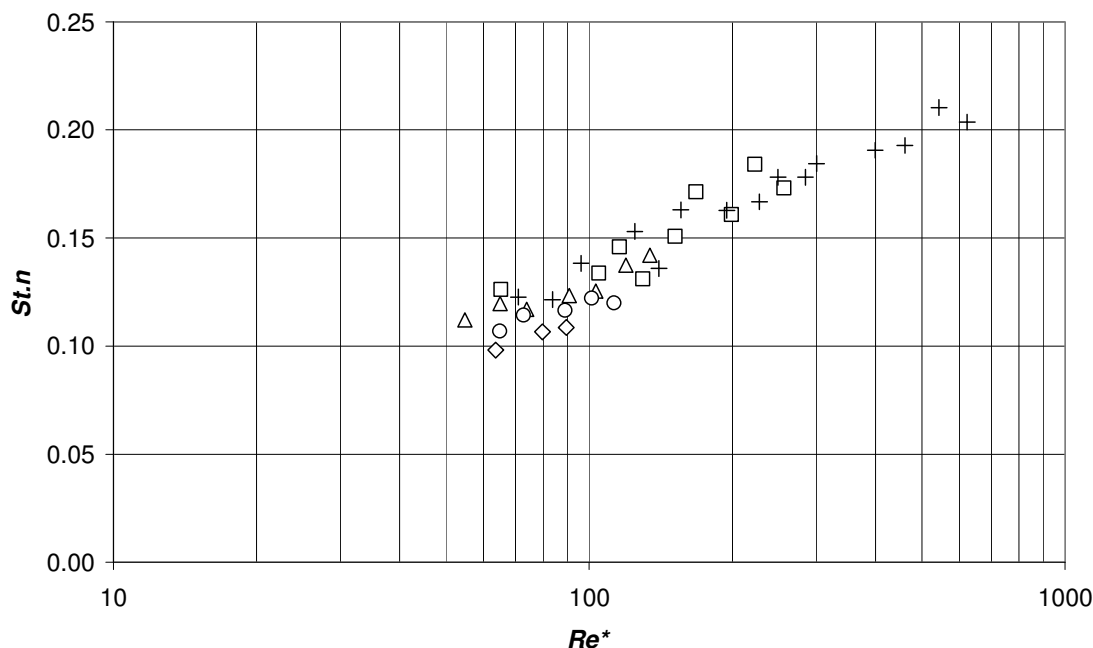


Figura 5–18 Curvas de Strouhal corrigido com o índice de potência n em função de Re^* no regime laminar, para o cilindro com 10 mm de diâmetro. (+) água; (□) 0,005% PAA; (Δ) 0,01% PAA; (○) 0,02% PAA; (◇) 0,03% PAA.

À semelhança do que fizeram Coelho (2000) e Coelho e Pinho (2003 b), representa-se na Figura 5-18, o produto $St \cdot n$ em função do Re^* . Desta forma, pretende-se expurgar os valores de Strouhal do efeito da pseudoplasticidade. Como se pode ver pela figura, as curvas estão agora praticamente coincidentes e, na generalidade, ligeiramente abaixo dos valores da água. A degradação das soluções poliméricas é muito provavelmente a responsável por esta proximidade aos valores da água pois de contrário, para soluções elásticas, os valores de $St \cdot n$ das soluções poliméricas estariam notoriamente abaixo dos valores da água, conforme constatarem Coelho (2000) e Coelho e Pinho (2003 b).

5.6.2 Regime de Transição

Pela análise que tem vindo a ser efectuada, verificou-se que todos os fluidos ensaiados revelaram a existência do regime de transição da ejeção de vórtices, embora o seu início ou fim possam não ter sido claramente definidos. Remetendo novamente à Tabela 5-3, verifica-se que para quase todos os fluidos ensaiados com o cilindro de 20 mm, somente foi possível detectar o fim do regime de transição.

Nas figuras 5-19 e 5-20, exibem-se respectivamente, as curvas de St e de l_f/D em função de Re^* na região de transição, para ambos os cilindros.

Neste regime de ejeção, continua a verificar-se para as soluções poliméricas o aumento de l_f/D com a diminuição do diâmetro do cilindro. Tal facto deverá ser atribuído ao maior quociente entre as forças elásticas e as forças de inércia inerente ao cilindro de menor diâmetro, levando à diminuição da frequência de ejeção de vórtices e consequentemente do número de Strouhal.

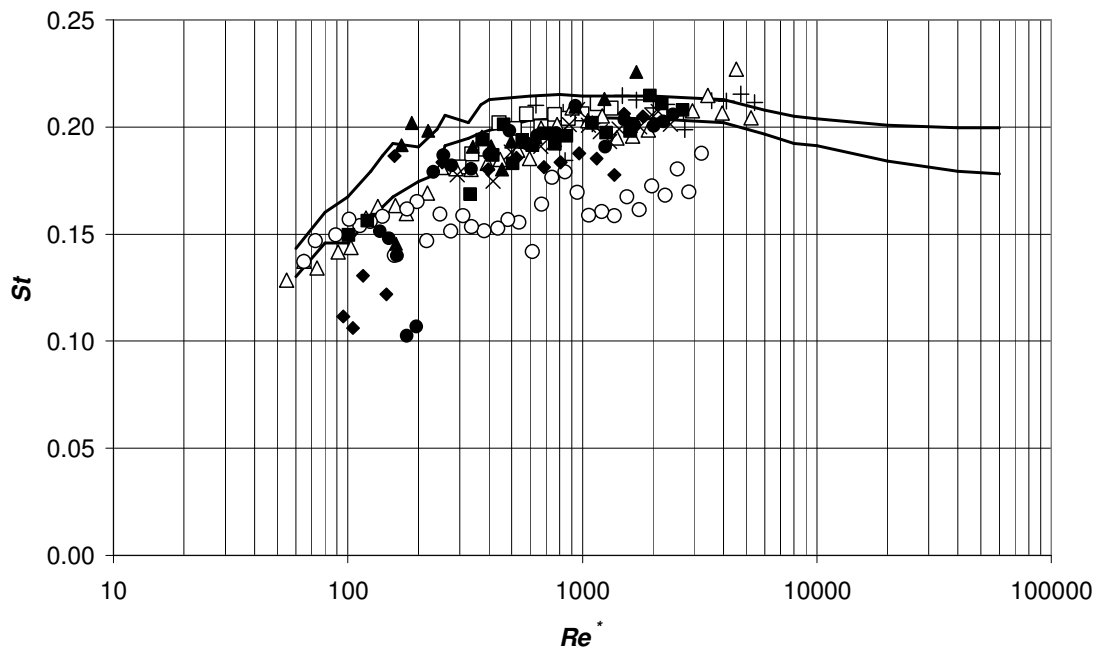


Figura 5-19 Curvas de St em função de Re^* , no regime de transição, ambos os cilindros. $D=10$ mm (+, □, △, ○, ◇) e $D=20$ mm (×, ■, ▲, ●, ◆). (+, ×) água; (□, ■) 0,005% PAA; (△, ▲) 0,01% PAA; (○, ●) 0,02% PAA; (◇, ◆) 0,03% PAA; (—) Unal e Rockwell. [1988].

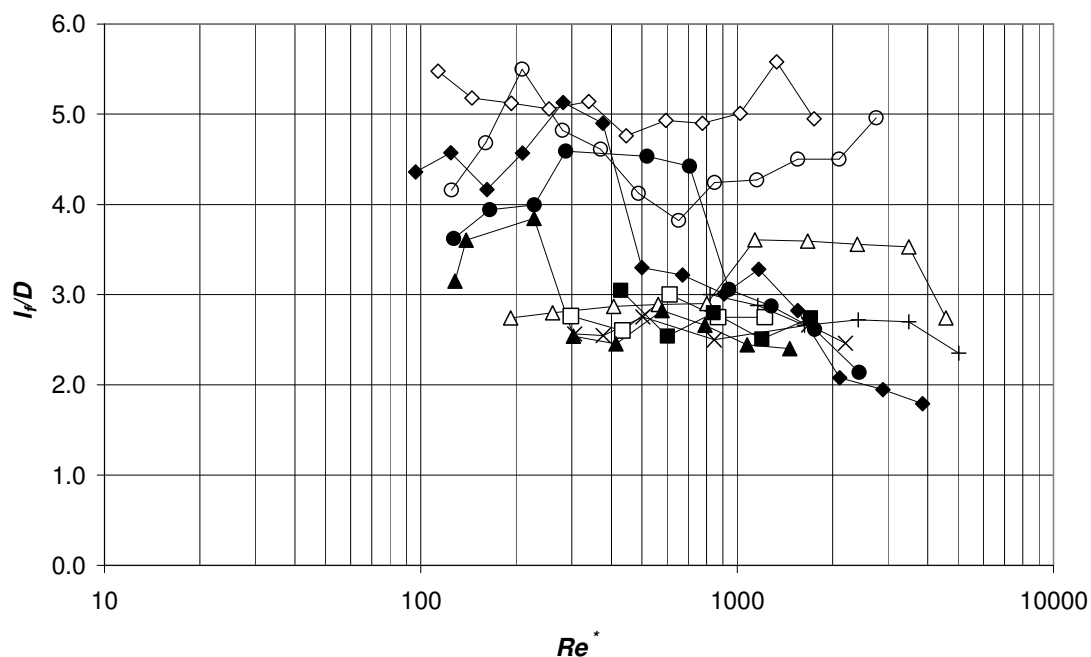


Figura 5-20 Curvas de l/D em função de Re^* , na região de transição, ambos os cilindros. $D=10$ mm (+, □, △, ○, ◇) e $D=20$ mm (×, ■, ▲, ●, ◆). (+, ×) água; (□, ■) 0,005% PAA; (△, ▲) 0,01% PAA; (○, ●) 0,02% PAA; (◇, ◆) 0,03% PAA; (—) Unal e Rockwell. [1988].

Na Figura 5-21, representa-se novamente o número de Strouhal corrigido $St \cdot n$.

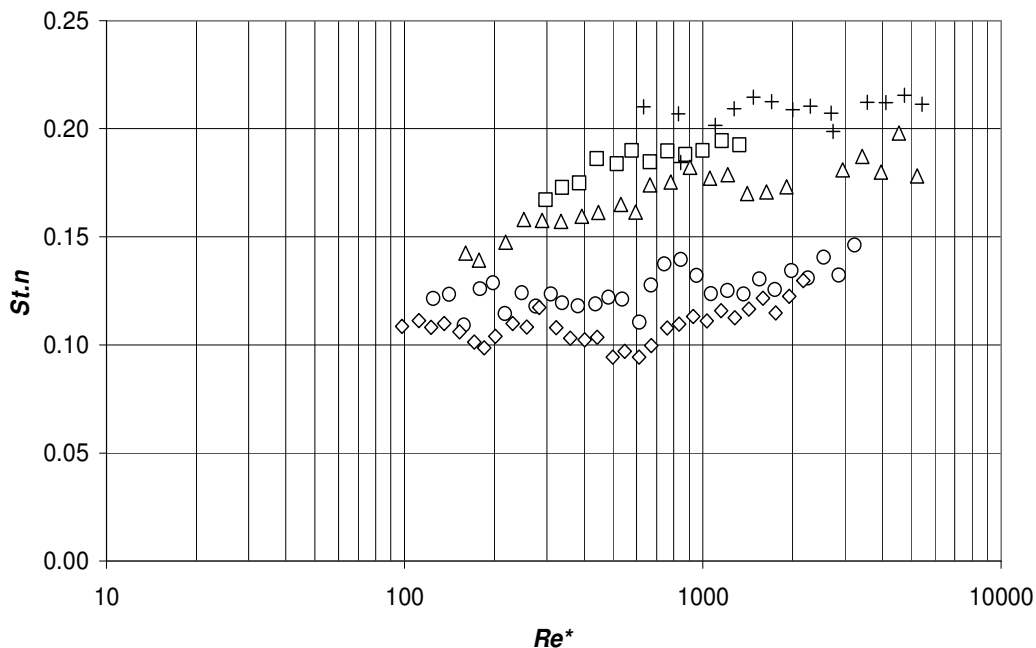


Figura 5–21 Curvas de Strouhal corrigido com o índice de potência n em função de Re^* no regime de transição, para o cilindro com 10 mm de diâmetro. (+) água; (□) 0,005% PAA; (△) 0,01% PAA; (○) 0,02% PAA; (◇) 0,03% PAA.

Como se pode ver, as soluções já não apresentam a sobreposição que exibiram no regime laminar, significando que, o comprimento de difusão está a ser afectado pela turbulência a jusante o que reduz o papel da pseudoplasticidade na ejeção dos vórtices, Coelho [2000]. Tudo indica que a conclusão de Coelho (2000), de que a influência directa da pseudoplasticidade na ejeção de vórtices é preponderante apenas no regime laminar, se mantém para o tipo de polímero usado neste trabalho.

5.7 REPRODUTIBILIDADE DOS ENSAIOS

Dada a morosidade das medições realizadas para um único fluido, algumas delas foram concretizadas ao longo de vários dias. Esse facto, por si só, já pressupunha uma série de alterações nos factores que, de uma forma directa ou indirecta, afectavam as medições, citando apenas alguns exemplos: a utilização de uma nova solução, variação na posição dos pontos de amostragem, o erro de tendência pessoal na leitura de instrumentos analógicos, o conhecimento inadequado dos efeitos das condições ambientais (ex: temperatura, humidade) sobre a medição ou a medição imperfeita dessas mesmas condições ambientais; variações na tensão da corrente eléctrica, variação da potência do laser, as variações nas observações repetidas do mensurando sob condições aparentemente idênticas, etc.

Como forma de avaliar o grau de concordância entre os resultados das medições de uma mesma solução efetuadas sob condições variadas de medição, efectuaram-se medições adicionais para alguns dos fluidos ensaiados.

Nas figuras 5-22 e 5-23, reproduzem-se as curvas de St em função de Re^* para as soluções de 0,02% e 0,005% em PAA, para ensaios realizados com o cilindro de 10 e 20 mm, respectivamente.

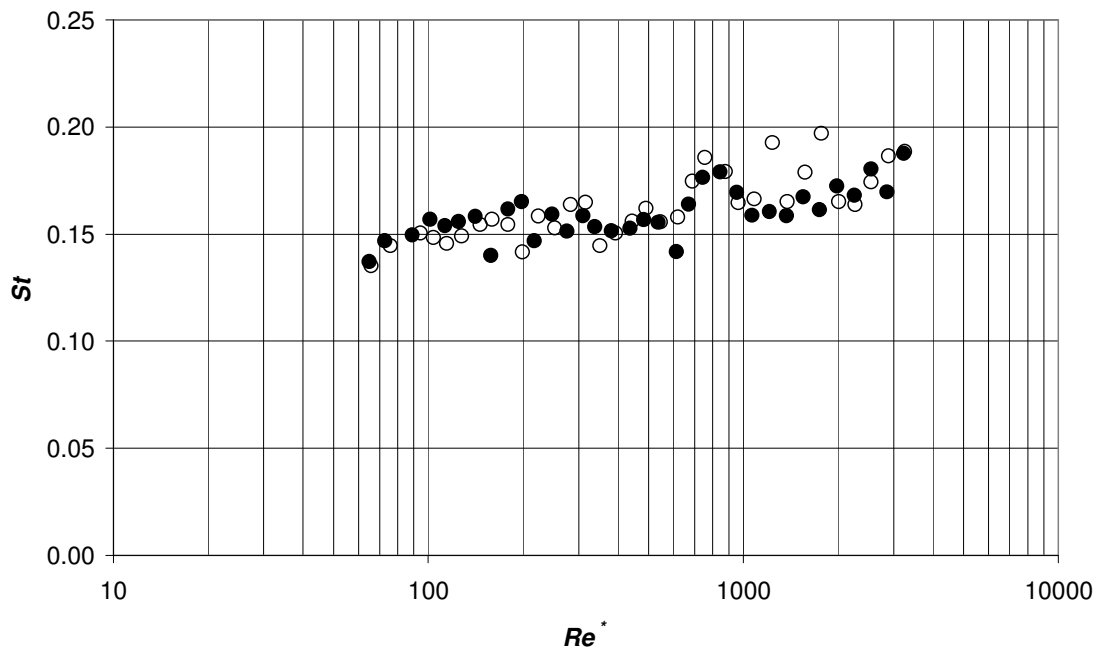


Figura 5-22 Curvas de St em função de Re^* para solução 0,02% em PAA, cilindro de 10 mm. (○), 1º ensaio (●) 2º ensaio.

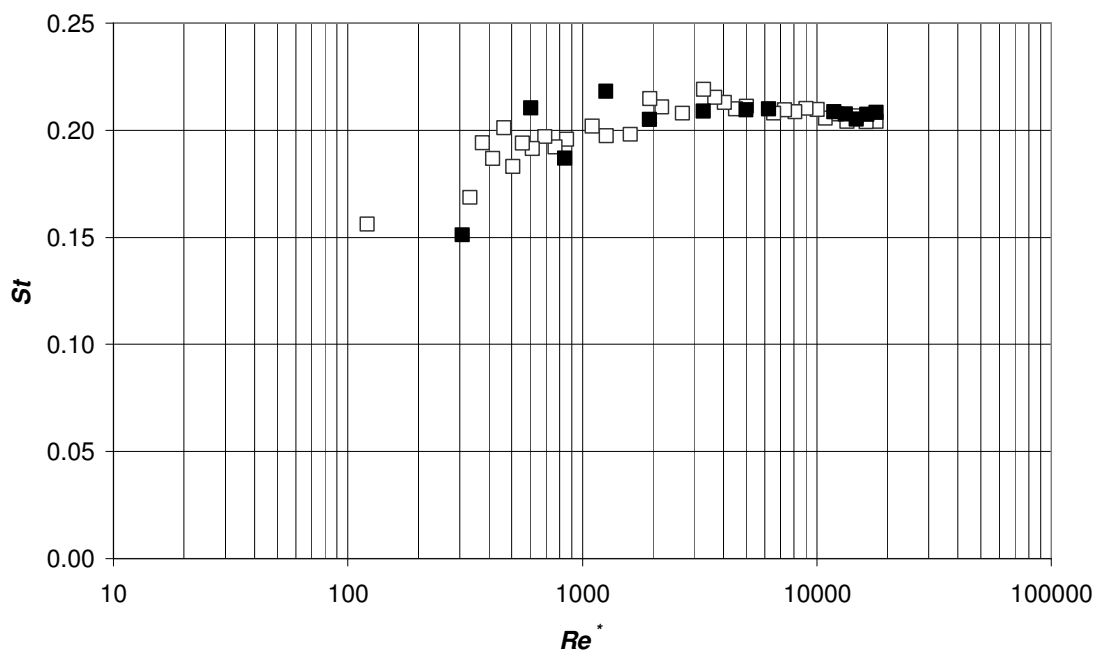


Figura 5-23 Curvas de St em função de Re^* para a solução 0,005% em PAA, cilindro de 20 mm. (□) 1º ensaio; (■) 2º ensaio.

Na generalidade, pode dizer-se a reprodutibilidade das experiências é boa. Não podemos esquecer que as medições do número de Strouhal apresentam maior dispersão de valores no regime de transição, é inerente ao fenómeno, e nos casos aqui apresentados parece ser precisamente nesse regime que surgem as maiores diferenças entre os ensaios.

Na Figura 5-24, exibem-se as curvas de l_f/D em função de Re^* , correspondentes aos dois ensaios efectuados com a solução contendo 0,01% em PAA, cilindro de 20 mm.

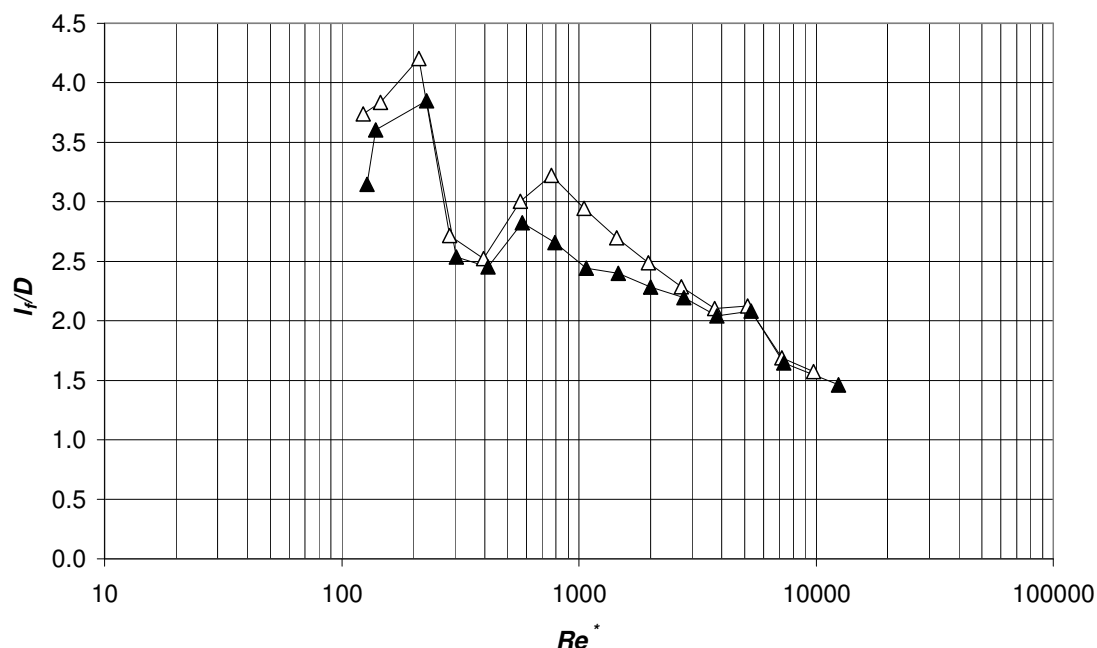


Figura 5–24 Curvas de l_f/D em função de Re^* para a solução 0,01% em PAA, cilindro de 20 mm. ($\triangle$) 1º ensaio; ($\blacktriangle$) 2º ensaio.

Relativamente à reprodutibilidade da medição do comprimento de formação, no geral também pode ser considerada aceitável. Mais uma vez é na região do regime de transição que há maior dispersão de valores. Um erro de 14 % no comprimento de formação, neste tipo de ensaios em que o fluido sofre degradação é aceitável, e dada a incerteza inerente ao número de Reynolds, também provocada pela degradação, provavelmente não se podia aspirar a um muito melhor desempenho.

CAPÍTULO 6

PAA vs CMC e TILOSE

No presente capítulo, confrontar-se-ão os resultados adquiridos utilizando o polímero designado por PAA, com os resultados obtidos por Coelho (2000), com dois polímeros distintos: a CMC e a tilose.

Uma vez que na interpretação dos resultados obtidos será útil associar a caracterização reológica efectuada na ocasião, apresentam-se primeiramente os resultados reológicos mais relevantes (secção 6.1). De seguida, comparar-se-ão as curvas de $St-Re^*$ e $l_f/D-Re^*$ de todas as soluções (secção 6.2), efectuando a correspondente análise, primeiramente com a tilose e seguidamente com a CMC.

6.1 CARACTERIZAÇÃO REOLÓGICA - COMPARAÇÃO ENTRE POLÍMEROS

No trabalho de Coelho (2000), foram estudadas soluções aquosas baseadas em dois polímeros designados por tilose e CMC, com as concentrações mássicas de 0,2, 0,3; 0,4 e 0,6% e 0,1, 0,2; 0,3 e 0,4%, respectivamente.

Na Figura 6-1, comparam-se as respectivas curvas de viscosidade viscométrica, μ , em função da taxa de deformação, $\dot{\gamma}$, com as curvas obtidas para a PAA.

Na Tabela 6-1, apresentam-se para as soluções de tilose e CMC, os valores do índice de potência (n), resultantes do ajuste do modelo da lei de potência aos resultados experimentais da determinação da viscosidade viscométrica; e os correspondentes tempos de relaxação (λ_e), ambos determinados por Coelho (2000). Estes parâmetros são respectivamente conotados com a pseudoplasticidade e a elasticidade dos fluidos. Na Tabela 6-2, reproduzem-se os valores destes mesmos parâmetros relativos apenas às soluções de PAA, já apresentados nas secções 3.2 e 3.3.

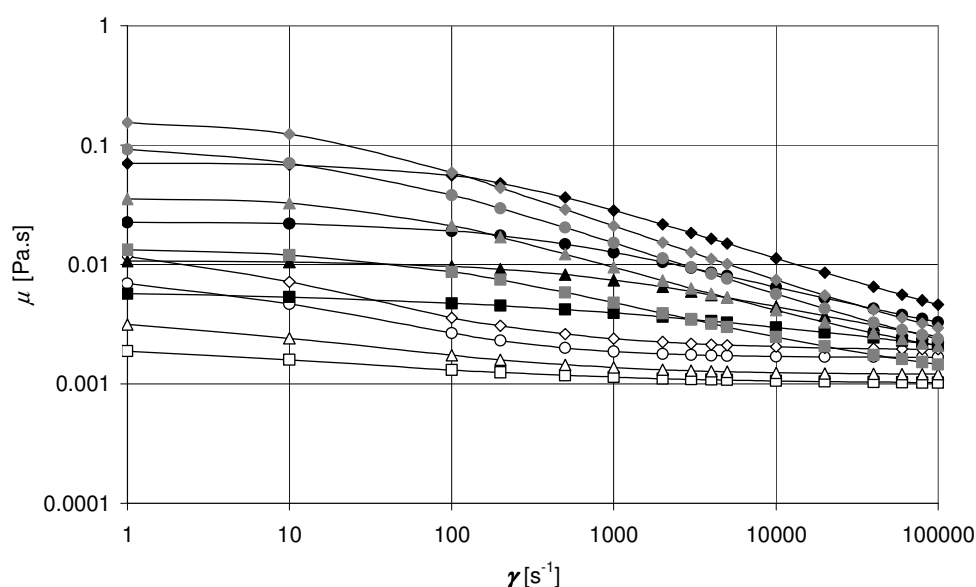


Figura 6-1 Ensaio de viscosidade viscométrica das soluções poliméricas ($T=25^{\circ}\text{C}$). Tilose: (■) 0,1%; (▲) 0,2%; (●) 0,3%; (◆) 0,4%; CMC: (■) 0,2%; (▲) 0,3%; (●) 0,4%; (◆) 0,6%; PAA: (□) 0,005%; (△) 0,01%; (○) 0,02%; (◇) 0,03%.

Analisando primeiramente a Figura 6-1, constata-se que a variação da viscosidade com a taxa de deformação é mais acentuada para as soluções de CMC e tilose do que para as soluções de PAA, confirmando-se que de facto as soluções presentemente em estudo possuem uma menor pseudoplasticidade. Por outro lado, tanto a zona do primeiro patamar Newtoniano – em que a viscosidade é constante – como a zona de aplicabilidade da lei de potência – em que a variação da viscosidade com a taxa de deformação segue a lei de potência – estão mais bem definidas para as soluções de CMC e tilose do que para qualquer uma das soluções de PAA.

Analisando a relação entre a pseudoplasticidade e a elasticidade de todos os polímeros, é possível verificar pelas Tabelas 6-1 e 6-2 que todos eles seguem uma relação directa: aumentando o nível de pseudoplasticidade, também a elasticidade sofre um incremento.

Tabela 6-1 Valores do índice de potência (n) e do tempo de relaxação (λ_e), das soluções de tilose e CMC (extraído de Coelho, 2000).

	CMC					Tilose		
[C]	0,4%	0,3%	0,2%	0,1%	0,6%	0,4%	0,3%	0,2%
n	0,5433	0,5833	0,6441	0,7245	0,5798	0,7169	0,7927	0,8804
λ_e [s]	0,463	0,332	0,097	0,046	0,389	0,060	0,0136	0,0087

Tabela 6-2 Valores do índice de potência (n) e do tempo de relaxação, (λ_e), das soluções de PAA ($T=25^\circ\text{C}$).

	PAA			
[C]	0,005%	0,01%	0,02%	0,03%
n	0,922	0,872	0,779	0,658
λ_e [s]	0,076	0,174	0,396	0,642

Os tempos de relaxação das soluções de PAA devem ser vistos a título meramente indicativo, já que têm certamente a eles associada, uma elevada incerteza.

6.2 CURVAS DE St E l_f/D EM FUNÇÃO DE Re^*

6.2.1 PAA vs TILOSE

Nos gráficos 6-2 e 6-3, realiza-se a comparação entre as curvas do número de Strouhal, St , e do comprimento de formação adimensionalizado, l_f/D , respectivamente em função do número de Reynolds, Re^* , da PAA e da tilose, cilindro de 10 mm.

Analisando conjuntamente os dados dos dois tipos de polímero, ressalta imediatamente a proximidade das curvas respeitantes à concentração 0,005 e 0,01% PAA com as correspondentes à tilose. Já as soluções mais concentradas contendo 0,02% e 0,03% em PAA se destacam, pois têm valores do número de Strouhal significativamente inferiores aos valores das restantes soluções e bastante mais dispersos.

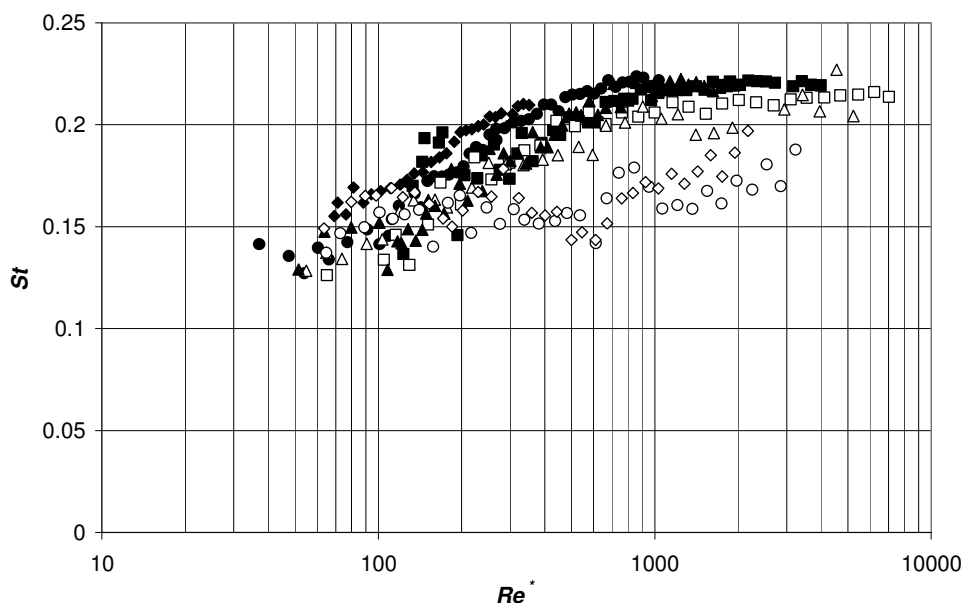


Figura 6-2 Comparação das curvas de St em função de Re^* da PAA e da tilose ($D=10$ mm). Tilose: (■) 0,2%; (▲) 0,3%; (●) 0,4%; (◆) 0,6%; PAA: (□) 0,005%; (△) 0,01%; (○) 0,02%; (◇) 0,03%.

Por outro lado, pela Figura 6-3, é possível ver que as curvas do comprimento de formação correspondentes às soluções contendo 0,02% e 0,03% em PAA, têm valores de l_f/D nitidamente mais elevados que os relativos aos restantes,

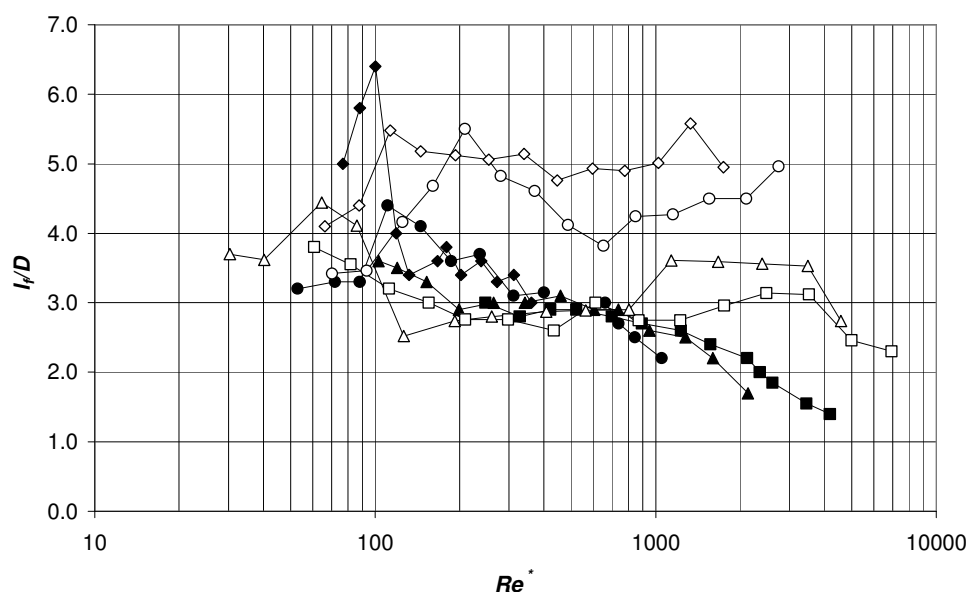


Figura 6-3 Comparação das curvas l_f/D em função de Re^* da PAA e da tilose ($D=10$ mm). Tilose: (■) 0,2%; (▲) 0,3%; (●) 0,4%; (◆) 0,6%; PAA: (□) 0,005%; (△) 0,01%; (○) 0,02%; (◇) 0,03%.

Estes factos, poderão ser atribuídos a uma maior elasticidade do PAA, pois de acordo com Coelho (2000), Cadot e Lebey (1999), entre outros autores, a elasticidade favorece o incremento do l_f/D e a diminuição do número de Strouhal.

Para o cilindro de 20 mm, Figuras 6-4 e 6-5, observam-se resultados semelhantes ao caso do cilindro com 10 mm de diâmetro. As soluções de PAA apresentam tendencialmente os menores valores de números de Strouhal, Figura 6-4, e os seus comprimentos de formação são superiores aos das soluções com tilose, Figura 6-5, embora para este cilindro esta supremacia ocorra numa gama maior de números de Reynolds. Este comportamento das soluções de PAA, face àquele exibido pelas soluções de tilose, continua pois a ser revelador de uma maior elasticidade.

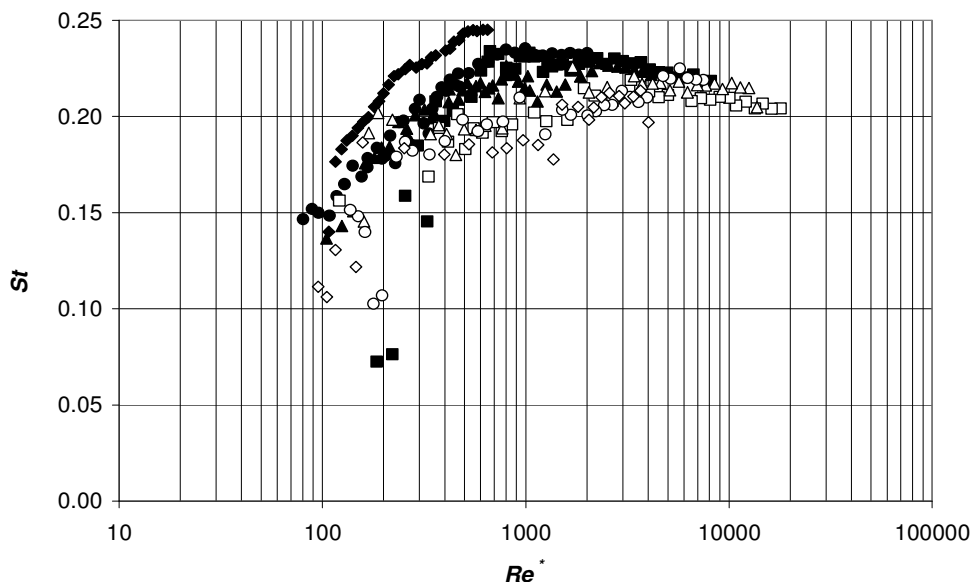


Figura 6-4 Comparação das curvas de St em função de Re^* da PAA e da tilose ($D=20$ mm). Tilose: (■) 0,2%; (▲) 0,3%; (●) 0,4%; (◆) 0,6%; PAA: (□) 0,005%; (△) 0,01%; (○) 0,02%; (◇) 0,03%.

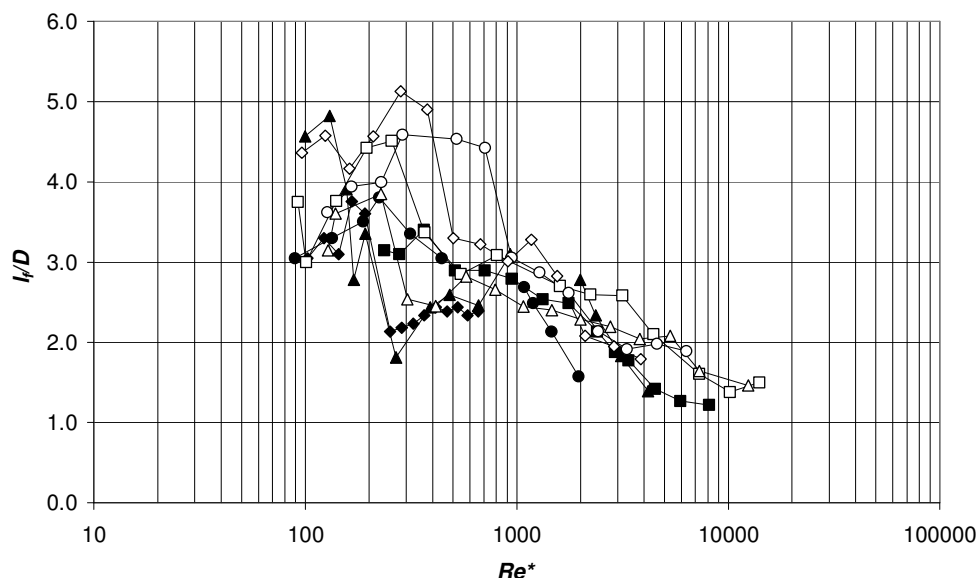


Figura 6-5 Comparação das curvas l_f/D em função de Re^* da PAA e da tilose ($D=20$ mm). Tilose: (■) 0,2%; (▲) 0,3%; (●) 0,4%; (◆) 0,6%; PAA: (□) 0,005%; (△) 0,01%; (○) 0,02%; (◇) 0,03%.

6.2.2 PAA vs CMC

Nesta subsecção, efectua-se a mesma comparação de variáveis que na subsecção anterior, mas desta feita entre os resultados obtidos para a PAA e a CMC.

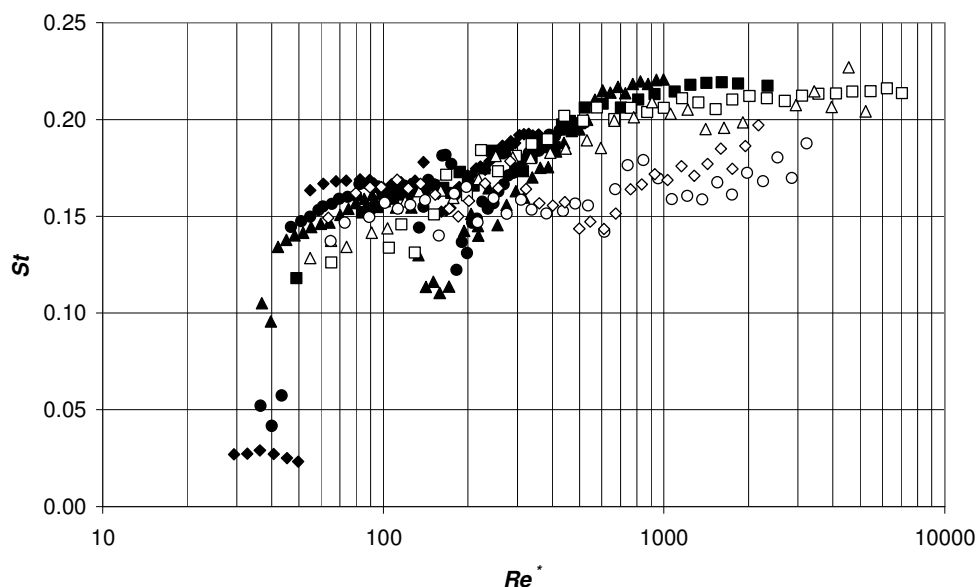


Figura 6-6 Comparação das curvas de St em função de Re^* da PAA e da CMC ($D=10$ mm). CMC: (■) 0,1%; (▲) 0,2%; (●) 0,3%; (◆) 0,4%; PAA: (□) 0,005%; (△) 0,01%; (○) 0,02%; (◇) 0,03%.

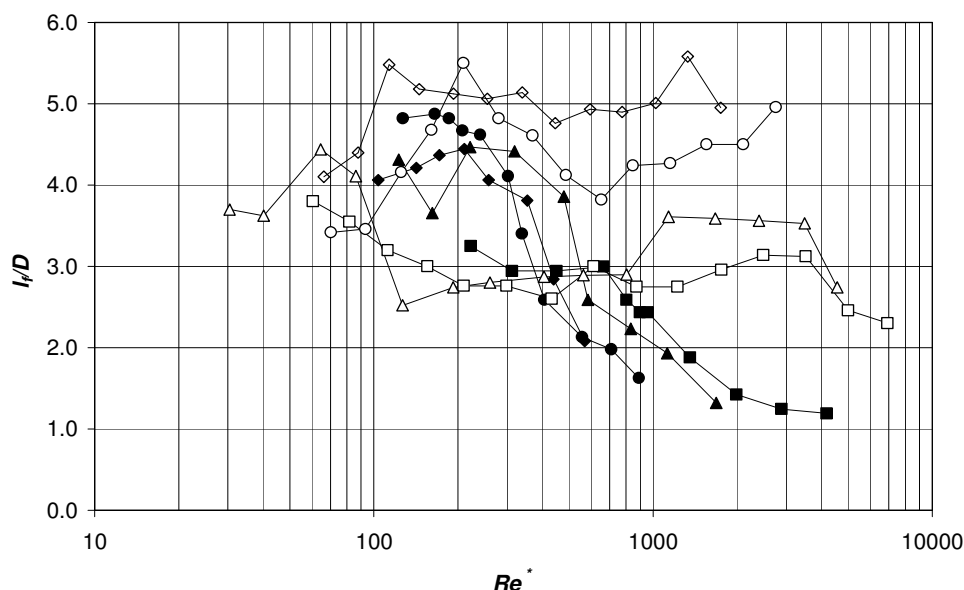


Figura 6-7 Comparação das curvas l/D em função de Re^* da PAA e da CMC ($D=10$ mm). CMC: (■) 0,1%; (▲) 0,2%; (●) 0,3%; (◆) 0,4%; (◆) 0,6%; PAA: (□) 0,005%; (△) 0,01%; (○) 0,02%; (◇) 0,03%.

Como se pode ver através das figuras 6-6 e 6-8, para ambos os cilindros, a posição relativa das curvas de Strouhal referentes às soluções de PAA, face às curvas das soluções de CMC, é idêntica à da situação anteriormente analisada, isto é, as primeiras continuam a apresentar valores tendencialmente mais baixos.

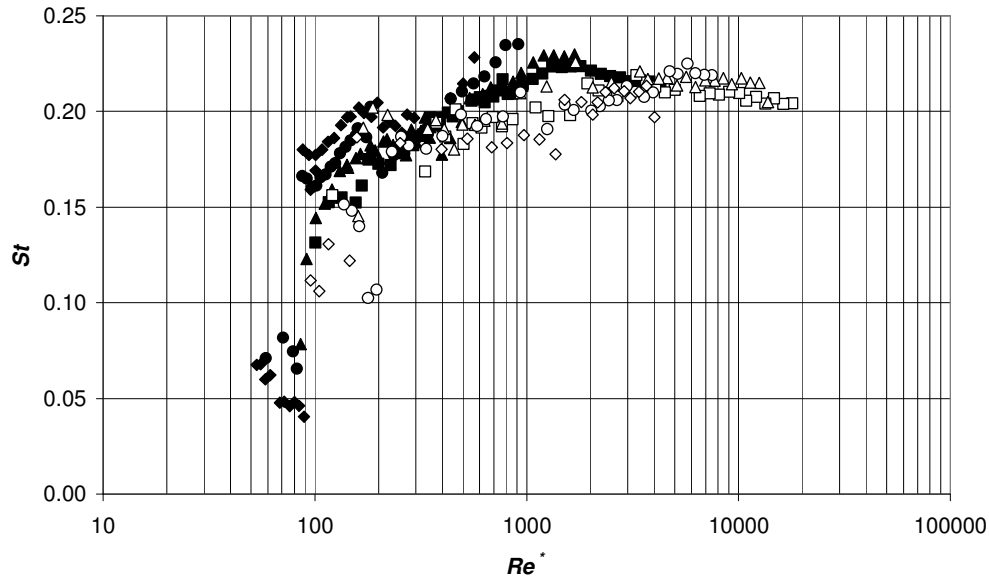


Figura 6-8 Comparação das curvas de St em função de Re^* da PAA e da CMC ($D=20$ mm). CMC: (■) 0,1%; (▲) 0,2%; (●) 0,3%; (◆) 0,4%; PAA: (□) 0,005%; (△) 0,01%; (○) 0,02%; (◇) 0,03%.

No caso do comprimento de formação, Figuras 6-7 e 6-9, a situação também é idêntica à analisada anteriormente. Para o cilindro de menor diâmetro e Re^* superiores a 1000 os valores de l_f/D das soluções de PAA são superiores aos valores apresentados pelo CMC, exceção feita às duas soluções mais concentradas de PAA que possuem comprimentos de formação superiores em praticamente toda a gama de números de Reynolds estudada. No caso do cilindro com 20 mm de diâmetro, já há uma maior aproximação dos comprimentos de formação dos tipos de soluções poliméricas na gama de número de Reynolds inferior a 1000, mas no geral as soluções de PAA apresentam maiores valores do comprimento de formação.

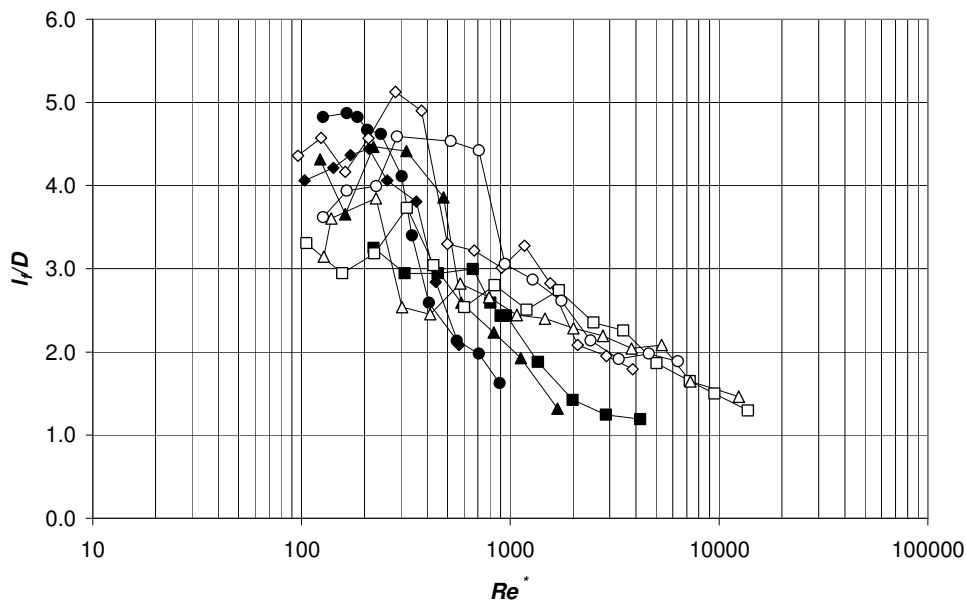


Figura 6-9 Comparação das curvas l_f/D em função de Re^* da PAA e da CMC, $D=20$ mm. CMC: (■) 0,1%; (▲) 0,2%; (●) 0,3%; (◆) 0,4%; PAA: (□) 0,005%; (△) 0,01%; (○) 0,02%; (◇) 0,03%.

Apesar de não ter sido possível uma comparação directa das propriedades elásticas das soluções de PAA com as das soluções de CMC e tilose utilizadas por Coelho (2000), o facto das soluções de PAA terem provocado uma deformação das redes e respectivo suporte, que se encontravam na câmara de tranquilização do túnel de água, a ponto de obrigar à sua remoção - algo que não sucedeu anteriormente quando se usaram as soluções de CMC e tilose - pode ser revelador das características distintas entre estas soluções. Uma das causas para este comportamento díspar, pode ser a de que as soluções de PAA possuam uma viscosidade elongacional maior que a das soluções de CMC e tilose. Ao ser obrigado a passar através das redes, o fluido sofre uma deformação elongacional, sendo por isso de esperar que quanto maior for a viscosidade elongacional maior seja a resistência à passagem através das redes.

Através dos dados aqui apresentados é notório que as soluções de PAA comportam-se de uma maneira distinta das soluções estudadas por Coelho (2000). Este comportamento díspar pode ser explicado da seguinte forma: como estas soluções são menos pseudoplásticas vão originar camadas limite sobre o cilindro e camadas de corte a jusante deste mais espessas, o que, dado o mecanismo de ejeção proposto por Gerard (1966b), conduz a uma frequência de ejeção mais baixa; por outro lado, maiores elasticidades e maiores quocientes entre as forças elásticas e as forças inércia, que aumentam com a diminuição do diâmetro, promovem o aumento do comprimento de formação que também é um factor que conduz à diminuição da frequência de ejeção.

Sendo o quociente entre as forças elásticas e as forças de inércia, proporcional a $\nu\lambda_e/D^2$, podia dizer-se, através da análise da Figura 6-1, que as soluções de tilose e CMC estão mais bem posicionadas para apresentar maiores valores deste quociente dado que possuem maior viscosidade. Na realidade não será tanto assim, já que as taxas de deformação características relevantes para esta análise são muito elevadas, como mostrou Coelho (2000), e dado os fluidos serem pseudoplásticos, para elevadas taxas de deformação a diferença entre as várias viscosidades dos diversos fluidos é muito mais pequena, Figura 6-1, pelo que os tempos de relaxação acabam por ter um peso muito grande no valor quociente entre as forças elásticas e as forças de inércia.

Por tudo isto era de esperar, ou pelo menos não surpreende, que as soluções de PAA se comportem da forma que efectivamente se comportam.

CAPÍTULO 7

PRINCIPAIS CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

7.1 PRINCIPAIS CONCLUSÕES

Coligindo as observações mais relevantes no decorrer deste trabalho, é possível retirar algumas conclusões relativas ao comportamento do polímero estudado.

Foram realizadas medições da velocidade, frequência de ejeção de vórtices e do comprimento da região de formação, para várias soluções aquosas de poliacrilamida, elásticas e ligeiramente pseudoplásticas e também para um fluido Newtoniano – a água - numa vasta gama de números de Reynolds .

A partir dos resultados obtidos nos ensaios de visualização realizados na secção de teste, concluiu-se que o número de Reynolds característico que melhor traduziu a relação entre forças de inércia e as forças viscosas na mesma proporção que o seu homólogo para fluidos Newtonianos, é o que foi calculado com base na taxa de deformação característica igual a $0,57 \cdot U_{\infty}/D$.

Observou-se nos resultados tratados a tendência genérica para a redução do número de Strouhal com a concentração de polímero, pelo menos nos regimes de transição e de transição nas camadas de corte, ou seja, com o aumento da elasticidade do polímero, verificando-se este facto com os dois cilindros, não obstante o efeito da degradação dos fluidos ter distorcido algumas das medições efectuadas com o cilindro de 20 mm. Esta tendência foi mais notória para o cilindro com 10 mm de diâmetro, pois o quociente entre as forças elásticas e as forças de inércia é muito maior neste cilindro, (equação 1-7), sendo a degradação das propriedades elásticas dos fluidos insuficiente para alterar esta tendência natural já exibida pelas soluções frescas.

No regime de ejeção laminar, pelo menos com a solução degradada, notam-se que as soluções de PAA têm maiores números de Strouhal relativamente aos valores apresentados pela água. Também neste caso, e à semelhança do que já sucedeu com Coelho (2000) com as soluções de CMC e tilose, o produto $St \cdot n$ consegue colapsar as curvas de St versus Re^* das várias soluções, apresentando estas agora um valor ligeiramente inferior à curva da água. Na ausência da degradação do fluido, é provável que a posição das curvas de St em função de Re^* das soluções poliméricas, relativamente à curva homóloga da água, já sejam inferiores a esta.

Após uma análise detalhada dos dados obtidos experimentalmente, foi possível estimar alguns dos números de Reynolds delimitadores do regime de transição bem como aqueles aos quais ocorre a redução abrupta do comprimento de formação, Tabelas 5-2 e 5-3. Para o cilindro de 10 mm detectou-se predominantemente os números de Reynolds aos quais tem início o regime de transição, Re_{itr}^* . Para o cilindro de 20 mm de diâmetro detectaram-se essencialmente os números de Reynolds aos quais termina o regime de transição, Re_{ftr}^* .

Embora a degradação do polímero alterasse os resultados, sobretudo ao nível dos efeitos da elasticidade, ainda assim foi possível observar os efeitos que a elasticidade em conjunto com a reduzida pseudoplasticidade dos fluidos utilizados exercem nos regimes de escoamento e no comprimento de formação.

Relativamente aos resultados obtidos por Coelho [2000], entre outros autores, continuou-se a detectar um aumento do comprimento de formação com a elasticidade dos fluidos e mais concretamente com o aumento do quociente entre as forças elásticas e as forças de inércia, proporcional a $\nu\lambda_e/D^2$ (equação 1.7), já que o cilindro mais pequeno para as mesmas soluções, apresenta maiores comprimentos de formação. O que já não esteve de acordo com os resultados de Coelho [2000] é o facto de, com as soluções de PAA, aos comprimentos de formação mais elevados não corresponderem menores números de Reynolds aos quais tem início a redução brusca do comprimento de formação, Re_{if}^* .

Relativamente ao número de Reynolds de início do regime de transição, Re_{irt}^* , concluiu-se que a elasticidade, ou o aumento do comprimento de formação com a elasticidade, assume um papel preponderante na diminuição do Re_{irt} , à semelhança do que já haviam constatado Coelho [2000] e Coelho e Pinho [2003 a e b]. O papel contributivo da pseudoplasticidade não será tão importante pelo facto de, no caso presente, os fluidos serem pouco pseudoplásticos e consequentemente com frequências de ejeção baixas.

O número de Reynolds ao qual termina o regime de transição nas camadas de corte, Re_{ftr}^* , é que se comporta de uma forma oposta ao observado por Coelho [2000] e Coelho e Pinho [2003 a, b], à medida que a elasticidade aumenta Re_{ftr}^* também aumenta, ou pelo menos não diminui. Este facto significa que as camadas de corte estão a resistir à instalação nelas próprias de um regime de transição laminar/turbulento, obrigando a que a referida transição ocorra a Re cada vez mais elevados à medida que a elasticidade aumenta. O facto da diminuição abrupta do comprimento de formação ocorrer também a números de Reynolds cada vez mais elevados é coerente com este comportamento do Re_{ftr}^* . Aparentemente, as instabilidades de Kelvin-Helmholtz, precursoras da transição nas camadas de corte, estão a ser inibidas pela elasticidade.

Analisando conjuntamente a PAA e os polímeros estudados por Coelho (2000), a tilose e a CMC, explicou-se o seu comportamento distinto - menores números de St e maiores l_f - recorrendo à sua menor pseudoplasticidade e maior elasticidade, isto é, como as soluções de poliacrilamida são menos pseudoplásticas vão originar camadas limite sobre o cilindro e camadas de corte a jusante deste mais espessas, o que, dado o mecanismo de ejeção proposto por Gerard (1966b), conduz a uma frequência de ejeção mais baixa; por outro lado, maiores elasticidades e maiores quocientes entre as forças elásticas e as forças inércia, que aumentam com a diminuição do diâmetro, promovem o aumento do comprimento de formação que também é um factor que conduz à diminuição da frequência de ejeção e consequentemente do número de Strouhal.

Seria de esperar que a maior viscosidade das soluções de CMC e tilose tivesse maior peso no quociente entre as forças elásticas e as forças de inércia, proporcional a $\nu\lambda_e/D^2$. No entanto isso não aconteceu, dado que a maior pseudoplasticidade destes fluidos e sendo as taxas de deformação características muito elevadas as mais relevantes na análise dos efeitos elásticos, Coelho [2000], conduzem a que a diferença entre as várias viscosidades dos diversos fluidos seja muito pequena, Figura 6-1, acentuando o peso do tempos de relaxação nesse mesmo quociente, onde aparentemente as soluções de PAA apresentam valores superiores.

7.2 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Como seria de esperar qualquer trabalho, que como este, possui uma extensa vertente experimental, é influenciado por uma série de variáveis que condicionam os resultados finais. Alguns desses factores poderão ser controlados de forma a minimizar os seus efeitos, e é destes que primeiramente se falará.

A alteração mais importante a realizar na instalação, seria a substituição da bomba que efectua a circulação do fluido no interior da instalação. Efectivamente, embora haja forma de retardar o efeito da degradação decorrente do impacto do movimento mecânico nas moléculas do polímero, quer seja por manipulação de válvulas, quer seja por utilização de frequências de rotação menores, estas acções serão apenas paliativas, uma vez que a solução mais concentrada do polímero em estudo revelou uma “vida” de apenas 2 horas. De acordo com Pinho e Whitelaw (1991), a utilização de uma bomba volumétrica com menor rotação, e com menores taxas de deformação, seria mais apropriada.

Outro factor a ter em consideração: o controle de temperatura. Este parâmetro afecta os resultados de duas maneiras. De facto, o sistema de refrigeração a água corrente montado na instalação, não conseguiu amortecer grandemente as oscilações de temperatura no interior da conduta, principalmente nos meses em que as variações de temperatura ao longo do dia era maior. Por outro lado, a variação da temperatura ambiental afectava o delicado funcionamento do LDA e dos seus acessórios, nomeadamente influenciando a sua sensibilidade, ocorrendo mesmo algumas paragens no decorrer dos ensaios. Seria primordial a protecção dos equipamentos mais sensíveis em ambientes climatizados, protegidos da sujidade e pó reinantes. O problema inicialmente verificado, de grande dificuldade em obter valores aceitáveis da flutuação da velocidade, foi parcialmente ultrapassado por substituição do fotodetector e um mais frequente alinhamento dos raios.

Por outro lado, seria desejável apurar a técnica de cronometragem de forma a obter a frequência de ejeção rapidamente, e com um erro reduzido.

Não foi possível determinar os tempos de relaxação das soluções em estudo directamente por via instrumental. De facto, este parâmetro por ser conotado com a elasticidade dos fluidos que influi directamente em muitas das características do escoamento, seria aquele cuja apreciação seria considerada a mais importante. Futuramente, é desejável determiná-lo de forma a poder utilizar estes valores na análise de resultados de trabalhos experimentais elaborados por outros investigadores que tenham trabalhado com os mesmos ou outros fluidos.

Finalmente, e à semelhança de Coelho (2000), seria interessante realizar medições do coeficiente de arrasto e de pressão, analisando a sua relação com a concentração em polímero, turbulência do escoamento, variação do comprimento de formação, viscosidade elongacional/elasticidade das soluções poliméricas e demarcação dos regimes de escoamento.

REFERÊNCIAS

Acharya, A. Mashelkar, R.A. e Ulbrecht, J., Flow of inelastic and viscoelastic fluids past a sphere, I. Drag coefficient in creeping and boundary-layer flows, *Rheol. Acta* 15 (1976a) 454-470.

Acharya, A. Mashelkar, R.A. e Ulbrecht, J., Flow of inelastic and viscoelastic fluids past a sphere, II. Anomalous separation in the viscoelastic fluid flow, *Rheol. Acta* 15, (1976b) 471-478.

Achenbach, E., Influence of surface roughness on the cross-flow around a circular cylinder, *J. Fluid Mech.* Vol. 46 (1971) 321-335.

Acrivos, A. Shah, M.J. e Petersen, E.E., Momentum and heat transfer in laminar boundary- layer flows of non-Newtonian fluids past external surfaces, *AIChE J.* 6 (1960) 312- 317.

Acrivos, A. Shah, M.J. e Petersen, E.E., On the solution of two-dimensional boundary layer flow equations for a non-Newtonian power law fluid, *Chemical Engineering Science* 20 (1965) 101-105.

Astarita, G. e Marrucci, G., Principles of Non-Newtonian Fluid Mechanics, McGraw-Hill, London, 1974.

Azaiez, J. e Homsy, G.M., Linear stability of free flow of viscoelastic liquids, *J. Fluid Mech.* 268 (1994) 37-69.

Balachandar, S. Mittal, R. e Najjar, F.M., Properties of the mean recirculation region in the wakes of two-dimensional bluff bodies, *J. Fluid Mech.* 351 (1997) 167-199.

Barakos, G. e Mitsoulis E., Numerical simulation of viscoelastic flow around a cylinder using an integral constitutive equation, *J. Rheol.* 39 (1995) 1279-1292.

Bird, R.B. Armstrong, R.C. e Hassager, O., Dynamics of Polymeric Liquids, vol. 1, Fluid Mechanics, Wiley, New York, 1987.

Bradshaw, P., Experimental Fluid Mechanics, 2ª ed., Pergamon Press, 1970.

Bloor, S.M., The transition to turbulence in the wake of a circular cylinder, *J. Fluid Mech* 19 (1964) 290-304.

Bergins, C., Nowak, M. e Urban, M., The flow of dilute cationic surfactant solution past a circular cylinder, *Exp. Fluids* 13 (2001) 867-871.

Brede, M. Eckelmann, H. e Rockwell, D. On secondary vortices in the cylinder wake, *Phys. Fluids* 8, (1996) 2117-2124.

Cadot, O. e Lebey, M., Shear instability inhibition in a cylinder wake by local injection of a viscoelastic fluid, *Phys. Fluids* 11 (1999) 494-496.

Cadot, O. Partial roll-up of a viscoelastic Kármán street, *J. Mech. B-Fluids* 20 (2001) 145-153.

Cadot, O. e Kumar, S., Experimental characterization of viscoelastic effects on two and three-dimensional shear instabilities, *J. Fluid Mech.* 416 (2000) 151-172.

Chiba, K. e Horikawa, A. Numerical solution for the flow of viscoelastic fluids around an inclined circular cylinder. 2. The hydrodynamic force on a circular cylinder, *Rheol. Acta* 26 (1987) 255-265.

Chiba, K. e Horikawa, A. Numerical solution for the flow of viscoelastic fluids around an inclined circular cylinder. 1. The flow around a circular cylinder, *Rheol. Acta* 26, (1987) 243-254.

Chyu, C. e Rockwell, D., Evolution of patterns of streamwise vorticity in the turbulent near wake of a circular cylinder, *J. Fluid Mech.* 320, (1996) 117-137.

Chyu, C. Lin, J.C. Sheridan, J. e Rockwell, D., Kármán vortex formation from a cylinder: Role of phase-locked Kelvin-Helmholtz vortices, *Phys. Fluids* 7 (1995) 2288-2290.

Coelho, P.M., Escoamento de fluidos não-Newtonianos em torno de um cilindro, Ph.D. Thesis, Universidade do Porto, 2000.

Coelho, P.M e Pinho, F.T., Vortex shedding in cylinder flow of shear-thinning fluids, I: Identification and demarcation of flow regimes, *J. of Non-Newt. Fluid Mech.*, 110(2-3) (2003a) 183-199.

Coelho, P.M e Pinho, F.T., Vortex shedding in cylinder flow of shear-thinning fluids, II: Flow characteristics, *J. of Non-Newt. Fluid Mech.*, 110 (2003b) 143-176.

Coleman, H.W e Steele, W.G., Experimentation and uncertainty analysis for engineers, Wiley, 1989.

Cressman, J.R., Bailey, Q. e Goldberg, W.I., Modification of a vortex street by a polymer additive, *Phys. Fluids* 13 (2001) 867-871.

D'Alessio, J.D. e Pascal, J.P., Steady flow of a power-law fluid past a cylinder, *Acta Mechanica* 22, (1996) 395-405.

Denn, M. M., Boundary layer flows for a class of elastic fluids, *Chemical Engineering Science* 20 (1967) 101-105.

Durst, F. Melling, A. e Whitelaw, J. H., Principles and practice of laser-Doppler anemometry, Academic Press, 1976.

Eaton, B.E., Analysis of laminar vortex shedding behind a circular cylinder by computer aided flow visualisation, J. Fluid Mech. 180 (1987) 117-145.

Escudier, M. P., Gouldson, I., Pereira, A.S., e Pinho, F.T., On the consistency of the rheology of dilute shear-thinning elastic fluids, Relatório interno dos Departamentos de Engenharia Mecânica da Universidade de Liverpool, Reino Unido e Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto, 1998.

Escudier, M.P. Presti, F. e Smith, S. Drag reduction in the turbulent pipe flow of polymers, J. of Non-Newtonian Fluid Mech. 81 (1999) 197-213.

Escudier, M.P. Gouldson, I.W. Pereira, A.S. Pinho, F.T. Poole, R.J., On the reproducibility of the rheology of shear-thinning liquids, J. of Non-Newtonian Fluids Mech. 97(2-3) (2001) 99-124.

Farell, C. e Blessmann, J., On critical flow around smooth circular cylinders, J. Fluid Mech. 136 (1983) 375-391.

Fey, U. König, M. e Eckelmann, H., A new Strouhal-Reynolds-number relationship for circular cylinder in the range $47 < Re < 2 \cdot 10^5$, Phys. Fluids 10 (1998) 1547-1549.

Gadd, G. E., Effects of long-chain molecule additives in water on vortex streets, Nature 211 (1966) 169-170.

Gerich. D. e Eckelmann, H., Influence of end plates and free ends on the shedding frequency of circular cylinders, J. Fluid Mech. 122 (1982) 109-121.

Gerrard, J.H., A disturbance-sensitive Reynolds number range of the flow past a circular cylinder, J. Fluid Mech. 22 (1965) 187-196.

Gerrard, J.H., The three-dimensional structure of the wake of a circular cylinder, J. Fluid Mech. 25 (1966a) 143-164.

Gerrard, J. H., The mechanics of the formation region of vortices behind bluff bodies, J. Fluid Mech. 25 (1966b) 401-413.

Gerrard, J.H., The wakes of cylindrical bluff bodies at low Reynolds number, Phil. Transm. R. Soc. Lond. Ser. A, 288 (1978) 351-382.

Gu W., Chyu C., Rockwell D., Timing of vortex formation from an oscillating cylinder, Phys. Fluids, 6 (11) (1994) 3677-3682.

Hammache, M. e Gharib, M., An experimental study of the parallel and oblique vortex shedding from circular cylinders, J. Fluid Mech. 232 (1991) 567-590.

Harnoy, A., An investigation into the flow of elastic-viscous fluids past a circular cylinder, Rheol. Acta 26 (1987) 493-498.

Holman, J.P., Experimental methods for engineers, 6ª Ed., McGraw-Hill, 1994.

Huang, P.Y. e Feng, J., Wall effects on the flow of viscoelastic fluids around a circular cylinder, *J. Non-Newt. Fluids Mech.* 60 (1995)179-198.

James, D.F. e Acosta, A.J., The laminar flow of dilute polymer solutions around circular cylinders, *J. Fluid Mech.* 42 (1970) 269-288.

Kalashnikov, V.N. e Kudin, A. M., Kármán vortices in the flow of drag-reducing polymer solutions, *Nature* 225 (1970) 445-446.

Kato, H. e Mizuno, Y., An experimental investigation of viscoelastic flow past a circular cylinder, *Bulletin of the JSME* 26 (1983) 529-536.

Lee, T. e Budwig, R.A., Study of the effect of aspect ratio on vortex shedding behind circular cylinders, *Phys. Fluids A3* (2) (1991) 309-315.

Luikov, A.V., Opening remarks third all-union heat and mass transfer conference, Minsk, U.S.S.R., *Progress in Heat and Mass transfer*, Pergamon Press IV (1971) 21-31.

Mansy, H. Yang, P.M e Williams, D.R., Quantitative measurements of three-dimensional structures in the wake of a circular cylinder, *J. Fluid Mech.* 270 (1994) 277-296.

Mashelkar, R.A. e Marrucci, G. 1980, Anomalous transport phenomena in rapid external flows of viscoelastic fluids, *Rheol. Acta* 19 (1980) 426-431.

Merrill, E.W. Smith K.A. e Chung, R.Y.C., Drag augmentation by polymer addition, *AIChE J.* 12 (1966) 809-810.

Metzner, A.B. e Astarita, G., External flow of viscoelastic materials: fluid property restrictions on the use of velocity-sensitive probes, *AIChE J.* 13 (1967) 550-555.

Metzner, A.B. White, J.L. e Denn, M.M. 1966, Constitutive equations for viscoelastic fluids for short deforming periods and for rapidly changing flows: significance of the Deborah number, *AIChE J.* 12 (1966) 863-866

Mitsoulis E., On creeping drag flow of a viscoplastic fluid past a circular cylinder: wall effects, *Chem.Eng. Science*, 59 (2004) 789-800.

Mizushima, T. e Usui, H., Transport phenomena of viscoelastic fluid in cross flow around a circular cylinder, *J. Chem. Eng. Japan* 8 (1975) 393-398.

Mizushima, T. Usui, H. e Kato, T., Experiments of pseudoplastic fluid cross flow around a circular cylinder, *Heat Transfer- Japanese Research.* 7 (1978) 92-101.

Nishioka, M. e Sato, H., Measurements of velocity distributions in the wake of a circular cylinder at low Reynolds numbers, *J. Fluid Mech.* 65 (1) (1974) 97-112.

Nishioka, M. e Sato, H., Mechanism of determination of the shedding frequency of vortices behind a cylinder at low Reynolds numbers, *J. Fluid Mech.* 89 (1978) 49-60.

Norberg, C., An experimental investigation of the flow around a circular cylinder: influence of aspect ratio, *J. Fluid Mech.* 258 (1994) 287-316.

Oliveira P.J., Method for time dependent simulations of viscoelastic flows: vortex shedding behind cylinder, *J. of non-Newtonian Fluid Mech.*, 101 (2001)113-137.

Perry, A.E. Chong, M.S. e Lim, T.T., The vortex-shedding process behind two dimensional bluff bodies, *J. Fluid Mech.* 116 (1982) 77-90.

Persillon, H. e Braza, M., Physical analysis of the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder by three-dimensional Navier-Stokes simulation, *J. Fluid Mech.* 365 (1998) 23-88.

Pinho, F.T. e Whitelaw, J.H., Flow of Non-Newtonian fluids over a confined baffle, *J. Fluid Mech.* 226 (1991).475-496

Prasad, A. e Williamson, C.H.K., The instability of the shear layer separating from a bluff body, *J. Fluid Mech.* 333 (1997) 375-402.

Roshko, A., Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number, *J. Fluid Mech.* 10 (1961) 345-356.

Snarski S.R., Flow over yawed circular cylinders: Wall pressure spectra and flow regimes, *Physics of fluids*, 16 (2) (2004) 344-358.

Soares A.A, Ferreira J.M., Chhabra R.P., Flow and Forced Convection Heat Transfer in Crossflow of Non-Newtonian Fluids over a Circular Cylinder, American Chemical Society, (2005) A – M.

Stäger, R. e Eckelmann, H., The effect of endplates on the shedding frequency of circular cylinders in the irregular range, *Phys. Fluids A3* (9) (1991) 2116-2121.

Stieglmeyer, M. e Tropea, C., A miniaturized, mobile Laser-Doppler Anemometer, *Applied optics*, 111 (1992) 4096-4099.

Szepessy S. e Bearman P.W., Aspect ratio and end plate effects from a circular cylinder, *J. Fluid Mech.* 234 (1992) 191-217.

Ultman, J.S. e Denn, M.M., Slow of viscoelastic flow past submerged objects, *Chemical Engineering Journal* 2 (1971) 81-89.

Usui, H. Shibata, T. e Sano, Y., Kármán vortex behind a circular cylinder in dilute polymer solution, *J. Chem. Eng. Jpn.* 13 (1980) 77-79.

Unal, M.F. e Rockwell, D., On vortex formation from a cylinder. Part 1. The initial instability. *J. Fluid Mech.* 190 (1988) 491-512.

Wei, T. e Smith, C.R., Secondary vortices in the wake of circular cylinders, J. Fluid mech. 169 (1986) 513-533.

West, G.S. e Apelt, C.J., The effects of tunnel blockage & aspect ratio on the mean flow past a circular cylinder with Reynolds number between 10^4 & 10^5 , J.Fluid Mech., 114 (1982) 361-377.

White, A., Effect of polymer additives on boundary layer separation and drag of submerged bodies, Nature 211 (1966)1390.

White, A., Drag of spheres in dilute high polymer solutions, Nature 216, (1967) 994-995.

White, D. A., Drag coefficients for spheres in high Reynolds number flow of dilute solutions of high polymers, Nature 212 (1966) 277-278.

White, F.M., Viscous fluid flow, 2° Ed., McGraw-Hill, 1991.

White, J.L. e Metzner, A. B., Constitutive equations for viscoelastic fluids with application to rapid external flows, AIChE J. 11 (1965) 324-330.

Williamson, C.H.K., Defining a universal and continuous Strouhal-Reynolds number relationship for the laminar vortex shedding of a circular cylinder, Phys. Fluids 31 (1988a) 2742-2744.

Williamson, C.H.K., The existence of two stages in the transition to three-dimensionality of a cylinder wake, Phys. Fluids 31(1988b) 3165-3168.

Williamson, C.H.K., The natural and forced formation of spot-like 'Vortex dislocations' in the transition of a wake, J. Fluid Mech. 243 (1992) 393-441.

Williamson, C.H.K., Mode A secondary instability in wake transition, Phys. Fluids 8 (1996a) 1680-1682.

Williamson, C.H.K., Vortex Dynamics in the cylinder wake, Annu. Rev. Fluid Mech. 28 (1996b) 477-539.

Zhang, H.Q. Uwe, F. Noack, B.R. König, M. e Eckelmann, H., On the transition of the cylinder wake, Phys. Fluids 7 (1995) 779-794.

ANEXO A

NÍVEL DE TURBULÊNCIA NO TÚNEL DE ÁGUA

Com o objectivo de quantificar a turbulência no escoamento livre, para as soluções em estudo e consequentemente poder avaliar o seu efeito nos parâmetros determinados, mediu-se a velocidade e a respectiva flutuação (*rms*) no ponto $(-3 \cdot D, -2 \cdot D)$, uma vez que neste local a velocidade é representativa da velocidade média do escoamento, Coelho (2000).

A variação da turbulência longitudinal com a velocidade do escoamento médio e com o número de Reynolds, para todos os fluidos e para o cilindro de 10 mm, pode ser vista nas figuras A-1 e A-2, respectivamente.

Por observação de ambas as figuras, verifica-se que na globalidade, a intensidade da turbulência aumenta gradualmente com o decréscimo da velocidade e do número de Reynolds, acentuando-se particularmente para os valores de velocidade muito baixos.

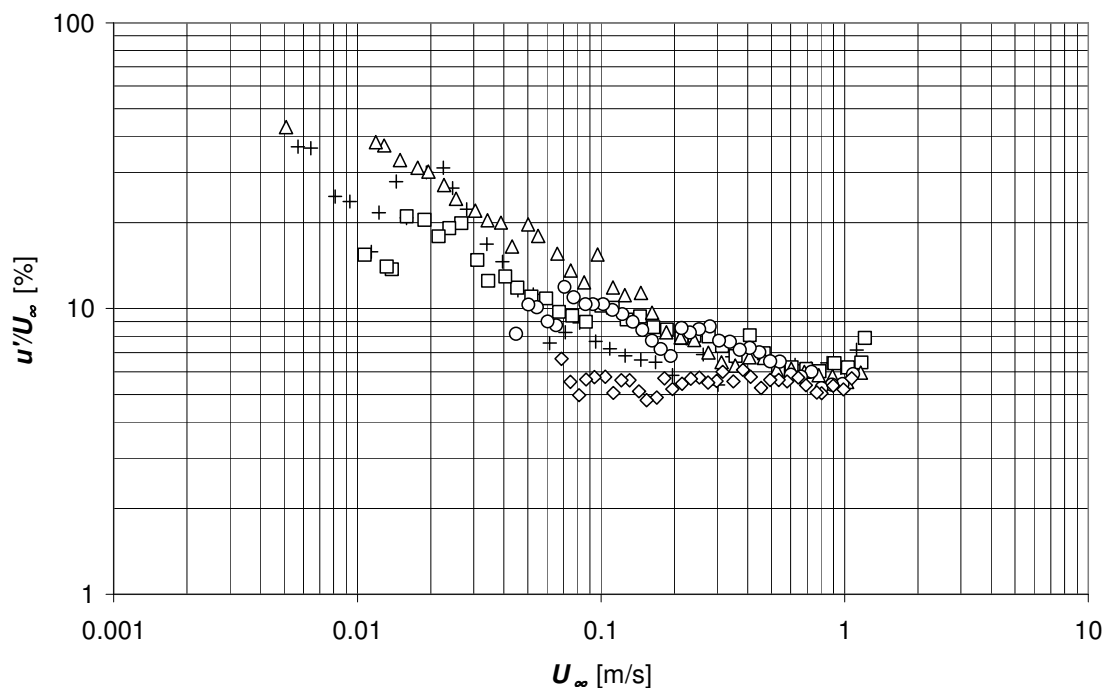


Figura A-1 Comparação da variação da intensidade da turbulência do escoamento livre com U_∞ para todos fluidos ensaiados, $D=10$ mm. (+) água; (□) 0,005%PAA; (Δ) 0,01% PAA; (×) 0,02%PAA; (◇) 0,03%PAA.

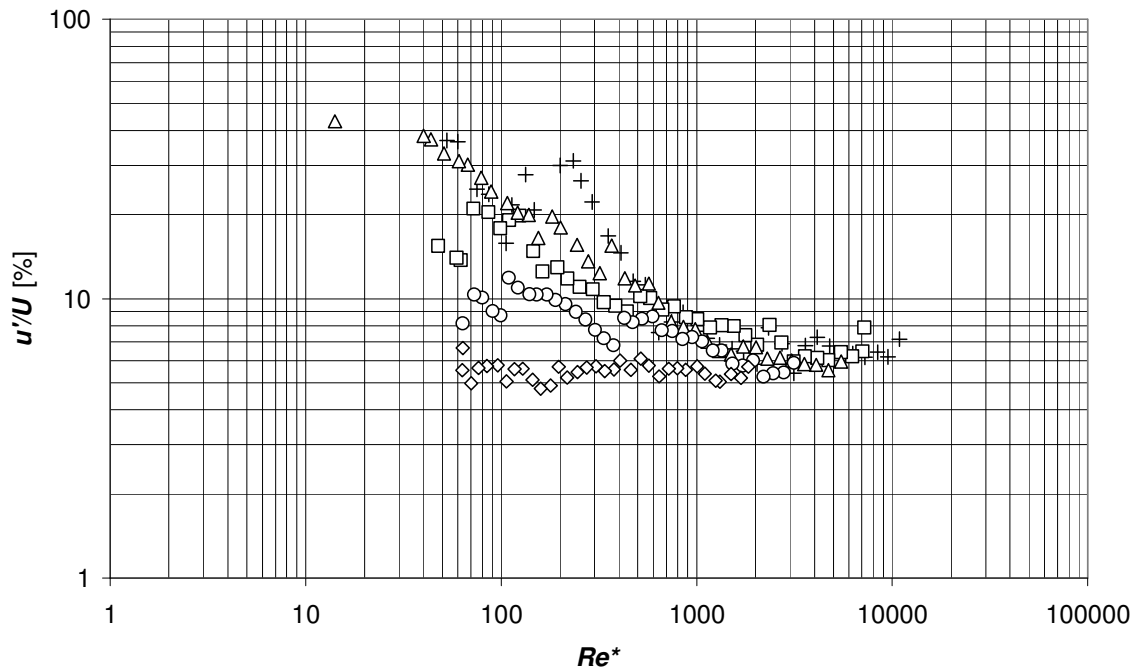


Figura A-2 Comparação da variação da intensidade da turbulência do escoamento livre com o número de Reynolds, para todos fluídos ensaiados, $D=10$ mm. (+) água; ($\square$) 0,005%PAA; (Δ) 0,01% PAA; ($\times$) 0,02%PAA; ($\diamond$) 0,03%PAA.

É interessante comprovar que existe a mesma tendência para todos os fluídos ensaiados, o que seria de esperar, pois de acordo com os resultados de um estudo similar efectuado por Coelho (2000), todos eles apresentam um aumento da turbulência com a diminuição da velocidade o que, segundo este autor, poderá ser sinónimo da existência de uma perturbação aproximadamente constante, cujo peso relativo aumenta com a diminuição da velocidade. Adicionalmente, constata-se a existência de outra tendência: quanto maior a concentração/viscosidade do fluído ensaiado, menor o valor da correspondente turbulência.

ANEXO B

GRÁFICOS UTILIZADOS NA DETERMINAÇÃO DO $Re^*_{l_f \downarrow}$

Neste anexo apresentam-se apenas os gráficos que permitiram determinar o número de Reynolds ao qual tem início a diminuição acentuada do comprimento de formação, $Re^*_{l_f \downarrow}$.

Com o objectivo de facilitar uma avaliação mais correcta do valor de $Re^*_{l_f \downarrow}$, optou-se por apresentar estes gráficos em coordenadas lineares em vez de coordenadas logarítmicas, pois deste modo as mudanças de declive surgem na sua verdadeira grandeza.

Nas figuras a seguir exibidas, as linhas verticais representam o número de Reynolds ao qual tem início a diminuição acentuada do comprimento de formação, $Re^*_{l_f \downarrow}$. Ao lado de cada linha vertical é representado o valor numérico do $Re^*_{l_f \downarrow}$ e o correspondente valor de l_f/D .

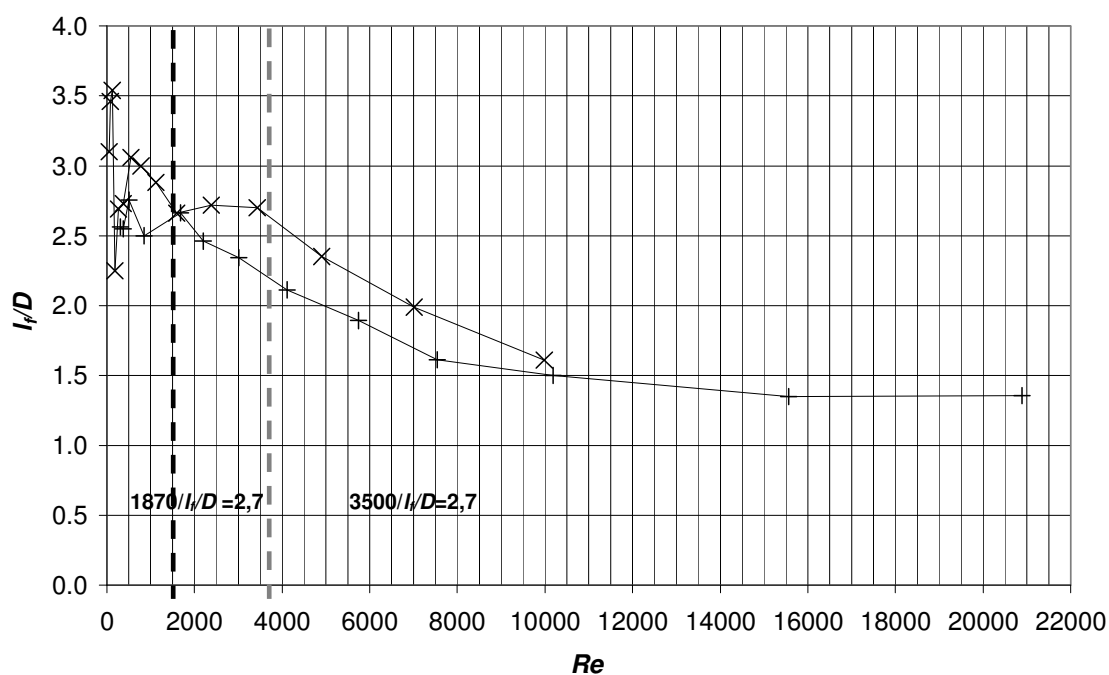


Figura B-1 Curvas do l_f/D em função de Re , para a água, ambos os cilindros. (x) 10 mm; (+) 20 mm. Linhas verticais tracejadas: indicação do número de Reynolds ao qual l_f/D diminui acentuadamente, $Re^*_{l_f \downarrow}$; a cinza, $D=10$ mm, a negro, $D=20$ mm.

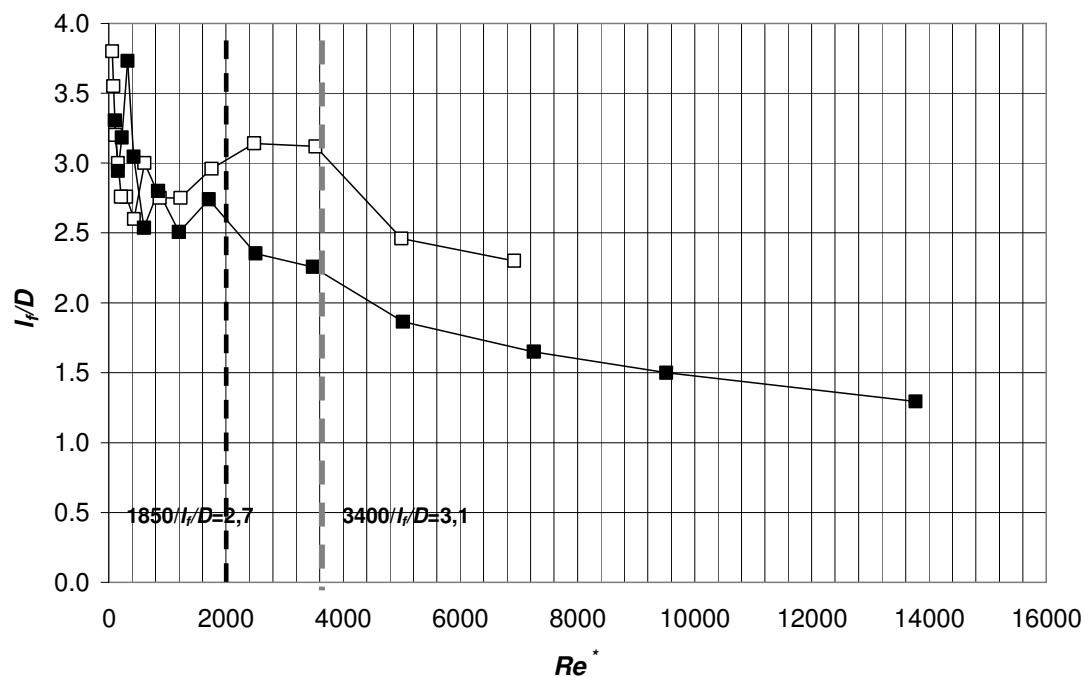


Figura B-2 Curvas do l_f/D em função de Re^* , para a solução com 0,005% de PAA, ambos os cilindros. ($\square$) 10 mm; ($\blacksquare$) 20 mm. Linhas verticais tracejadas: indicação do número de Reynolds ao qual l_f/D diminui acentuadamente, Re^*_{lf} ; a cinza, $D=10$ mm, a negro, $D=20$ mm.

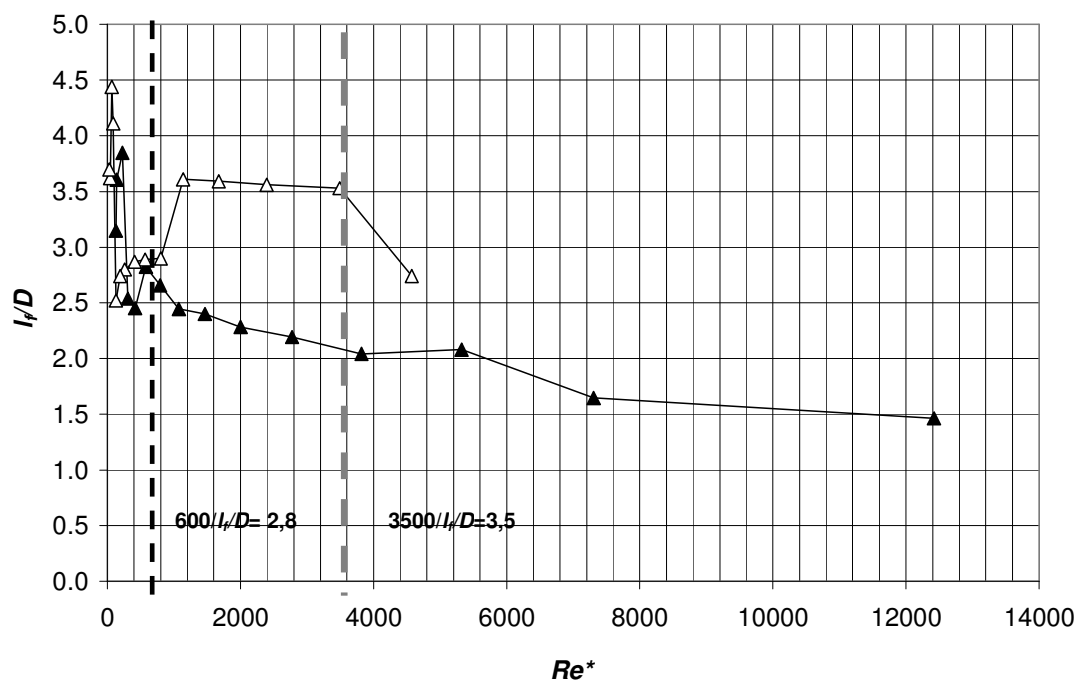


Figura B-3 Curvas do l_f/D em função de Re^* , para a solução com 0,01% de PAA, ambos os cilindros. ($\triangle$) 10 mm; ($\blacktriangle$) 20 mm. Linhas verticais tracejada: indicação do número de Reynolds ao qual l_f/D diminui acentuadamente, Re^*_{lf} ; a cinza, $D=10$ mm, a negro, $D=20$ mm.

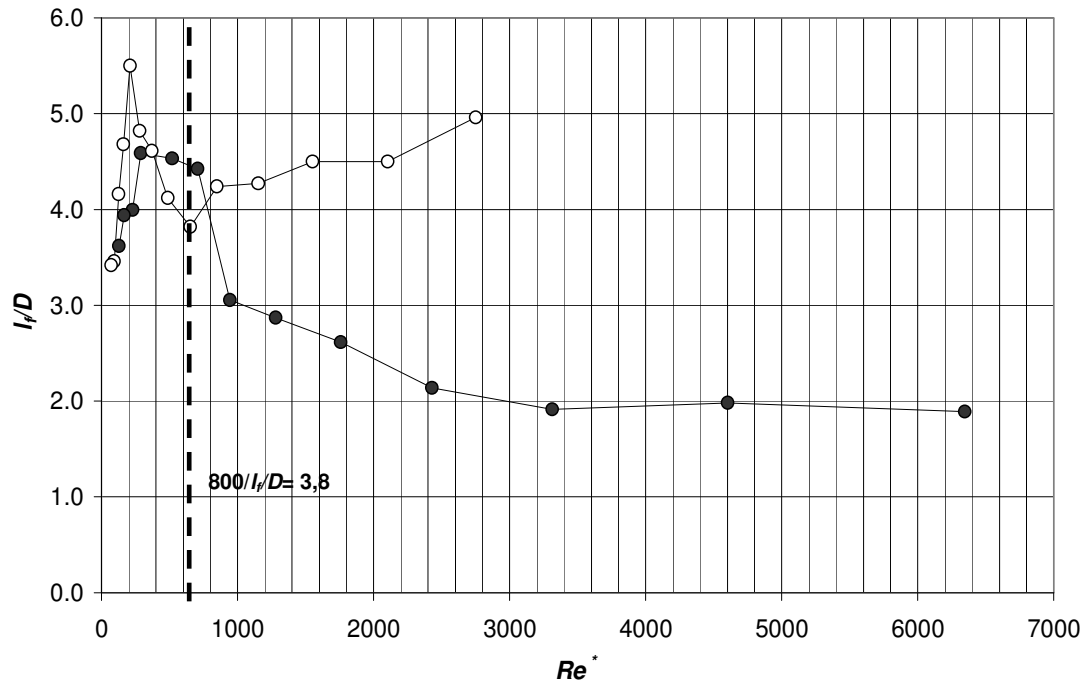


Figura B-4 Curvas do l_f/D em função de Re^* , para a solução com 0,02% de PAA, ambos os cilindros. (○) 10 mm; (●) 20 mm. Linha vertical tracejada: indicação do número de Reynolds ao qual l_f/D diminui acentuadamente, $Re^*_{l_f\downarrow}$, $D=20$ mm.

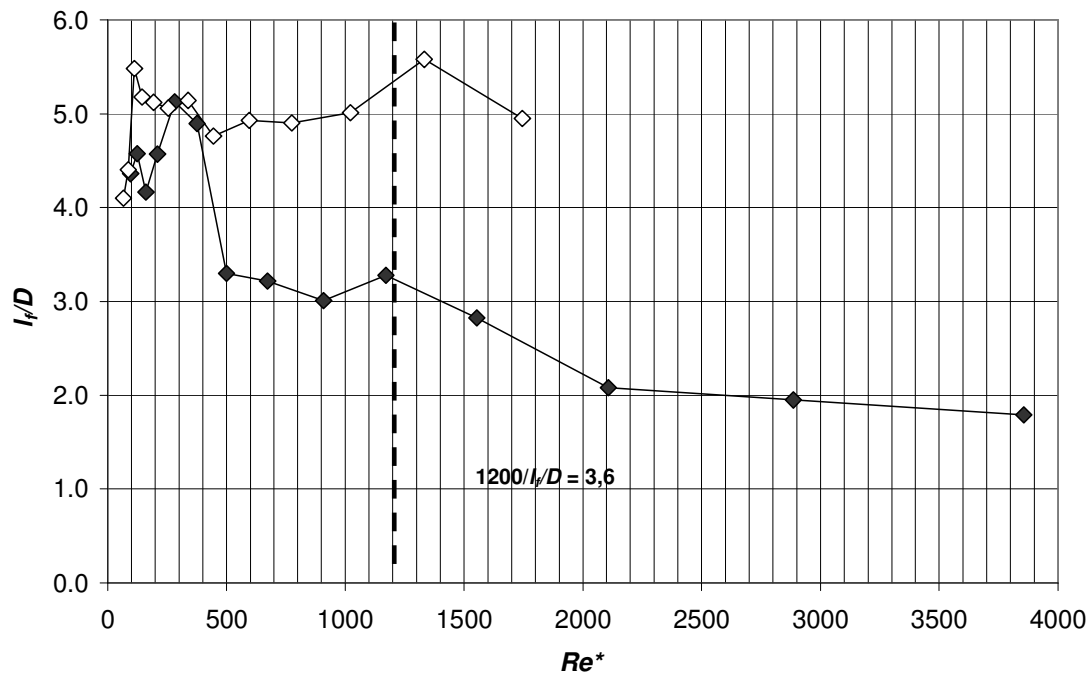


Figura B-5 Curvas do l_f/D em função de Re^* , para a solução com 0,03% de PAA, ambos os cilindros. (◇) 10 mm; (◆) 20 mm. Linha vertical tracejada: indicação do número de Reynolds ao qual l_f/D diminui acentuadamente, $Re^*_{l_f\downarrow}$, $D=20$ mm.

ANEXO C

NÚMEROS DE REYNOLDS CARACTERÍSTICOS DOS ESCOAMENTOS DOS VÁRIOS FLUIDOS

C.1 INTRODUÇÃO

Para não sobrecarregar o texto principal, apresentam-se neste anexo as curvas de St e l_f/D , em função do número de Reynolds (Re), e também os gráficos da distribuição espectral de potência (DEP), para cada um dos fluidos e diâmetros estudados, acompanhados da respectiva análise.

Exceptua-se deste anexo, as soluções de 0,005% e 0,02% em PAA ($D=20$ mm) que já foram exibidas na secção 5.4. A análise então efectuada serviu de exemplo para as análises subsequentes.

A variação do comprimento de formação com o número de Reynolds é apresentada em simultâneo, para melhor se poder comparar o $Re^*_{(l_f)}$ associado ao início da transição nas camadas de corte com os números de Reynolds delimitadores das várias regiões.

C.2 RESULTADOS PARA O CILINDRO COM 10 mm DE DIÂMETRO

C.2.1 ÁGUA – SOLVENTE PURO

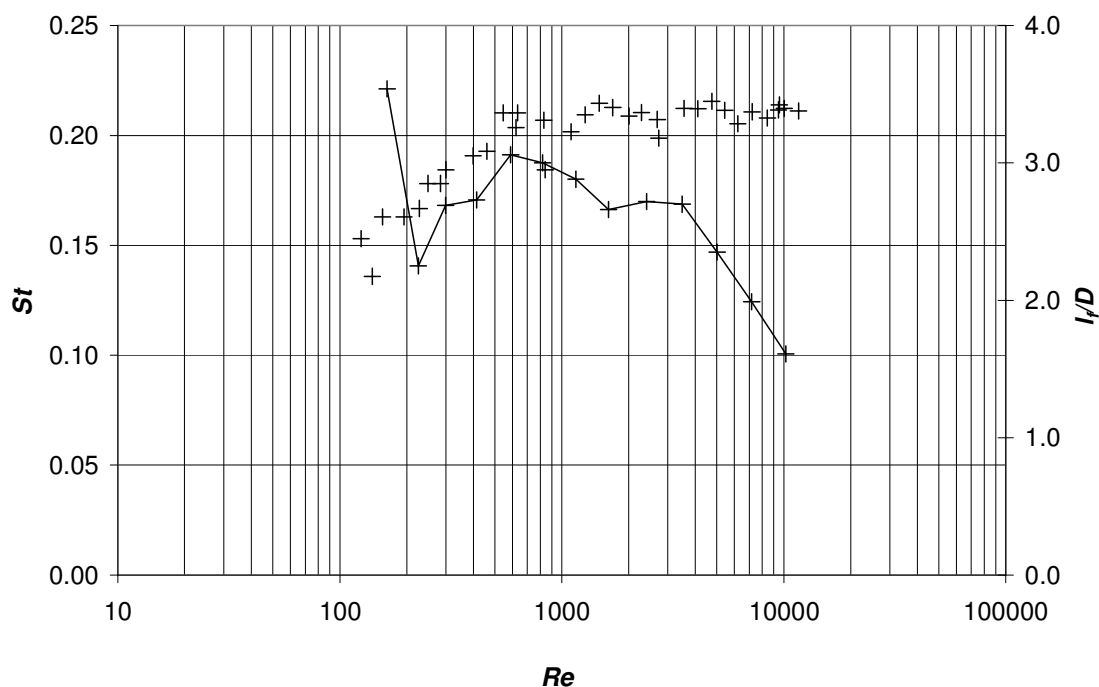


Figura C-1 Curvas de St e de l_f/D em função Re , para a água, ($D=10$ mm). (+) St ; (-+-) l_f/D .

Há semelhança do que foi feito na secção 5.4, realiza-se a análise conjunta das figuras C-1 e C-2, respectivamente a conjugação das curvas de $St-Re$ e $l_f/D-Re$, e a correspondente distribuição espectral de potência (DEP).

Para este fluido e este cilindro é difícil de detectar o fim do regime de transição através da análise das curvas de distribuição espectral de potência, pois a Reynolds elevados o surgimento de picos nítidos parece ser aleatório, ver figura C-2. A baixos números de Reynolds, e ainda na mesma figura, embora se detectem os picos correspondentes às frequências de ejeção, o espaçamento entre frequências consecutivas, na curva de DEP é tão grande que distorce a sua forma e confere uma incerteza maior ao valor da frequência de ejeção, contudo, parece ser possível dizer que desde um número de Reynolds igual a 122 até um Re^* igual a 460 está-se perante o regime de ejeção laminar. O início do regime de transição está algures entre $460 < Re^*_{irt} < 546$, valor médio 503.

Como se mostrou no anexo anterior e observa-se aqui na Figura C-1, o Re ao qual se dá a diminuição brusca do comprimento de formação, $Re_{lf\downarrow}$ é igual a 3500, sendo o l_f/D correspondente igual a 2,7.

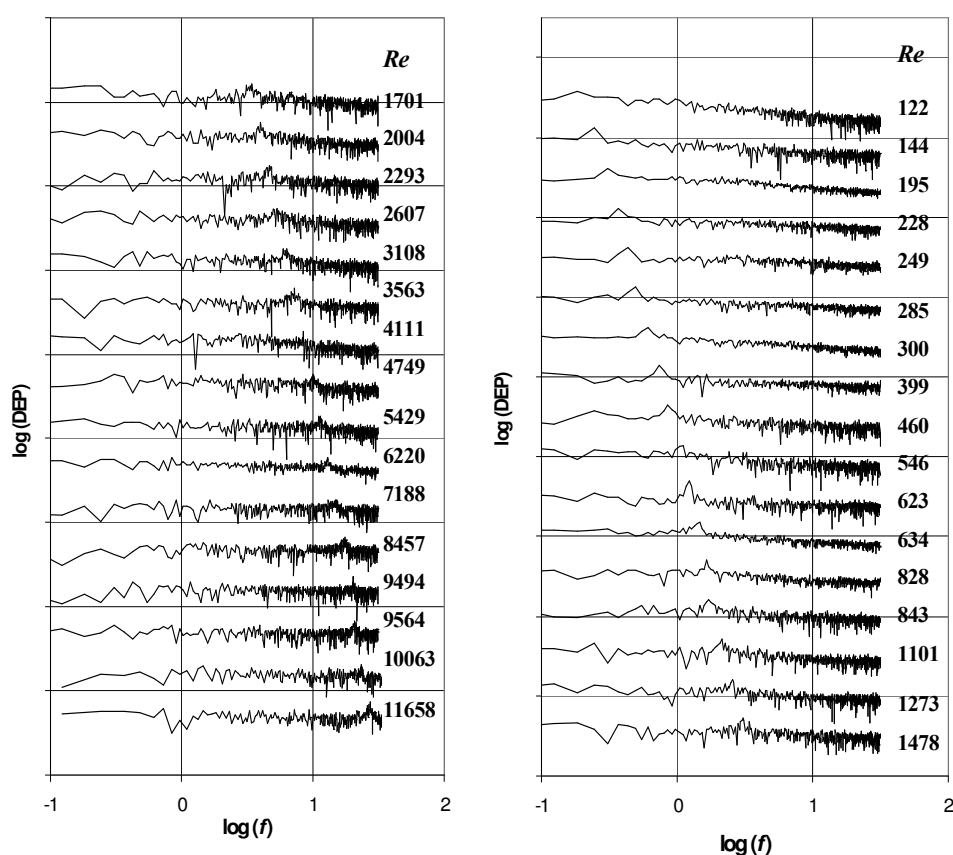


Figura C-2 Curvas do log (DEP) vs log (f), correspondentes a diversos pontos analisados para a água, $D=10$ mm.

C.2.2 SOLUÇÃO COM 0,005% EM PAA

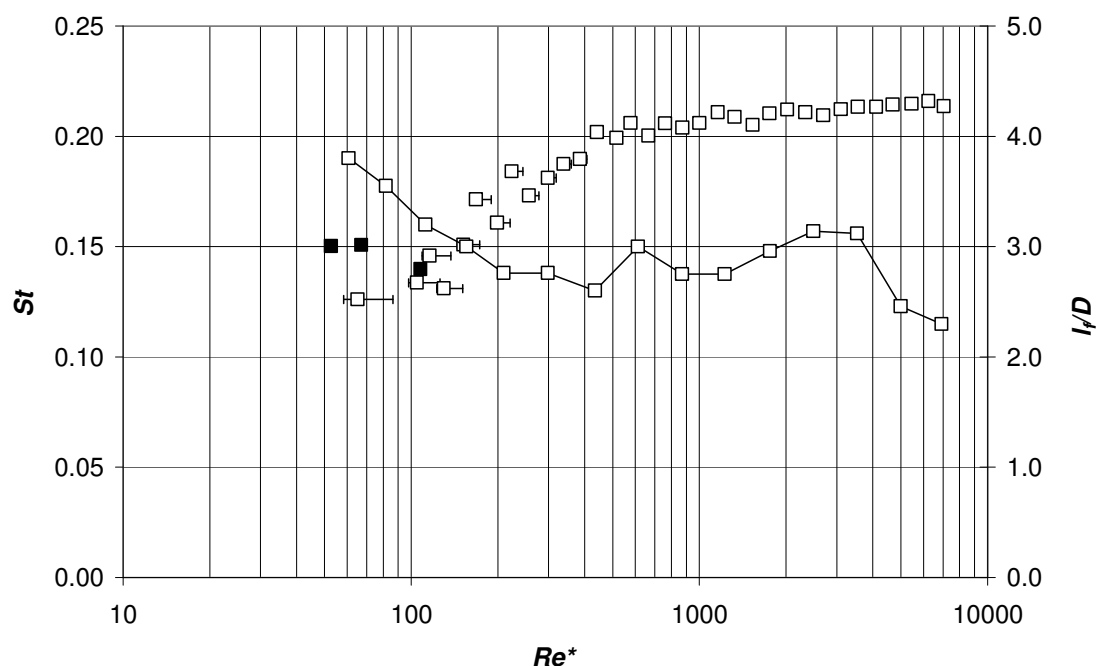


Figura C-3 Curvas de St e de l_f/D em função Re^* , para a solução 0,005% em PAA ($D=10$ mm). St : ($\square$) valores lidos; ($\blacksquare$) valores cronometrados; ($-\square-$) l_f/D ; ($\pm$, $\vdash$) incertezas nos valores de St e Re^* .

Analisando a totalidade dos dados referentes à solução de 0,005% em PAA, figuras C-3 e C-4, observa-se que na gama $1531 < Re^* < 7082$, os picos são nítidos (Figura C-4) e que a curva de Strouhal é bastante regular (Figura C-3). O fim do regime de transição parece ocorrer entre $1328 < Re^*_{\text{frit}} < 1531$, ou seja para um valor médio igual a 1430. Já o início desse mesmo regime, analisando a Figura C-4 está entre $256 < Re^*_{\text{irt}} < 297$, valor médio 277. Apenas para $Re^*=223$, manifesta-se claramente o regime laminar que tem expressão na Figura C-4 até $Re^*=65$, valor sujeito a uma incerteza muito elevada, como é possível observar pelas barras de erro associadas. No entanto, as frequências cronometradas indicadas na Figura C-3, foram obtidas nos ensaios de visualização com solução fresca em regime laminar (Tabela 4-1), corroboram esta estimativa.

Para esta solução o número de Reynolds ao qual tem início a diminuição acentuada do comprimento de formação, $Re^*(l_f) = 3400$, correspondendo a um valor de l_f/D igual a 3,1.

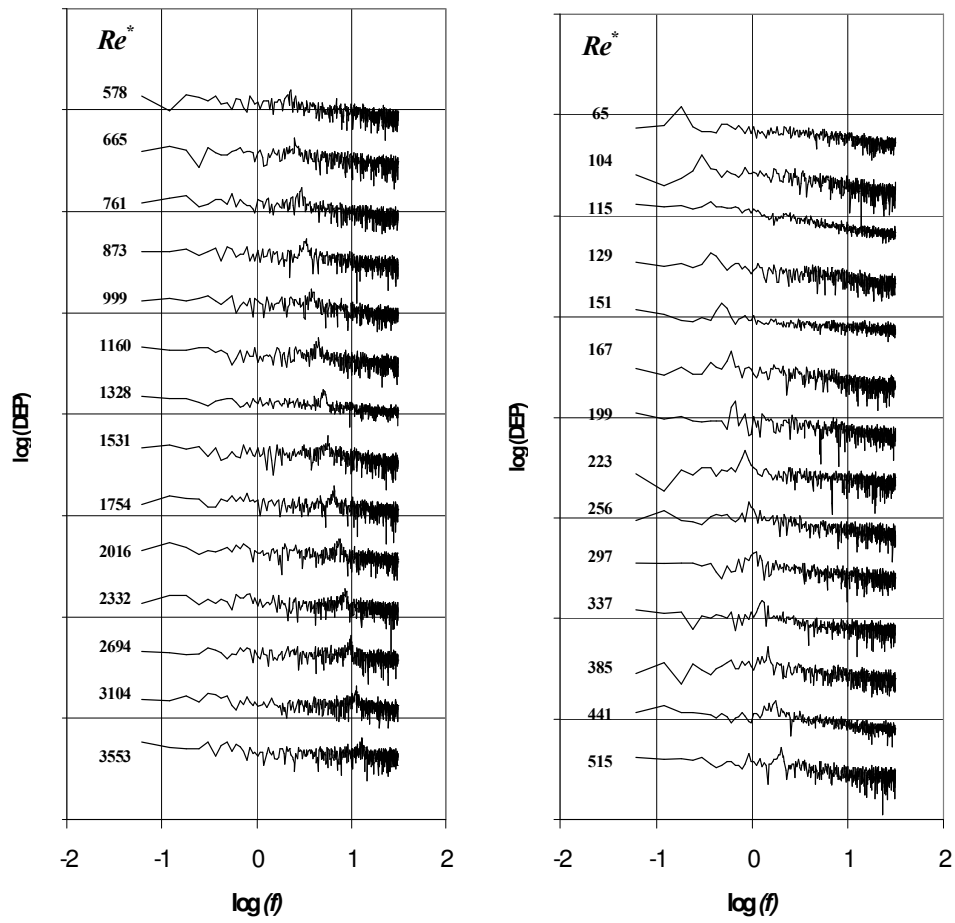


Figura C-4 Curvas do $\log (DEP)$ vs $\log (f)$, correspondentes a diversos pontos analisados, para a solução com 0,005% em PAA, $D = 10$ mm.

C.2.3 SOLUÇÃO COM 0,01% EM PAA

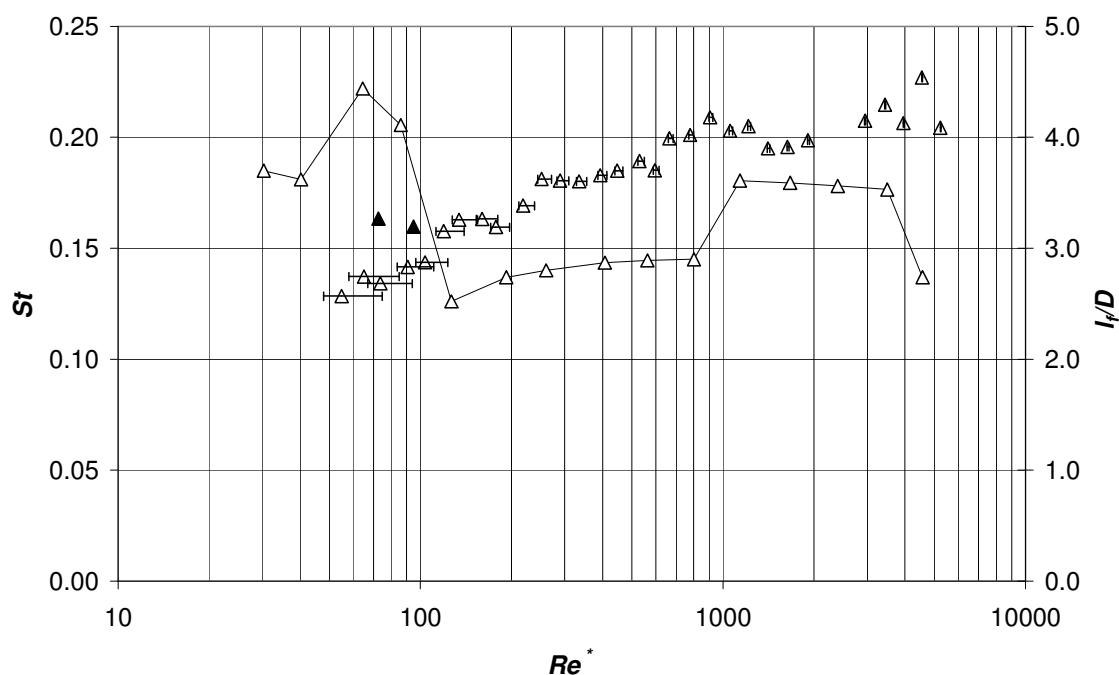


Figura C-5 Curvas de St e de l_f/D em função Re^* , para a solução com 0,01% em PAA ($D=10$ mm). St : ($\triangle$) valores lidos, ($\blacktriangle$) valores cronometrados; (∇) l_f/D ; ($\pm$, $\vdash$) incertezas nos valores de St e Re^* .

Analisando a Figura C-6, as curvas da distribuição espectral de potência parecem indicar que o início do regime de transição se dá entre $134 < Re^* < 160$, valor médio igual a 147, e que, na gama de números de Reynolds estudada, não se detecta o fim do regime de transição. A dispersão de valores do St na Figura C-5 mesmo a números de Reynolds mais elevados, corrobora esta última constatação.

A redução abrupta do comprimento de formação ocorre para $Re^*_{l_f \downarrow}$ igual a 3500, sendo o valor de l_f/D respectivo igual a 3,5.

Os valores cronometrados corroboram os valores lidos pelo LDA, confirmando o franco estabelecimento da ejeção de vórtices.

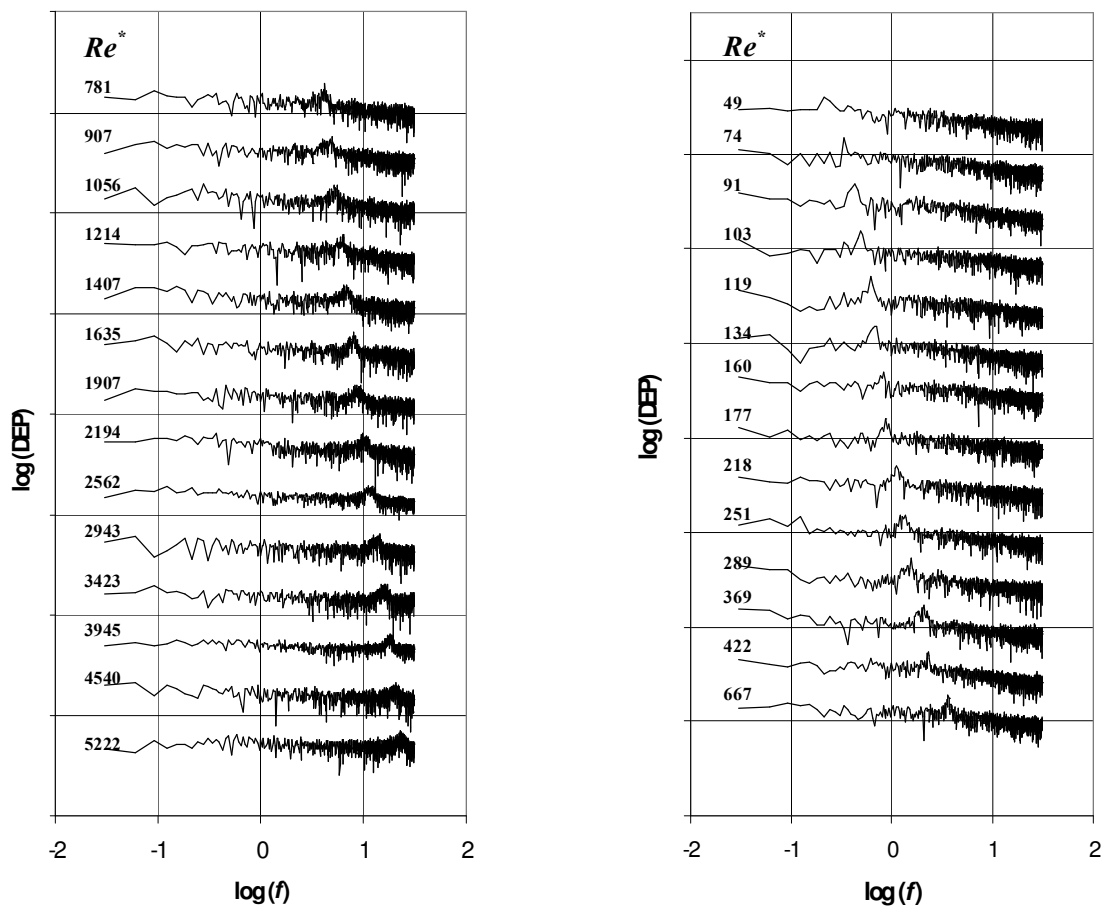


Figura C-6 Curvas do $\log(DEP)$ vs $\log(f)$, correspondentes a diversos pontos analisados, para a solução com 0,01% em PAA, $D = 10$ mm.

C.2.4 SOLUÇÃO COM 0,02% EM PAA

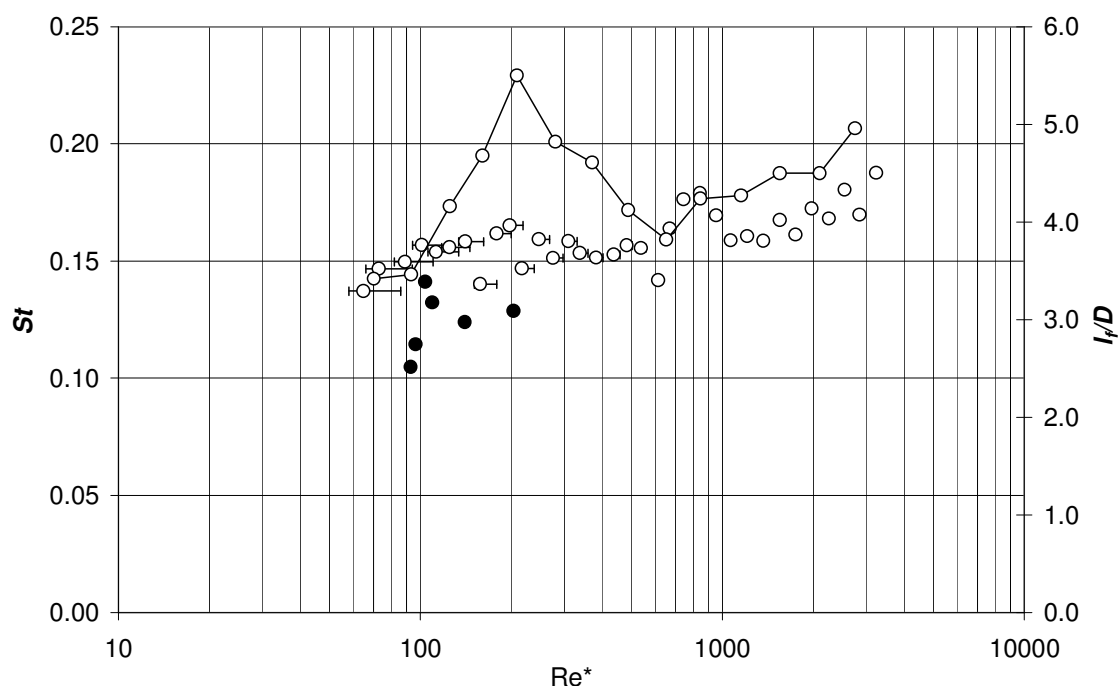


Figura C-7 Curvas de St e de l_f/D em função Re^* , para a solução com 0,02% em PAA ($D=10$ mm). St^* : (○) valores lidos; (●) valores cronometrados; (—○—) l_f/D ; (⊥, ⊢) incertezas nos valores de St e Re^* .

Analisando a curva do número de Strouhal em função do número de Reynolds, Figura C-7, nota-se uma dispersão inusitada de valores para os Re^* mais elevados, à semelhança do que sucedia para a solução com 0,01% de PAA. Por outro lado as curvas da distribuição espectral de potência, Figura C-8, também não apresentam, para os Re^* mais elevados, os picos nítidos característicos do regime de transição nas camadas de corte, embora já o mesmo não suceda para os baixos números de Reynolds, onde os picos bem pronunciados, típicos do regime de ejeção laminar são notórios.

Por tudo isto pode-se afirmar que o início do regime de transição, ou seja, o fim do regime de ejeção laminar, começa entre $113 < Re^* < 125$, valor médio igual a 120. Por outro lado, até um número de Reynolds igual a 3216, não se detectou o fim do regime de transição. Para a gama de Re^* estudada o ponto no qual se dá a redução abrupta do comprimento de formação não foi detectado, o que significa que as camadas de corte não sofreram perturbações suficientemente fortes a ponto de alterar o comprimento de formação. O valor médio do comprimento de formação, l_f/D , é de aproximadamente 4,3 para a gama de números de Reynolds estudada.

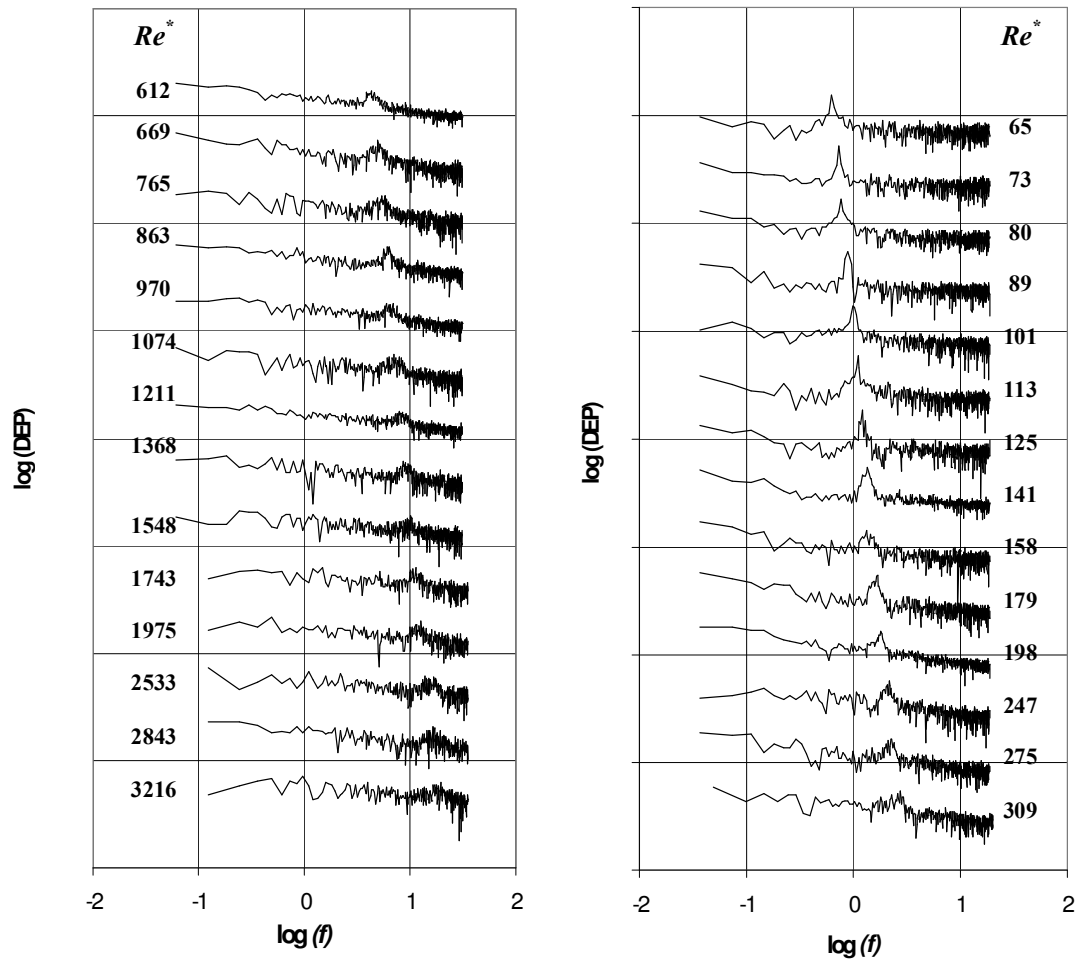


Figura C-8 Curvas $\log(\text{DEP})$ vs $\log(f)$, correspondentes a diversos pontos analisados, para a solução com 0,02% em PAA, $D = 10$ mm.

C.2.5 SOLUÇÃO COM 0,03% EM PAA

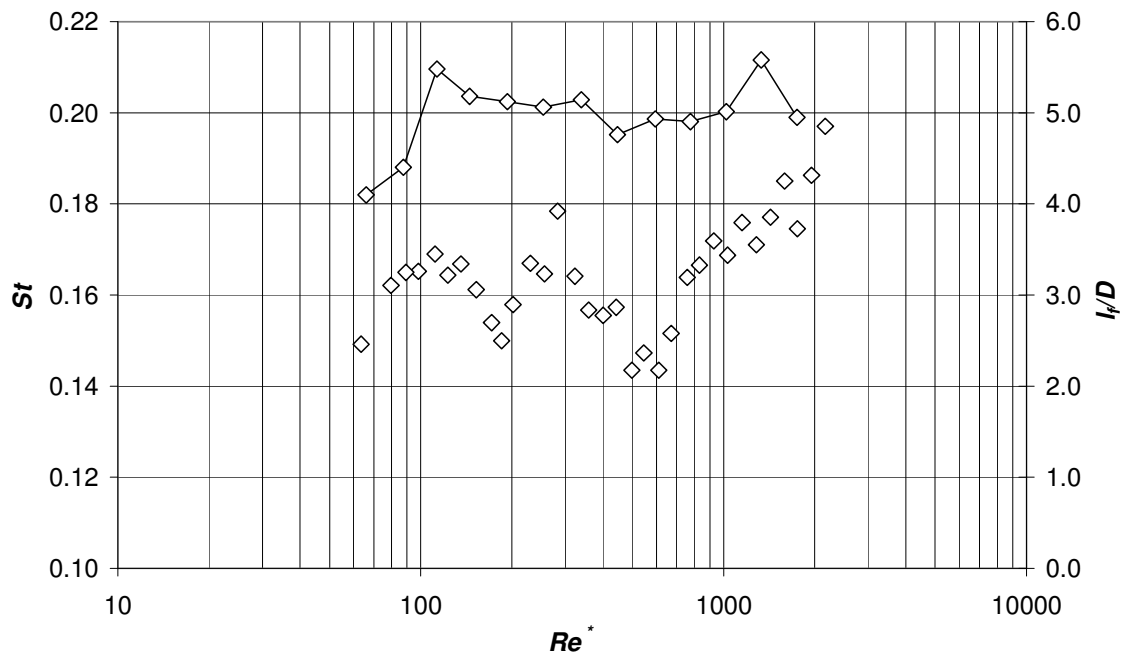


Figura C-9 Curvas de St e de l_f/D em função Re^* , para a solução contendo 0,03% em PAA ($D = 10$ mm). ($\diamond$) St ; ($\diamond$) l_f/D .

Para este fluido e este cilindro, dir-se-ia que aquilo que se observa nas figuras C-9 e C-10 é uma repetição daquilo que viu na secção anterior, C.2.4.

Com efeito, ocorre uma passagem nítida do regime de ejeção laminar para o regime de transição algures entre $90 < Re^* < 99$, valor médio 95, e não se detecta o fim do regime de transição até um número de Reynolds de 2000.

O valor médio do comprimento de formação, l_f/D , é neste caso de aproximadamente 5 para a gama de números de Reynolds estudada.

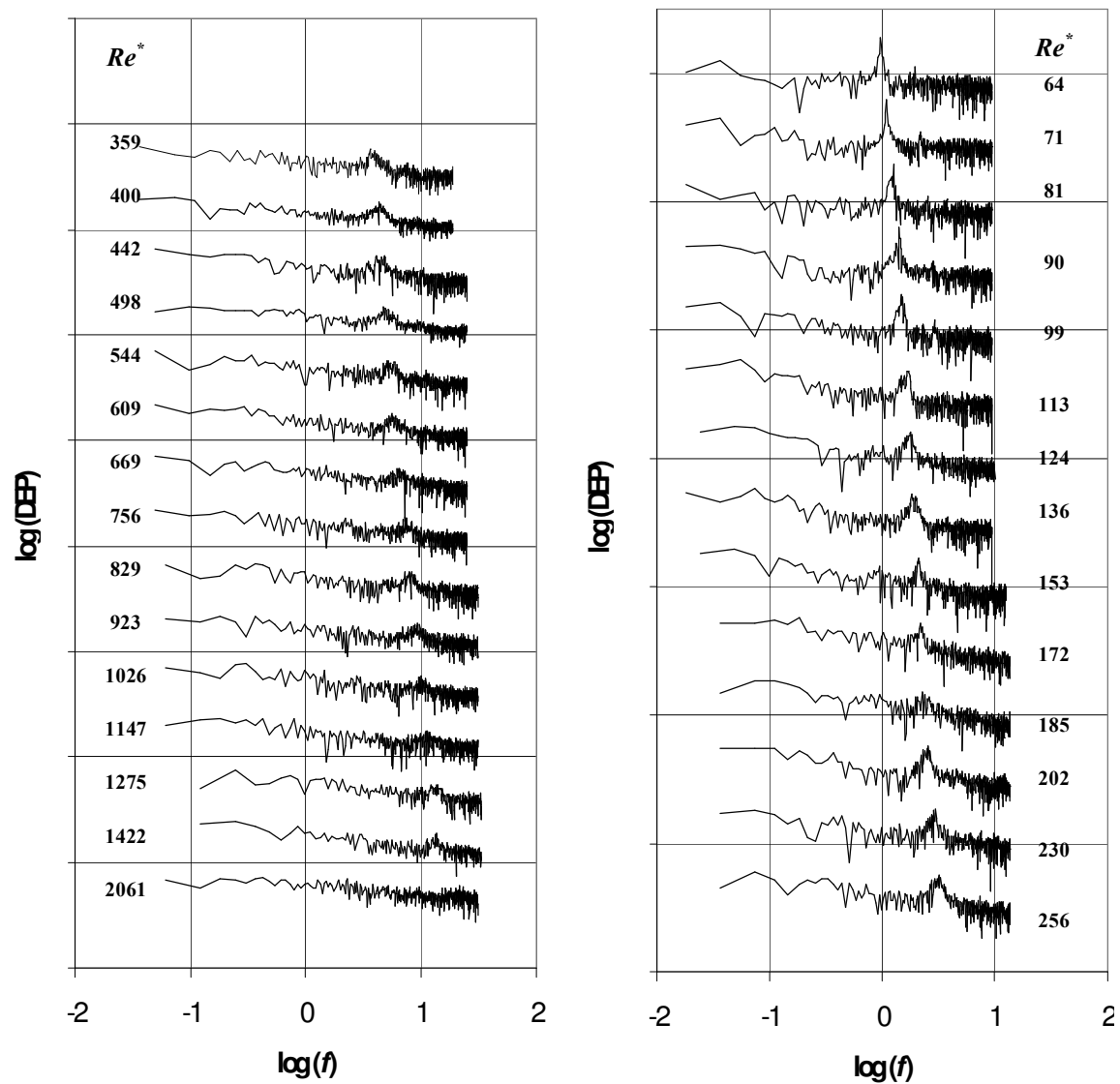


Figura C-10 Curvas do $\log(\text{DEP})$ vs $\log(f)$, correspondentes a diversos pontos analisados, para a solução com 0,03% em PAA, $D=10$ mm.

C.3 RESULTADOS PARA O CILINDRO COM 20 mm DE DIÂMETRO

C.3.1 ÁGUA – SOLVENTE PURO

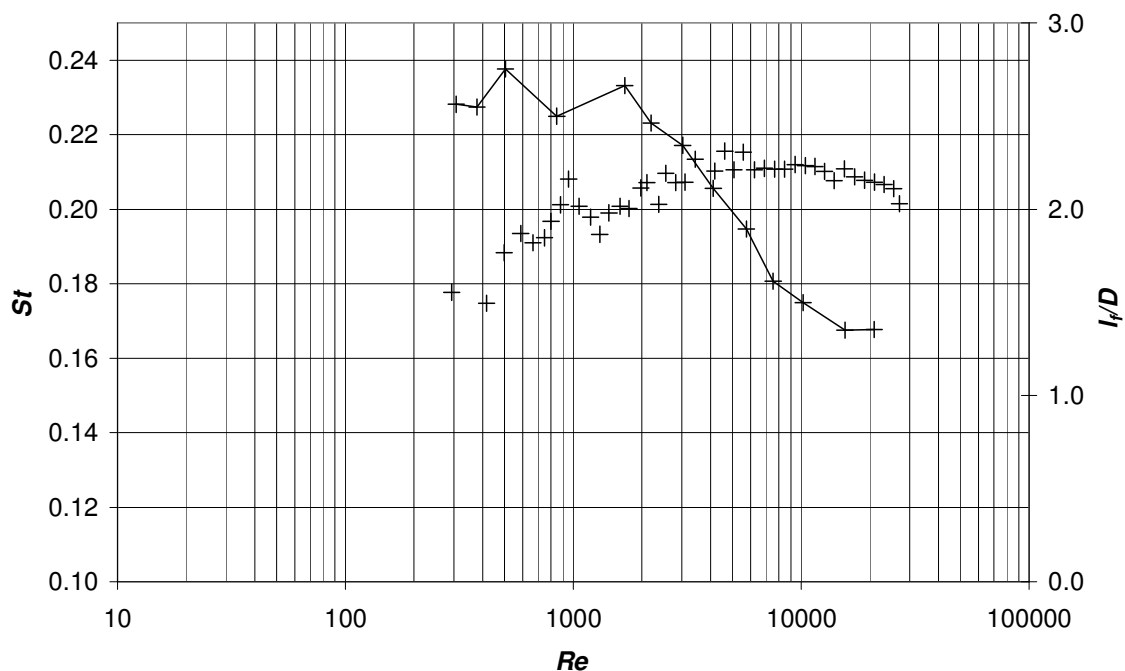


Figura C-11 Curvas de St e de l_f/D em função Re , para a água ($D=20$ mm). (+) St ; (-+-) l_f/D .

Por análise das figuras C-11 e C-12, salienta-se a preponderância de picos bem definidos, para uma extensa gama de números de Reynolds, $2543 < Re < 26953$, em conjugação com uma curva de Strouhal regular e de valores pouco dispersos.

Aparentemente, no intervalo $2377 < Re < 2543$, ocorre a passagem ao regime de transição, com o surgimento duma DEP de picos irregulares e de uma maior flutuação da curva de Strouhal. Podemos pois afirmar que neste caso, o Re_{fit} estará próximo de 2460, valor médio entre 2377 e 2543.

O habitual decréscimo acentuado de l_f/D , ocorre para um número de Reynolds próximo de 1870, sendo o l_f/D correspondente igual a 2,7, precedendo o regime de transição na camada de corte. Até valores de $Re = 293$, não foi possível inferir a existência de um regime laminar.

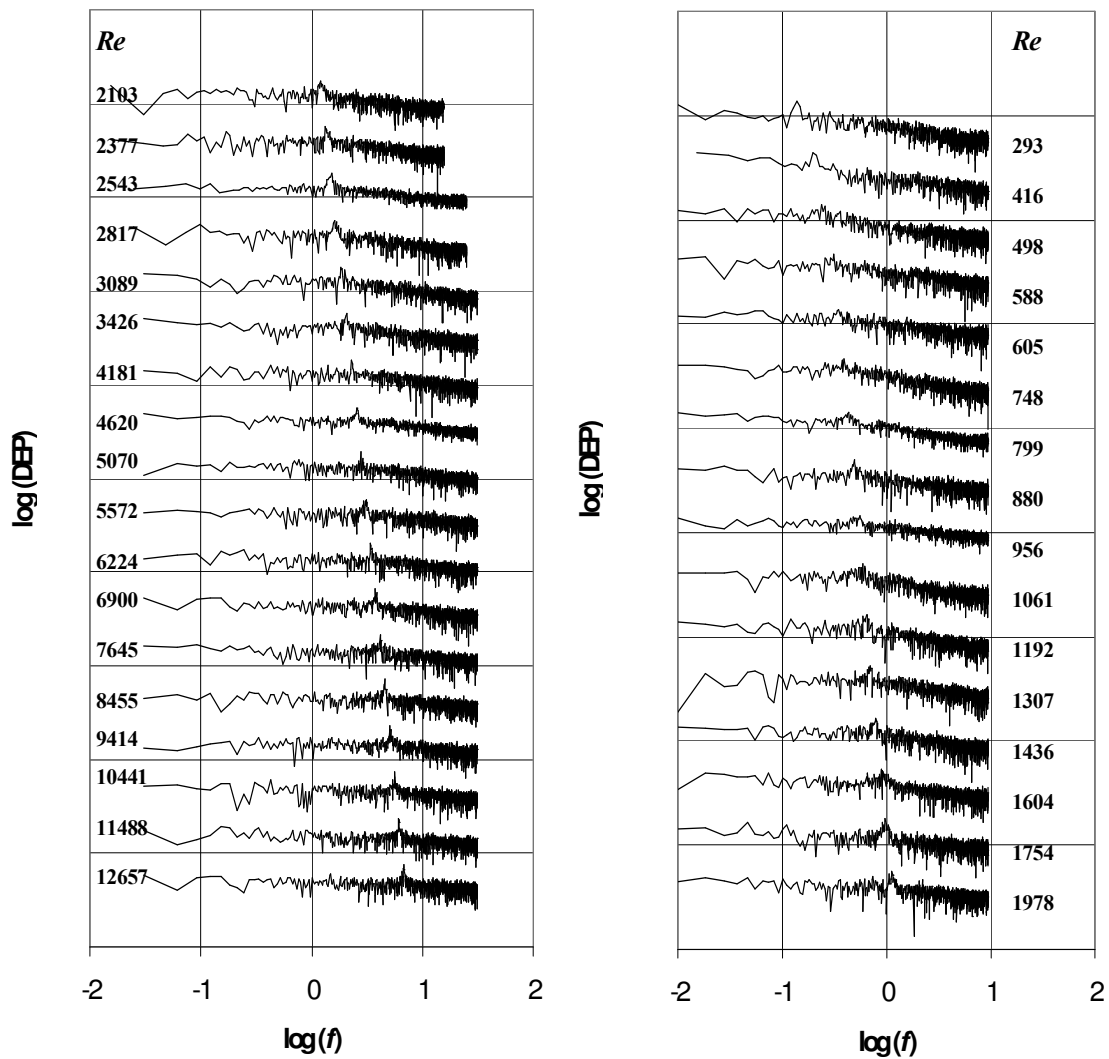


Figura C-12 Curvas do $\log(DEP)$ vs $\log(f)$, correspondentes aos diversos pontos analisados, para a água, $D = 20$ mm.

C.3.2 SOLUÇÃO COM 0,01% DE PAA

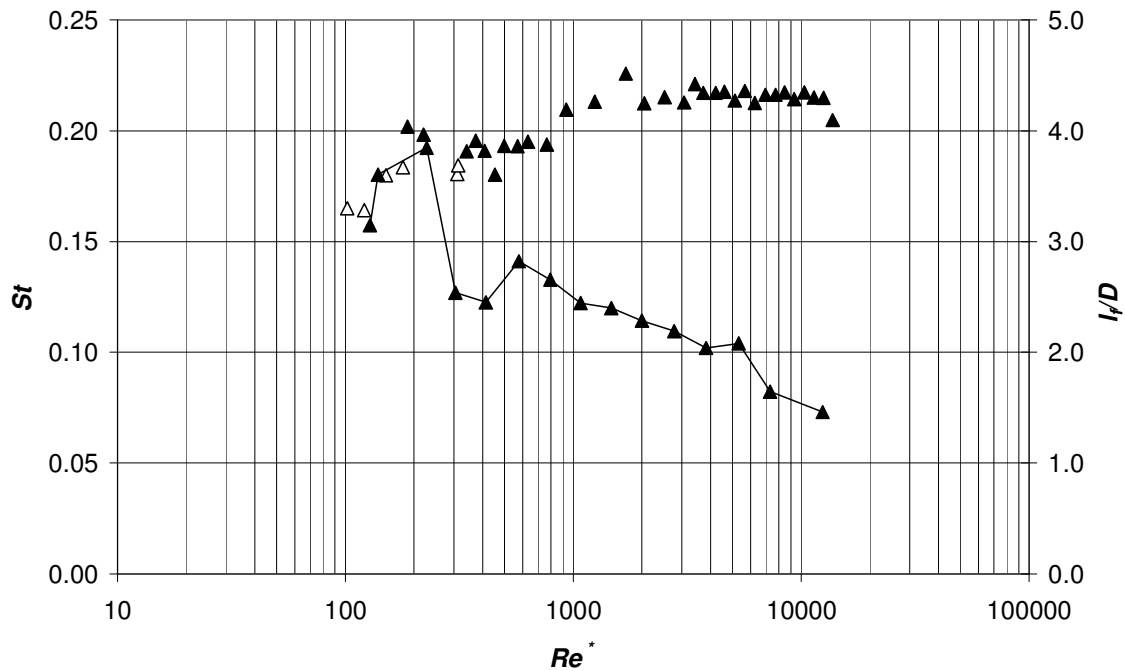


Figura C-13 Curvas de St e de l_f/D em função Re^* , para a solução com 0,01% de PAA ($D=20$ mm). St : ($\blacktriangle$) valores do LDA, ($\triangle$) valores cronometrados; ($-\blacktriangle-$) l_f/D .

Para a solução contendo 0,01% em PAA, fez-se obviamente a mesma análise, por observação das Figuras C-13 e C-14. Para o intervalo $2048 < Re^* < 12536$, verificam-se DEP com picos perfeitamente definidos, indicativos do regime de transição na camada de corte.

A habitual queda acentuada do comprimento de formação dá-se para $Re_{(f,l)}$ entre 577 e 791, valor estimado de $Re_{(f,l)} = 600$, ao qual corresponde um valor do l_f/D igual a 2,8.

Atendendo à relativamente menor dispersão dos valores na curva de Strouhal e aos picos mais bem definidos na DEP, pode-se afirmar que o fim do regime de transição ocorre algures entre $1702 < Re^* < 2010$, valor médio 1875. Também, neste caso, não foi possível detectar o início do regime de transição.

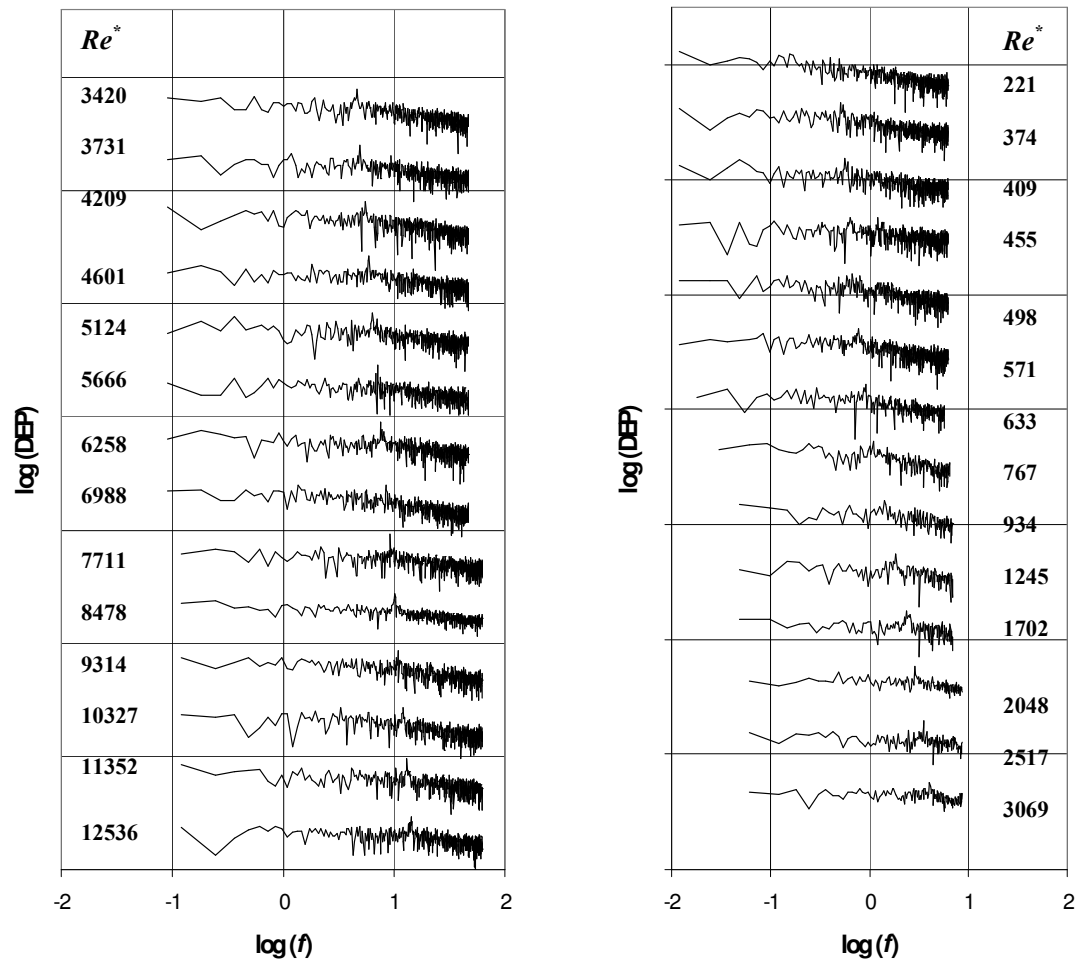


Figura C-14 Curvas $\log(\text{DEP})$ vs $\log(f)$, correspondentes a diversos pontos analisados, para a solução com 0,01% de PAA, $D = 20$ mm.

C.3.3 SOLUÇÃO COM 0,03% DE PAA

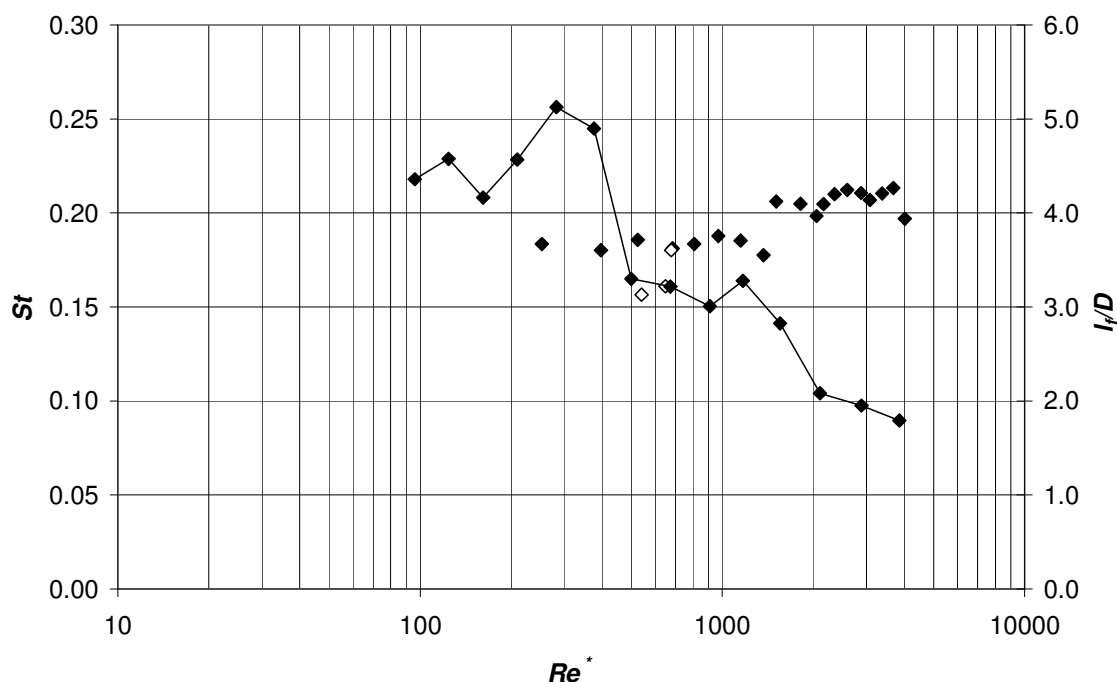


Figura C-15 Curvas de St e de l_f/D em função Re^* , para a solução com 0,03% de PAA ($D=20$ mm). St : (◆) valores lidos, (◇) valores cronometrados; (-◆-) l_f/D .

Para esta solução mais concentrada, continua a não ser possível, através da análise das curvas relativas à distribuição espectral de potência, Figura C-16, determinar o início do regime de transição. Aparentemente este será inferior a um Re^* igual a 253, valor mínimo medido.

Relativamente ao fim do regime de transição, exceptuando a curva correspondente ao Re^* igual a 4016, que é possível tratar-se de um ponto mal medido, pode-se dizer que os picos bem definidos começam entre $1813 < Re^* < 1968$, pelo que uma boa estimativa para o Re^*_{fit} será o valor médio, ou seja 1890. Da análise da Figura C-15, verifica-se uma pequena dispersão de valores da curva de Strouhal precisamente para Re^* acima de 1900, o que corrobora o valor de Re^*_{fit} escolhido.

O número de Reynolds ao qual tem início a redução abrupta do comprimento de formação ocorre aproximadamente para $Re^*_{f\downarrow}=1200$ sendo o valor respectivo de l_f/D igual a 3,6.

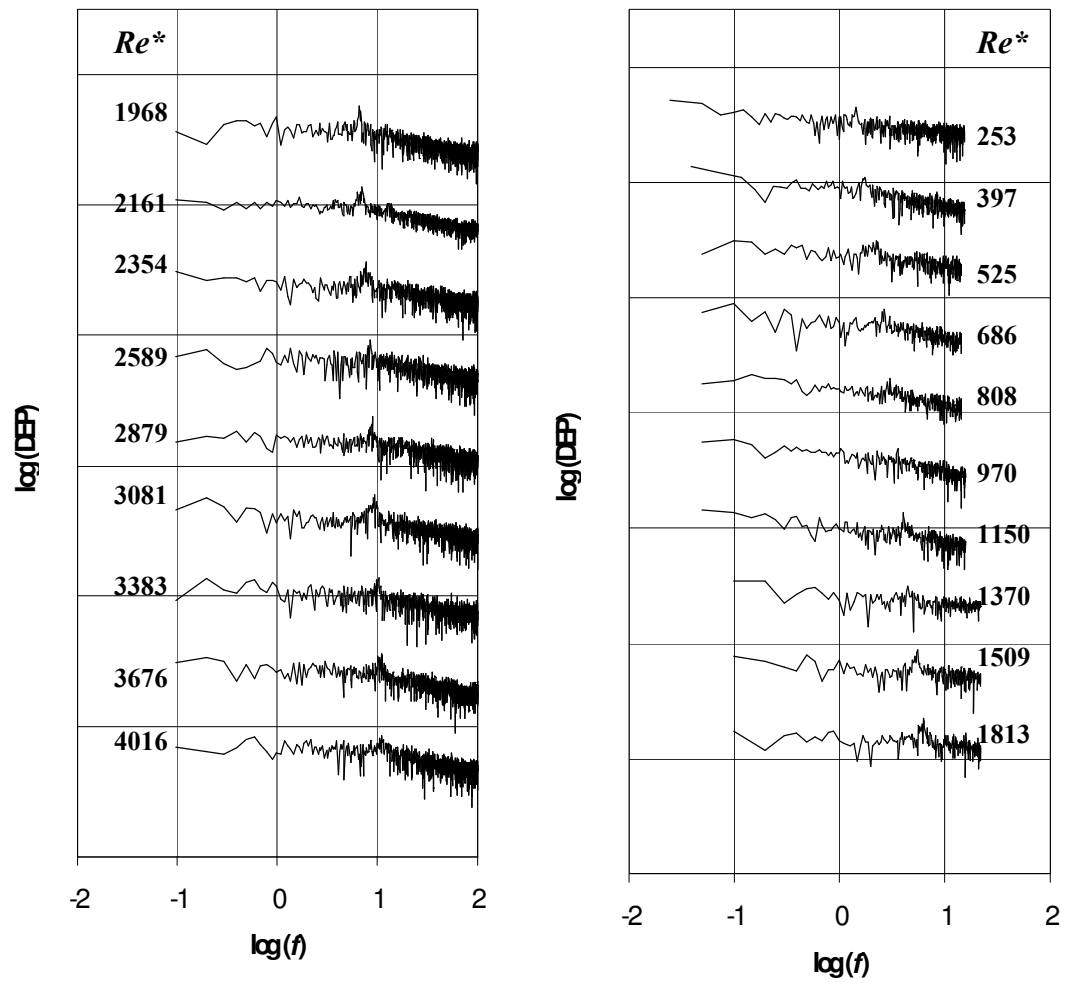


Figura C-16 Curvas do $\log (DEP)$ vs $\log (f)$, correspondentes a diversos pontos analisados, para a solução com 0,03% de PAA, $D= 20$ mm.